

Nachweis atmosphärischer Myonenneutrinos und Suche nach extraterrestrischen Neutrinoquellen in den AMANDA-Daten des Jahres 2002

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik der
Johannes Gutenberg Universität Mainz

Thomas Becka

geboren in Thun/Schweiz

Mainz 2004

JOHANNES
GUTENBERG
UNIVERSITÄT
MAINZ



**Nachweis atmosphärischer Myonneutrinos
und Suche nach extraterrestrischen Neutrinoquellen
in den AMANDA-Daten des Jahres 2002**

Thomas Becka
ETAP
Institut für Physik
Johannes Gutenberg Universität
D-55099 Mainz

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1. Neutrinoastronomie	5
1.1. Beschleunigungsmechanismus	5
1.2. Kosmische Neutrinoquellen	7
1.2.1. Gammastrahlenblitze	7
1.2.2. Supernova-Überreste	7
1.2.3. Aktive Galaktische Kerne	8
1.2.4. Mikroquasare	9
1.2.5. Exotische Quellen	9
1.3. Kosmische Strahlung	10
1.4. Atmosphärische Myonen und Neutrinos	11
1.5. Neutrino-Oszillationen	13
2. Physik des Neutrinonachweises	15
2.1. Nachweisprinzip	15
2.2. Neutrinowechselwirkungen	16
2.3. Propagation geladener Teilchen	19
2.3.1. Cherenkoeffekt	19
2.3.2. Myonpropagation	20
2.3.3. Elektromagnetische Schauer	21
2.3.4. Hadronische Schauer	22
3. Der AMANDA-Detektor	23
3.1. Bauweise und Entwicklungsgeschichte	23
3.2. Eis als Detektionsmedium	25
3.3. Die optischen Module	26
3.4. Datennahme	29
4. Grundlagen der Analysemethoden	31
4.1. Analyseschema und -programme	31
4.1.1. Standardprogramme der Kollaboration	31
4.1.2. Echtzeitfilterung	32
4.2. Kalibration	33
4.2.1. Ortskalibration	34

4.2.2.	Zeitkalibration	34
4.2.3.	Amplitudenkalibration	35
4.3.	Monte-Carlo Simulation	35
4.3.1.	Ereigniserzeugung	36
4.3.1.1.	Atmosphärische Myonen	38
4.3.1.2.	Neutrinos	38
4.3.2.	Myonenpropagation	38
4.3.3.	Detektorsimulation	39
4.4.	Spurrekonstruktion	40
4.4.1.	Trefferselektion	40
4.4.1.1.	Übersprechen von Kanälen	41
4.4.2.	Schnelle Spurrekonstruktionen	42
4.4.3.	Maximum-Likelihood Rekonstruktionen	43
4.4.3.1.	Multiphotoelektron-Modell (MPE)	45
4.4.3.2.	Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten	46
4.4.3.3.	Bayesische Methode	46
4.5.	Winkelauflösung der Spurrekonstruktion	47
4.6.	Verfahren zur Punktquellensuche	48
4.6.1.	Prinzip der Maximum-Likelihood Methode	49
4.6.2.	Signalerwartung und Signifikanz	51
4.7.	Bestimmung der Sensitivität	52
4.8.	Effektive Fläche für den Neutrinonachweis	55
5.	Datensatz des Jahres 2002	57
5.1.	Datennahme und Echtzeitsystem	57
5.2.	Vorselektion der Daten	59
5.2.1.	Vorprozessierung	59
5.2.2.	Ereignis-Selektion: Stufe-1	59
5.2.3.	Überwachung der Filterraten	62
5.3.	Detektorstabilität und -laufzeit	62
5.3.1.	Stabilität der optischen Module	63
5.3.2.	Anomalien im Detektorbetrieb	63
5.3.3.	Ausgeschlossene Datennahme-Perioden	63
5.3.4.	Bestimmung der Totzeit	64
5.3.5.	Effektive Detektorlaufzeit	67
5.4.	Ereignis-Selektion: Stufe-2	67
5.5.	Vergleich mit Simulations- und Vorjahresdaten	68
6.	Anwendung der Standardanalyse	73
6.1.	Stufe-3: Bayesische Methode	73
6.2.	Stufe-4: Rekonstruktionen mit 64 Iterationen	74
6.3.	Stufe-5: Finale Ereignisselektion	75
6.4.	Resultate	78
6.4.1.	Normierung der Simulationsdaten	78

6.4.2. Neutrino-kandidaten	80
6.4.3. Neutrino-effektive Fläche	80
6.4.4. Sensitivität	82
6.4.5. Punktquellensuche	83
7. Verbesserte Datenanalyse	89
7.1. Ein neues Verfahren zur Trefferselektion	89
7.2. Ereignisdarstellung	92
7.3. Modifizierte und neue Rekonstruktionsmethoden	95
7.3.1. Anpassung der Zeitauflösung	95
7.3.2. Gezielte Startwertvorgabe	97
7.3.3. Zenitwinkelbeschränkte Spurrekonstruktion	100
7.4. Ereignisprozessierung Stufe-3 bis Stufe-7	102
7.4.1. Stufe-3: Ereignisklassen	103
7.4.2. Stufe-4: Hochauflösender Fit	104
7.4.3. Stufe-5: Ereignisklassen	106
7.4.4. Stufe-6: Jams	108
7.4.5. Stufe-7: Vertikale Strukturen	109
7.4.6. Zusammenfassung	115
7.5. Resultate zur Punktquellensuche	118
7.5.1. Normierung der Simulationsdaten	118
7.5.2. Neutrino-kandidaten	118
7.5.3. Neutrino-effektive Fläche	120
7.5.4. Sensitivität	123
7.5.5. Punktquellensuche	125
7.6. Resultate zu atmosphärischen Neutrinos	129
7.6.1. Neutrino-effektive Fläche	129
7.6.2. Systematische Unsicherheiten	129
7.6.3. Neutrino-Oszillationen	132
7.6.4. Korrigiertes Zenitwinkelspektrum	132
Zusammenfassung und Ausblick	137
A. Trefferselektion	139
A.1. Ausgeschlossene Module	139
A.2. Zeitresiduen-Trefferselektion	139
B. Datenprozessierung	141
B.1. Ausgeschlossene Dateien	141
B.2. Vorselektion	141
B.3. Standardanalyse	144
B.4. Verbesserte Analyse	144
C. Stufenbezogene Durchlassraten	147

Inhaltsverzeichnis

D. Neutrinopunktquellen	149
D.1. Potentielle Neutrinoemitter	149
D.2. Punktquellensuche in den Daten der Jahre 2000–2002	150
D.3. Verteilung der maximalen Signifikanz	151
Literaturverzeichnis	151

Abbildungsverzeichnis

1.1. Spektrum der kosmischen Strahlung	10
1.2. Vorhersagen für die Flüsse atmosphärischer Myonen und Neutrinos	12
2.1. Nachweisprinzip eines Neutrinooteleskops	16
2.2. Feynman-Diagramm der Reaktion $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + X$	17
2.3. Wirkungsquerschnitte von Neutrinoereaktionen	18
2.4. Schematische Darstellung des Cherenkoeffektes	19
2.5. Energieverlust und Reichweite von Myonen in Materie	21
3.1. Aufbau des AMANDA-Detektors	24
3.2. Tiefenabhängigkeit der effektiven Streulänge	27
3.3. Die Tiefen- und Wellenlängenabhängigkeit der Absorptionslänge	28
4.1. Schematische Darstellung der AMANDA-Programme	32
4.2. Blockdiagramm des Echtzeitfiltersystems	34
4.3. Blockdiagramm der Monte-Carlo Programme	36
4.4. Schematische Darstellung der Erzeugung simulierter Ereignisse	37
4.5. Treffer durch Übersprechen zwischen Kanälen (<i>cross talk</i>)	42
4.6. Schematische Darstellung einer Myonspur	44
4.7. Parabelanpassung an ein Minimum der Loglikelihood-Funktion	47
4.8. Prinzip der Untergrundabschätzung in einem Suchbin	53
4.9. Schematische Darstellung eines Konfidenzgürtels	54
5.1. Aufbau des Echtzeitsystems	58
5.2. Observablen zur Bestimmung der verwendbaren Datenahme-Perioden	65
5.3. Exponentialanpassung zur Totzeitbestimmung	66
5.4. Trefferbezogene Verteilungen	69
5.5. Triggerabhängigkeit der Trefferzeiten	70
5.6. Verteilungen von Rekonstruktionsparametern	72
6.1. Vergleich der optimalen Schnittparameter für die Standardanalyse des Jahres 2002 mit denen der beiden Vorjahre.	76
6.2. Auffinden der Normierungskonstanten mittels Variation der Selektionsparameter	79
6.3. Normierungskonstanten für die Daten der Jahre 2000 und 2001.	79

6.4. Zenitwinkelverteilung der Neutrinokandidaten aus der Standardanalyse 2002	81
6.5. Zenitwinkelverteilung der Neutrinokandidaten aus der Standardanalyse für die Jahre 2000 und 2001	81
6.6. Neutrino-effektive Fläche in Abhängigkeit der Deklination	82
6.7. Neutrino-effektive Fläche als Funktion der Neutrinoenergie	82
6.8. Sensitivität der Standardanalyse für die Jahre 2000, 2001 und 2002	83
6.9. Ereignisse und Signifikanzen für die Standardanalyse 2002	84
6.10. Signifikanzen $\zeta > 2$ für die zufallsverteilten Ereignisse	85
6.11. Signifikanzen $\zeta > 2$ für die unveränderten Daten	86
6.12. Auffälliger Himmelsausschnitt der Punktquellensuche 2002	86
7.1. Verteilung der Zeitresiduen gemäß der zusammengesetzten und halb-analytisch gefalteten Pandel-Funktion	90
7.2. Abstandsabhängigkeit der Erwartungswerte der Zeitresiduen.	91
7.3. Grundversion der Ereignisdarstellung	93
7.4. Erweiterte Version der Ereignisdarstellung	94
7.5. Zenitwinkelauflösung in Abhängigkeit der Zeitauflösung	95
7.6. Anteil der unterhalb des Horizontes rekonstruierten Ereignisse in Abhängigkeit der Zeitauflösung	96
7.7. Minimum der negativen Loglikelihood im Winkelbereich aufwärtslaufender Spuren	97
7.8. Unterschiede zwischen Haupt- und Nebenminimum	98
7.9. Ambiguität der Spurrekonstruktion	99
7.10. Lokale Minima der negativen Loglikelihood in beiden Hemisphären	101
7.11. Selektionsparameter für Stufe-3 der verbesserten Analyse.	105
7.12. Selektionsparameter und -raten der Stufe-6	110
7.13. Verteilung der Spurwinkelauflösung auf Stufe-6	112
7.14. Verteilung der Ereignisschwerpunkte	112
7.15. Korrelation zwischen Ereignisschwerpunkten und Auflösung	113
7.16. Zweidimensionale $COG_z/\sigma_a^\epsilon(10ptr)$ -Selektion auf Stufe-7.	114
7.17. Winkelabhängigkeit der Selektionsraten aller Stufen	116
7.18. Energieabhängigkeit der Selektionsraten aller Stufen	117
7.19. Normierungskonstante für die verbesserte Analyse 2002	119
7.20. Zenitwinkelverteilung der Neutrinokandidaten	120
7.21. Neutrino-effektive Fläche in Abhängigkeit der Deklination	121
7.22. Neutrino-effektive Fläche als Funktion der Neutrinoenergie	122
7.23. Energieabhängigkeit der Neutrino-effektiven Fläche im Vergleich beider Analysen	122
7.24. Myonenergie	124
7.25. Sensitivität der verbesserten Analyse 2002 für ein E^{-2} -Spektrum	124
7.26. Sensitivität der verbesserten Analyse 2002 für ein E^{-3} -Spektrum	125
7.27. Ereignisse und Signifikanzen für die verbesserte Analyse 2002	126
7.28. Signifikanzen $\zeta > 2$ für die zufallsverteilten Ereignisse	127

7.29. Verteilung der Signifikanzen $\zeta > 2$ für den unveränderten Datensatz	127
7.30. Region höchster Signifikanz	128
7.31. Ergebnisse für den Blazar Markarian 501	128
7.32. Neutrino-effektive Fläche für atmosphärische Neutrinos	129
7.33. Abschätzung des verbleibenden Untergrundes	131
7.34. Akzeptanzkorrigiertes Zenitwinkelspektrum	133
7.35. Akzeptanz- und oszillationskorrigiertes Zenitwinkelspektrum	134
C.1. Energieabhängigkeit der Selektionsraten aller Stufen	147
C.2. Winkelabhängigkeit der Selektionsraten aller Stufen	148
D.1. Potentielle Neutrinopunktquellen	150
D.2. Signifikanzen für die Kombination der Jahre 2000–2002 gemäß der Standardanalyse	150
D.3. Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte für ζ_{\max}	151

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

2.1. Räumliche Ausdehnung schauerartiger Ereignisse	22
3.1. Ausbaustufen des AMANDA-Detektors	25
3.2. Absorptions- und effektive Streulänge verschiedener optischer Medien	28
5.1. Durchlassraten der Echtzeitfilterung	61
5.2. Durchlassraten des Stufe-1 Spurfilters	61
5.3. Ereigniszahlen und Durchlassraten für Stufe-2	68
6.1. Durchlassraten für Stufe-3 der Standardanalyse	74
6.2. Durchlassraten für Stufe-4 der Standardanalyse	75
6.3. Durchlassraten für Stufe-5 der Standardanalyse	77
6.4. Zusammenfassung sämtlicher Stufen der Standardanalyse	77
6.5. Normierungskonstanten der Neutrinosimulation für die Standardanalyse	78
6.6. Anzahl der Neutrinoereignisse der Jahre 2000–2002	80
7.1. Durchlassraten in Abhängigkeit der neuen Trefferbereinigung	92
7.2. Anteil der unterhalb des Horizontes rekonstruierten Ereignisse für die Methode der Startwertvorgabe	100
7.3. Durchlassraten für Stufe-3 der verbesserten Analyse	104
7.4. Durchlassraten für Stufe-4 der verbesserten Analyse	107
7.5. Durchlassraten für Stufe-5 der verbesserten Analyse	108
7.6. Durchlassraten für Stufe-6 der verbesserten Analyse	111
7.7. Durchlassraten für Stufe-7 der verbesserten Analyse	114
7.8. Zusammenfassung sämtlicher Stufen der verbesserten Analyse	115
7.9. Normierungskonstanten der Neutrinosimulation im Vergleich	118
7.10. Anzahl der Neutrinoereignisse 2002	120
7.11. Systematische Unsicherheiten	131
A.1. Ausgeschlossene Module	139
B.1. Ausgeschlossene Dateien	141
B.2. Details zur Vorselektion	143
B.3. Details zur Standardanalyse	144
B.4. Details zur verbesserten Analyse	145
D.1. Potentielle Neutrinoquellen.	149

Tabellenverzeichnis

Einleitung

Die Untersuchung des Himmels ist sicherlich eines der ältesten Betätigungsfelder menschlicher Forschung. Durch technische Errungenschaften wie beispielsweise Radioteleskope, Infrarot-, UV-, Röntgen- und Gammadetektoren konnten immer weitere Bereiche des elektromagnetischen Spektrums bis hin zu Energien von einigen TeV vermessen werden. Im letzten Jahrhundert wurde durch die Entdeckung geladener Teilchen als kosmische Informationsträger¹ ein weiteres Fenster aufgestoßen. Allerdings sind hierdurch neben Antworten auch eine Fülle noch nicht gänzlich gelöster Fragen aufgebracht worden. So sind Art und Verteilung der Quellen kosmischer Strahlung ebenso wie die beteiligten Beschleunigungsmechanismen noch immer nicht hinreichend verstanden. Zur Aufklärung dieses und auch anderer Sachverhalte kann die Neutrinoastronomie wichtige Beiträge leisten. Zwar lassen die unlängst im Bereich niederer Neutrinoenergien erzielten Ergebnisse² noch auf ebenbürtige Errungenschaften im hochenergetischen Sektor warten, doch sind die Grundsteine hierfür mit einer neuen Generation großvolumiger Neutrinoobservatorien bereits gelegt.

Neutrinos haben gegenüber Photonen und geladenen Teilchen als *kosmische Informationsträger* einen großen Vorteil: Sie können auf Grund ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie das Universum nahezu ungehindert durchqueren. Daher können sie astrophysikalische Informationen auch von Quellen liefern, die hinter (extra-) galaktischen Staubwolken verborgen sind. Diesbezüglich ist die optische Astronomie stark eingeschränkt, denn für Photonen ist das Universum relativ undurchdringlich. So ist die Reichweite hochenergetischer Photonen ($> 10^{12}$ eV) vor allem wegen ihrer Wechselwirkung mit Sternenlicht, intergalaktischem Staub oder der kosmischen Hintergrundstrahlung eingeschränkt³. Die geladene kosmische Strahlung unterliegt zusätzlich einer weiteren Einschränkung: Wegen ihrer Ablenkung durch interstellare und extragalaktische magnetische Felder kann sie ihren Ursprungsort nicht unverfälscht widerspiegeln⁴. Auch hier sind die ungeladenen Neutrinos vorteilhaft, denn sie behalten die ursprüngliche Richtungsinformation bei.

¹Diese sogenannte kosmische Strahlung wurde 1912 von Viktor Franz Hess entdeckt. Für seine Untersuchungen wurde er 1936 mit dem Nobelpreis in Physik ausgezeichnet.

²Gemeint sind hier vor allem die Nachweise solarer und atmosphärischer Neutrinos durch Experimente wie Homestake, Sage, Gallex, Super-Kamiokande und SNO, sowie der Nachweis einiger Neutrinos aus dem SN1987A Kollaps.

³So haben 100 TeV Photonen eine Reichweite von nur etwa 100 Mpc (≈ 320 Lichtjahre).

⁴Ausgenommen sind Teilchen mit Energien $E \gtrsim 10^{19}$ eV.

Einleitung

Die derzeit größte Apparatur zur Erforschung kosmischer Neutrinoquellen ist das tief in das antarktische Eis unter dem geographischen Südpol abgelassene *Neutrino-teleskop AMANDA* (*Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*). Die Detektion von Neutrinos mit AMANDA erfolgt indirekt über geladene Produkte aus Neutrinoreaktionen. Optimiert ist der Detektor auf den Nachweis von Myonen, die entlang einer langen geraden Spur durch den Detektor Photonen⁵ emittieren. Dieses *Cherenkovlicht* wird in dem offenen, aus einem dreidimensionalen Gitter von 677 Photosensoren bestehenden Neutrino-teleskop nachgewiesen und zur Rekonstruktion von Myonspuren aufbereitet. Für Neutrinoenergien $E_\nu \gtrsim 1 \text{ TeV}$ weicht die Myonrichtung um weniger als 1° von der ursprünglichen Neutrino-richtung ab und ermöglicht somit die genäherte Bestimmung der Neutrinoherkunft. Neben den Spureneignissen können auch hadronische und elektromagnetische Schauer, die unter anderem durch Reaktionen von Elektronneutrinos ausgelöst werden, aus den Daten rekonstruiert werden.

Das AMANDA-Teleskop ist auf einen Energiebereich von $0.1 - 10 \text{ TeV}$ optimiert⁶ und damit zum Nachweis lokalisierter („punktförmiger“) und gleichmäßig über den Himmel verteilter („diffuser“) kosmischer Neutrinoquellen geeignet. Mit einer solchen Entdeckung könnten wichtige Beiträge zur Untersuchung der Herkunft *kosmischer Strahlung* geleistet werden. Vor allem deren hochenergetischer Bereich jenseits von 10^{20} eV ist weiterhin rätselhaft. In unserer Galaxis sind keine Objekte bekannt, die die beobachteten Teilchen auf solche Energien beschleunigen könnten. Untersuchungen elektromagnetischer Strahlung haben zwar dazu beigetragen, extragalaktische Kandidaten als Quellen dieser Strahlung zu modellieren, allerdings ist nach wie vor nicht eindeutig belegt, ob die beobachtete Strahlung ausschließlich durch Beschleunigung von Elektronen oder auch durch beschleunigte Hadronen erzeugt wird. Mit der Entdeckung hochenergetischer *extraterrestrischer Neutrinos* wäre bewiesen, dass Hadronen bei den Beschleunigungsvorgängen solcher kosmischen Quellen beteiligt sind⁷. Weitere Objekte, nach denen mit AMANDA geforscht werden kann, sind beispielsweise topologische Defekte, magnetische Monopole und Dunkle Materie.

Neben der möglichen Entdeckung extraterrestrischer Neutrinos ist auch der Nachweis von Neutrinos, die in der Erdatmosphäre aus der kosmischen Höhenstrahlung entstehen, von Bedeutung. Sie dienen einerseits der Detektoreichung, andererseits können sie beispielsweise zur Modellierung der Flussvorhersagen für *atmosphärische Neutrinos* und zu Untersuchungen von Neutrino-Oszillationen verwendet werden. Mit einem speziellen Datennahmesystem können auch niederenergetische Neutrinoemissionen im MeV-Bereich, wie sie etwa bei Supernovae auftreten, beobachtet werden.

⁵Geladene Teilchen können in einem Medium Cherenkovphotonen emittieren, falls ihre Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist.

⁶Mit speziellen Methoden können Neutrinoenergien bis zu 10^{20} eV rekonstruiert werden.

⁷Hochenergetische Hadronen können in der Wechselwirkung mit anderen Hadronen oder Photonen unter anderem Pionen erzeugen. Aus dem Zerfall geladener Pionen wiederum können geladene Leptonen und eben auch Myon- und Elektronneutrinos entstehen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Selektion atmosphärischer und eventuell vorhandener extraterrestrischen Myonneutrinos aus den AMANDA-Daten des Jahres 2002. Im Gegensatz zu früheren Analysen innerhalb der AMANDA-Kollaboration konnte ich den gesamten Ablauf der Datenprozessierung bis hin zu verschiedenen Analysen ohne Hilfe Anderer durchführen. Die Grundlage hierfür bildet das von mir entwickelte Echtzeitfilter-System, für das ich drei Jahre alleine verantwortlich war. Dieses System ermöglicht eine stabile Vorselektion der Daten und deren unmittelbaren Transfer vom Südpol in die nördliche Hemisphäre. Die Qualitätskontrolle und -selektion der experimentellen Daten und die Erzeugung entsprechender Simulationen sind ebenso wie die Entwicklung neuer Analysemethoden Bestandteil dieser eigenständigen Arbeit. Der Schwerpunkt der Neutrino Selektion beruht auf der Verbesserung der Nachweiseffizienz für atmosphärische Neutrinos, wobei insbesondere dem Bereich niedriger Energien Aufmerksamkeit geschenkt wird. Die selektierten Neutrinoereignisse dienen zum einen der Suche nach lokalisierten Neutrinoquellen, zum anderen erlauben sie Untersuchungen des Flusses atmosphärischer Neutrinos und den darauf wirkenden Einfluss von Neutrino-Oszillationen.

In Kapitel 1 sind Grundlagen zur Neutrinoastronomie und für den AMANDA-Detektor interessante Signalquellen vorgestellt. Kapitel 2 erläutert die Prinzipien zum Nachweis von Neutrinos mit Cherenkovdetektoren. Der Aufbau des AMANDA-Detektors und die Datennahme sind in Kapitel 3 dargestellt. In Kapitel 4 finden sich die Grundlagen der Analysemethoden. Kapitel 5 beschreibt die Vorselektion der Daten des Jahres 2002, welche die gemeinsame Basis der anschließend vorgestellten Analysen bildet. Eine bereits für vorhergehende Jahre etablierte Analyse wird in Kapitel 6 auf diese Vorselektion angewandt. Eine verbesserte Methode wird in Kapitel 7 eingeführt und mit der Standardanalyse verglichen. Abschließend wird neben der Suche nach Punktquellen der Fluss atmosphärischer Neutrinos bestimmt.

Einleitung

1. Neutrinoastronomie

1.1. Beschleunigungsmechanismus

Modelle, die das Spektrum der kosmischen Strahlung zu erklären versuchen, basieren üblicherweise auf Beschleunigungsprozessen von Elektronen und Protonen auf ultrarelativistische Energien. Eine Theorie, die derartige Beschleunigungen erklärt, geht auf eine von Fermi formulierte Idee zurück: Ein geladenes Teilchen wird an einer Schockfront¹ wiederholt gestreut und gewinnt bei jedem Überqueren der Front an Energie. Dieser Mechanismus wird **Fermi-Beschleunigung erster Ordnung** genannt und weicht von der ursprünglich formulierten Idee ab, die sich auf Beschleunigungen in bewegten Plasmawolken endlicher Größe bezieht. Der mittlere relative Energiegewinn, den das beschleunigte Teilchen bei jedem Durchlauf erfährt, ergibt sich zu

$$\epsilon \equiv \left\langle \frac{E_2 - E_1}{E_1} \right\rangle \approx \frac{4}{3}\beta \quad . \quad (1.1)$$

Hierbei ist $\beta = v/c$, E_1 die Energie vor und E_2 die Energie nach dem Streuvorgang². Zur Berechnung des resultierenden Energiespektrums nimmt man nun an, dass das Teilchen nach jedem Beschleunigungsvorgang entweder elastisch in die Schockfront zurückgestreut wird und einen weiteren Beschleunigungszyklus durchläuft, oder aber mit der Wahrscheinlichkeit P die verantwortliche Region der Schockwelle verlässt. Für ein Teilchen der Anfangsenergie E_0 ergibt sich damit die Wahrscheinlichkeit $(1 - P)^n$, dass es auch nach n Durchläufen noch in der Beschleunigungsregion mit einer bis dahin auf $E_0(1 + \epsilon)$ angestiegenen Energie verbleibt. Daraus folgt ein Energiespektrum

$$\frac{dN}{dE} = \frac{1}{E_0} \cdot \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1-P)}{\ln(1+\epsilon)}} \propto E^{-\alpha} \quad , \quad (1.2)$$

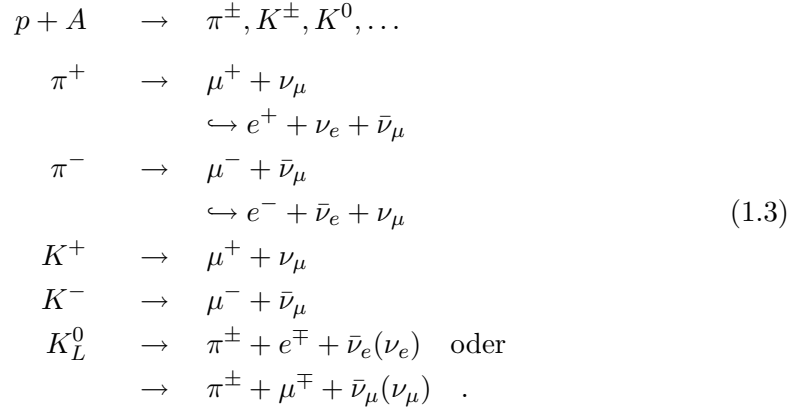
welches genau den experimentellen Beobachtungen entspricht. Für den spektralen Index ergibt sich $\alpha \approx 2$; berücksichtigt man aber die für höherenergetische Teilchen größere Wahrscheinlichkeit, unsere Galaxis zu verlassen, so ergibt sich $\alpha \approx 2.7$. Dieser Wert entspricht der Beobachtung für kosmische Strahlen mit Energien $E \in [10 \text{ GeV}, 10 \text{ PeV}]$.

¹Darunter versteht man den Grenzbereich einer Schockwelle, wie sie beispielsweise bei einer Supernova entstehen kann, wenn Materie mit großer Geschwindigkeit in das umgebende interstellare Medium geschleudert wird.

²Die ursprüngliche Fermi-Beschleunigung ergibt hier einen kleineren durchschnittlichen Energiegewinn $\epsilon \approx \frac{4}{3}\beta^2$.

1. Neutrinoastronomie

Aus den nach diesem Modell beschleunigten, geladenen Teilchen können eine Reihe von Folgeprodukten entstehen. So erzeugen Protonen bei der Wechselwirkung mit anderen Teilchen Hadronen, vorzugsweise Pionen oder Kaonen. Der Zerfall dieser Teilchen erzeugt hochenergetische Neutrinos und Photonen nach beispielsweise folgenden Reaktionen:



Der für die Neutrinoherstellung wichtigste Kanal ist der Pionzerfall. Bei genügend geringer Dichte der Reaktionsmaterie ist die Wahrscheinlichkeit für den freien Zerfall von Teilchen größer als die Wahrscheinlichkeit dafür, dass sie ihre Energie durch Stöße mit anderen Teilchen verlieren. Für die Neutrinoherstellung aus kosmischen Quellen bedeutet dies, dass man ein Verhältnis $(\nu_e + \bar{\nu}_e)/(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) \approx 1/2$ erwartet, falls das Myon frei zerfallen kann. Bei größerer Dichte ist der freie Zerfall der Myonen unterdrückt und das Verhältnis zu Gunsten der Myonneutrinos verschoben. Von größerem Einfluss auf dieses Zahlenverhältnis ist allerdings der Effekt der Neutrino-Oszillation (siehe Abschnitt 1.5). Aus ihrer Berücksichtigung ergibt sich für Flugstrecken astronomischer Dimensionen $(\nu_e + \bar{\nu}_e)/(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) \approx 1$. Die Anzahl der erzeugten Neutrinos und ihrer Antiteilchen stehen für die pp-Reaktion ungefähr im Verhältnis $\nu/\bar{\nu} \approx 1$, während für die in der p γ -Reaktion erzeugten Elektronenneutrinos auf Grund der asymmetrischen π^\pm -Produktion $\nu_e/\bar{\nu}_e > 1$ gilt [H⁺95].

Aus beschleunigten Elektronen können hochenergetische Photonen in Form von Synchrotronstrahlung oder bei höheren Elektronenergien auch durch inverse Comptonstreuung entstehen. Lichtquanten können also sowohl aus elektromagnetischen als auch aus hadronischen Prozessen stammen; Neutrinos hingegen stellen eine eindeutige Signatur für den hadronischen Charakter des kosmischen Beschleunigers dar. Eine Reihe von Modellrechnungen sagen voraus, dass beide Prozesse gleichzeitig vorkommen [LM00].

1.2. Kosmische Neutrinoquellen

1.2.1. Gammastrahlenblitze

Dieses Phänomen wird als Quelle der hochenergetischen kosmischen Strahlung diskutiert. Es gibt verschiedene Modelle für die millisekunden- bis minutenlangen Gammastrahlenausbrüche, die mehr Energie beinhalten können als das gesamte restliche Universum in der gleichen Zeitspanne in Form von elektromagnetischer Strahlung emittiert³. Die Quellen der beobachteten Gammastrahlen-Verteilungen könnten zum Beispiel hochenergetische Elektronen oder auf mehrere 100 TeV beschleunigte Hadronen galaktischer oder extragalaktischer Herkunft sein. Die durch verschiedene Theorien vorhergesagten Neutrinoflüsse variieren über mehrere Größenordnungen [Wax00]. Mit dem AMANDA-Detektor durchgeführte Untersuchungen zu Gammastrahlenblitzen finden sich beispielsweise in [A⁺03].

1.2.2. Supernova-Überreste

Das Ende der Entwicklung eines Sterns ist abhängig von der Masse seines Eisenkerns, der das Endprodukt seiner nuklearen Fusionsprozesse darstellt. Überschreitet die Kernmasse die *Chandrasekhar-Grenze* von $(1.4 \pm 0.2) M_{\odot}$ ⁴, so kommt es zu einem plötzlichen Gravitationskollaps des Sterns, der einen Neutrinoausbruch und eine Stoßwelle verursacht. Die Neutrinos haben eine mittlere Energie von ~ 10 MeV und können den implodierenden Stern fast ungehindert verlassen. Die innerhalb der Stoßwelle erzeugten Photonen haben hingegen eine extrem kurze freie Weglänge und erreichen erst nach Stunden die äußeren Sternschichten. Daher können Neutrinosignale als „Frühwarnung“ für die Ankunft des sichtbaren Lichtes einer Supernova genutzt werden, falls die Signatur des Neutrinoflusses hinreichend genau bekannt ist. Neutrinos von Supernovae können mit AMANDA nicht einzeln, sondern nur über einen gleichzeitigen Anstieg der mittleren Rauschraten vieler Photosensoren nachgewiesen werden. Einzelheiten zum Supernovanachweis mit dem AMANDA-Detektor und zu einer möglichen Teilnahme von AMANDA am Supernova Frühwarnsystem SNEWS finden sich in [Fes04].

Während des Zusammenbruchs wird der äußere Teil des Sterns mit großer Geschwindigkeit abgestoßen. Aus dem inneren verbleibenden Teil formt sich ein Objekt extrem hoher Dichte wie beispielsweise ein schwarzes Loch oder ein Pulsar. Bekannte in der Milchstraße befindliche Supernova-Überreste sind der Krebsnebel und Cassiopeia A. Die höchsten Energien, die von geladenen Teilchen an Schockfronten von Supernovaexplosionen erreicht werden können, liegen in der Region des sogenannten *Knies* der kosmischen Strahlung (siehe Abschnitt 1.3). Es wird daher vermutet, dass Supernova-Überreste für den niederenergetischen Teil der kosmischen Strahlung

³Dies trifft nur für den Fall isotroper Ausstrahlung zu. Selbst unter der mittlerweile favorisierten Vorstellung, dass die Energie nur in einem kleinen Konus ausgestrahlt wird, ist die abgestrahlte Leistung gewaltig.

⁴ $M_{\odot} = \text{Sonnenmasse} \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$

verantwortlich sind. Als Folge der Beschleunigungsvorgänge sollten auch hochenergetische Neutrinos entstehen, die vorausgesagten Flüsse sind aber zu gering, um mit AMANDA detektiert werden zu können.

1.2.3. Aktive Galaktische Kerne

Bei den leuchtstärksten bekannten Himmelsobjekten handelt es sich um aktive Galaxien, in deren zentralen Bereichen *Aktive Galaktische Kerne* (AGN) für die extremen Luminositäten verantwortlich sind. Sie sind die bisher einzigen extragalaktischen Objekte, die als sichere Quellen von TeV γ -Strahlung identifiziert werden konnten. Die Bandbreite der spektralen Eigenschaften von AGN ist allerdings weitgefächert; nach ihnen werden Einteilungen in verschiedene Untergruppen wie etwa *Quasare*⁵, *Blazare* oder *Radiogalaxien* vorgenommen.

In den Zentren der AGN vermutet man wachsende, supermassive schwarze Löcher ($M_{\text{AGN}} \approx 10^8 M_{\odot}$). Diese wären in der Lage, die gewaltigen Energieemissionen - zum Beispiel in Form sogenannter Jets⁶, die entlang der Rotationsachse des Systems verlaufen - zu erklären. Das schwarze Loch bezieht hierbei Energie aus der umgebenden Galaxie, wobei es zur Ausbildung einer *Akkretionsscheibe* kommt. Trotz prinzipiell gleichen Aufbaus können sich AGN je nach Betrachtungswinkel sehr unterschiedlich darstellen. *Blazare* bilden eine besondere Gruppe aus AGN, bei denen man in den Jet hineinblickt⁷. Als die wohl bekanntesten Objekte hierunter sind die TeV-Blazare Markarian 421 und Markarian 501 zu nennen. Im Falle von Blickwinkeln zur Jetachse von etwa $20^\circ - 40^\circ$ hat sich die Bezeichnung *BLRG*⁸ eingebürgert. AGN, die unter noch größeren Winkeln nahe 90° betrachtet werden, fasst man unter dem Begriff *NLRG*⁹ zusammen.

Die Entstehung von Neutrinos ist in zwei Regionen von AGN denkbar. Zum einen in Schockfronten der Akkretionsscheibe oder der Jets in Bereichen nahe des Zentrums. Dort können hochenergetische Protonen entweder mit Materie der Akkretionsscheibe oder mit thermischen Photonen reagieren. Neben den entstehenden Neutrinos kann hierbei auch mittels Paarbildungsprozessen Röntgenstrahlung emittiert werden, anhand derer die Modellvorhersagen zu den Neutrinoflüssen normiert werden können. Zum anderen können Protonen in weiter außen liegenden Regionen der relativistischen Jets beschleunigt werden und dort mit Photonen wechselwirken. In Schockwellen solcher Jets könnten Neutrinos mit Energien von $E_{\text{max}} \approx (10^{16} - 10^{19}) \text{ eV}$ entstehen [LM00]. Manche Modellrechnungen sagen voraus, dass die

⁵Der Begriff *Quasar* wird synonym mit der Abkürzung *QSO* für Quasi-stellares Objekt verwendet.

Nach ihrer Radioleuchtkraft unterscheidet man radiolaute und radioleise Quasare. In allen Fällen zählen Quasare zu den weitentferntesten (bis zu mehreren Milliarden Lichtjahre) und damit kosmisch gesehen ältesten, bekanntesten Objekten.

⁶Englisch für Strahl

⁷In diese Klasse fallen etwa 90 % aller beobachteten AGN.

⁸Broad line radio galaxy

⁹Narrow line radio galaxy

damit verbundenen Neutrinoflüsse mit den existierenden Neutrinoobservatorien nachgewiesen werden können [Hil97].

1.2.4. Mikroquasare

Mikroquasare sind den Aktiven Galaktischen Kernen ähnliche Objekte, die in unserer Galaxis nachgewiesen wurden. Sie besitzen ebenfalls ein zentrales, kompaktes Objekt und bilden durch in dieses Zentrum fallende Materie eine Akkretionsscheibe aus. Das kompakte Objekt ist entweder ein Neutronenstern oder ein schwarzes Loch von ungefähr einer Sonnenmasse, die Akkretionsscheibe hat einen im Vergleich zu Quasaren¹⁰ geringen Durchmesser von $\sim 10^3$ km und die einfallende Materie wird einem Begleitstern entzogen. Aus diesem Grund und weil Mikroquasare Strahlung im Röntgenbereich emittieren, werden sie auch unter der Bezeichnung *XRB*¹¹ geführt. Mikroquasare weisen ebenso wie ihre größeren Varianten Jets¹² auf, was wiederum Anlass zur Annahme darin erzeugter hochenergetischer Neutrinoflüsse gibt. Am Nordhimmel zählt der Mikroquasar SS433 zu den bekanntesten Vertretern dieser Klasse. Nach Modellrechnungen werden von diesem Objekt über 250 Ereignisse pro km^2 und Jahr vorhergesagt [GDLW02].

1.2.5. Exotische Quellen

Neben den bisher erwähnten Neutrinoquellen kommen noch andere Signalquellen in Frage, die mit großen Neutrinoobservatorien detektiert werden könnten.

WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) sind wegen ihrer schwachen Wechselwirkung eine mögliche Erklärung der *Dunklen Materie*. Als beste Kandidaten für WIMPs gelten Neutralinos, supersymmetrische Teilchen, die auf Grund ihrer hohen Masse in den Zentren von Sonne und Erde angereichert werden und dort annihilieren können. Aus dabei entstehenden Z^0 - oder W^+W^- -Bosonen können wiederum hochenergetische Neutrinos hervorgehen, die als einzige Reaktionsprodukte die Wechselwirkungsregion verlassen können. Analysen zu Grenzen auf den Neutrinofluss aus dem Erdinneren finden sich in [A⁺02b].

Magnetische Monopole können, ebenso wie elektrisch geladene Teilchen, in einem Medium mit Brechungsindex n Cherenkovstrahlung emittieren. Bedingung hierfür ist, dass die Geschwindigkeit des Monopols bzw. des Teilchens größer als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium ist. Für das den AMANDA-Detektor umgebende Eis wird ein Brechungsindex von $n = 1.33$ angenommen, daraus ergibt sich eine Mindestgeschwindigkeit von 75 % der Vakuumlichtgeschwindigkeit. Bei der Berechnung der von einem magnetischen Monopol emittierten Cherenkovstrahlung muss die

¹⁰Akkretionsscheiben von Quasaren haben Durchmesser von $\sim 10^{16}$ km.

¹¹X-ray binary

¹²Die Ausdehnung der Jets beträgt nur einige Lichtjahre, diejenige von Quasaren beträgt hingegen bis zu einigen Millionen Lichtjahre.

1. Neutrinoastronomie

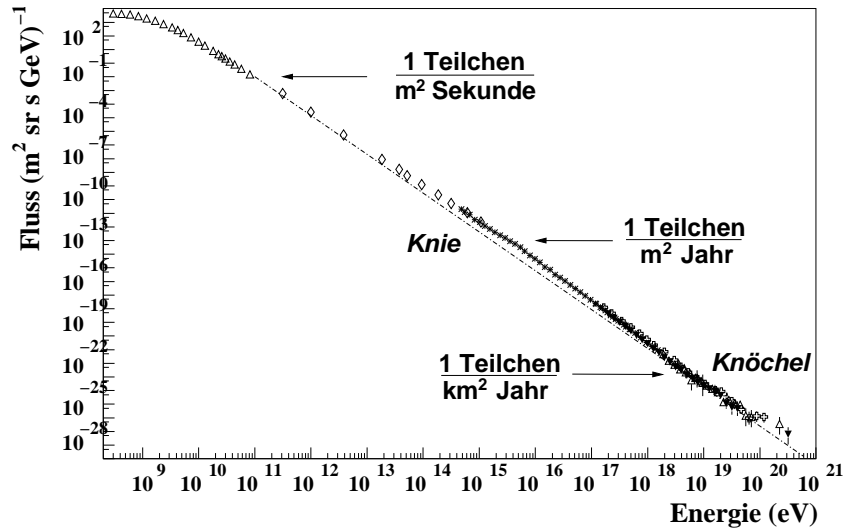


Abbildung 1.1.: Das Spektrum der kosmischen Strahlung. Der differentielle Fluss ist gegen die Energie der einfallenden Teilchen aufgetragen. An zwei Stellen, dem *Knie* bei etwa 10^{16} eV und dem *Knöchel* bei 10^{18} eV, ändert sich der spektrale Index. Ursprüngliche Darstellung in [CGS97].

elektrische Ladungszahl z^2 durch den Faktor $(\mu/e \cdot n)^2$ ersetzt werden¹³ [Nie00]. Die magnetische Ladung ist durch $\mu = \frac{e}{2\alpha}$ gegeben, wobei $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \cong \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante bezeichnet. Damit ergibt sich bei einem Brechungsindex von $n = 1.33$ etwa die 8300-fache Strahlungsmenge gegenüber einfach geladenen Myonen. Diese Eigenschaft dient zum Nachweis magnetischer Monopole, die bisher aber noch nicht entdeckt werden konnten.

1.3. Kosmische Strahlung

Ein wichtiger Aspekt der Neutrinoastronomie sind die in der Erdatmosphäre aus der kosmischen Strahlung resultierenden Flüsse von Myonen und Neutrinos. Die genaue Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist noch nicht geklärt, doch besteht sie zum größten Teil ($\sim 85\%$) aus energiereichen Protonen¹⁴. Die auftretenden Energien und Flussstärken variieren über viele Größenordnungen. Der Fluss geladener Teilchen ist in Abbildung 1.1 gegen die Teilchenenergie aufgetragen. Der Potenzverlauf des Spektrums ändert seinen spektralen Index α an zwei Stellen, dem sogenannten *Knie* bei etwa 10^{16} eV und dem *Knöchel* bei 10^{18} eV, und kann nach [BMT03]

¹³ siehe Gleichung 2.8

¹⁴ Weitere bekannte Bestandteile sind α -Teilchen ($\sim 14\%$) und einige schwerere Kerne zwischen Li und Fe [GH02].

angegeben werden als

$$\frac{dN(E)}{dE} \sim E^{-\alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha = \begin{cases} 2.7 & \text{für} & E \lesssim 10^{16} \text{ eV} \\ \sim 3.1 & \text{für} & 10^{16} \text{ eV} \lesssim E \lesssim 10^{18} \text{ eV} \\ \sim 2.7 & \text{für} & E \gtrsim 10^{19} \text{ eV} \end{cases} . \quad (1.4)$$

Für den Ursprung des niederenergetischen Teils des Spektrums gelten die in Abschnitt 1.2.2 vorgestellten Supernova-Überreste als wahrscheinlichste Erklärung. Der Bereich oberhalb des Knies konnte bisher nicht eindeutig zugeordnet werden. Es sind keine in der Milchstraße auftretenden Phänomene bekannt, die solche Energien verursachen könnten. Geklärt werden muss auch, ob kosmische Strahlung oberhalb des sogenannten *Greisen-Zatsepin-Kuzmin-* oder *GZK-Cutoff* auftritt [Gre66, ZK66]. Nach diesem erwartet man, dass das Spektrum der kosmischen Strahlung bei Energien von 10^{21} eV abgeschnitten ist. Dies folgt aus der Möglichkeit von Protonen, mit Photonen der Hintergrundstrahlung zu wechselwirken und in diesem Energiebereich in ein Pion und ein Nukleon zu zerfallen [H⁺02a]. Damit ist die mittlere freie Weglänge von Protonen dieses Energiebereichs auf unter 10^8 Lichtjahre beschränkt. Da innerhalb dieses Abstandes keine Objekte bekannt sind, die Protonen auf derartige Energien beschleunigen könnten, sollte das Spektrum der kosmischen Strahlung durch den GZK-Cutoff beschränkt sein. Die derzeitige experimentelle Lage ist unklar [H⁺99, AZ⁺02].

1.4. Atmosphärische Myonen und Neutrinos

Beim Eindringen in die Erdatmosphäre stoßen die Protonen der kosmischen Strahlung mit Atomkernen der Luftmoleküle zusammen, wobei hauptsächlich Pionen und Kaonen entstehen. Durch Kernstöße dieser Teilchen können weitere Pionen und Kaonen entstehen, so dass es zu einem schauerartigen Anwachsen der Teilchenzahl kommt. Die Pionen und Kaonen zerfallen in Elektronen, Neutrinos und Myonen. Die wichtigsten aus der kosmischen Strahlung folgenden Reaktionen sind in Gleichung 1.3 abzulesen. Es entstehen auch noch schwerere Teilchen wie etwa das D-Meson, dessen kritische Energie¹⁵ mit $E_{\text{krit}} = 4 \cdot 10^7 \text{ GeV}$ sehr hoch ist. Daher zerfällt das D-Meson fast unmittelbar, weswegen die entstehenden Myonen, die das Spektrum für große Energien dominieren, auch als *prompte* Myonen bezeichnet werden. In Abbildung 1.2 sind die Vorhersagen für die aus der kosmischen Höhenstrahlung entstehenden Flüsse atmosphärischer Myonen, Myon- und Elektronneutrinos einander gegenübergestellt. Nicht berücksichtigt sind hierbei Winkelabhängigkeiten¹⁶ und va-

¹⁵Für Teilchenenergien $E \ll E_{\text{krit}}$ ist der Zerfall des Teilchens, für $E \gg E_{\text{krit}}$ ist eine Wechselwirkung des Teilchens wahrscheinlicher.

¹⁶Aus einem länger werdenden Weg durch die Atmosphäre folgt eine größere Wahrscheinlichkeit für den freien Myonzerfall in der Atmosphäre. Das bedeutet, dass der Fluss atmosphärischer Neutrinos für horizontale Richtungen maximal ist.

1. Neutrinoastronomie

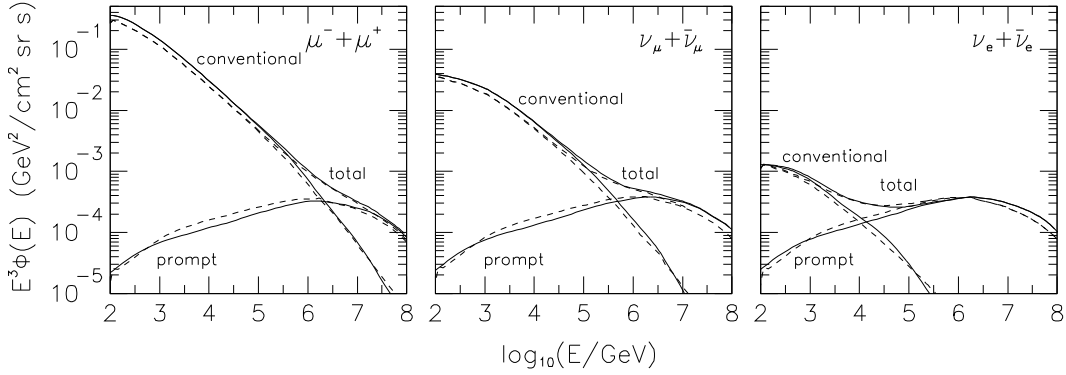


Abbildung 1.2.: Vorhersagen für die Flüsse atmosphärischer Myonen und Neutrinos. Der Anteil aus Kaon- und Pionzerfall ist mit *conventional*, die Komponente aus dem D-Mesonzerfall mit *prompt* bezeichnet. Die Simulation (durchgezogene Linie) ist zusammen mit einer analytischen Näherung (gestrichelte Linie) dargestellt. Entnommen aus [TIG96].

rierende Eigenschaften der Erdatmosphäre¹⁷.

Es ist zu beachten, dass mit dem AMANDA-Detektor nach von unten, d. h. von der Nordhemisphäre kommenden Neutrinos gesucht wird, da für diese Richtung der hohe Fluss atmosphärischer Myonen durch die Materie der Erde abgeschirmt wird¹⁸. Die Abschwächung des atmosphärischen Neutrinoflusses auf der Flugstrecke durch die Erde gewinnt ab Energien von $\sim 10^4$ GeV an Relevanz [Hun99b].

Die aus der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre über dem Detektor entstehenden Myonen bilden den dominanten Untergrund bei AMANDA. Da atmosphärische Myonen den Detektor nur von oben erreichen, kann dieser Untergrund im Prinzip von den von unten kommenden neutrinoinduzierten Myonen getrennt werden. Der Myonfluss, der den dominanten Untergrund bei AMANDA bildet, nimmt im Eis schnell mit der Tiefe ab. In für AMANDA typischen Tiefen von $\sim 1.8 - 2$ km ist der Fluss jedoch immer noch einen Faktor $\sim 10^6 - 10^7$ größer als der von atmosphärischen Neutrinos induzierten Myonen¹⁹.

¹⁷In dichter Luft nimmt die Wechselwirkungslänge für Mesonen ab und deren Zerfall wird somit unwahrscheinlicher. Starke saisonale Temperaturunterschiede der Luft über dem Südpol können sich auf diese Weise bemerkbar machen.

¹⁸Dieses Prinzip des Neutrinooteleskops wird in 2.1 ausführlicher besprochen.

¹⁹In 1.8 km Tiefe dominiert der vertikale Fluss atmosphärischer Myonen ($\phi_\mu \approx 2.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) deutlich über den Fluss neutrinoinduzierter Myonen ($\phi_{\mu \leftarrow \nu} \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) [Hun99b].

1.5. Neutrino-Oszillationen

Die Grundidee von Neutrino-Oszillationen geht auf Bruno Pontecorvo, einem früheren Mitarbeiter Fermis, zurück. Sie basiert auf der Annahme von Masseneigenzuständen $|\nu_i\rangle$, aus denen durch Anwendung einer unitären Abbildung U die drei Neutrinozustände $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) hervorgehen gemäß

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad , \quad \langle \nu_\alpha| = \sum_i U_{\alpha i} \langle \nu_i| \quad . \quad (1.5)$$

Aus der Zeitentwicklung der Masseneigenzustände

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iH_0 t} |\nu_i(0)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.6)$$

folgt die Zeitabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit $P_{\alpha \rightarrow \beta}$, einen Anfangszustand $|\nu_\alpha\rangle$ in einem Zustand $|\nu_\beta\rangle$ vorzufinden. Für ein Neutrino der Energie E beträgt sie nach einer Flugstrecke L

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta | e^{-iH_0 t} | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} \right|^2 \quad ,$$

mit $x_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 \cdot c^4 \cdot L}{4E}$ und der Differenz der Massenquadrate $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Die einer Energie E und Massendifferenz Δm_{ij}^2 zugehörige Oszillationslänge ist

$$L_{0,ij} = \frac{4\pi\hbar c E}{|\Delta m_{ij}^2| \cdot c^4} = 2.48 \text{ m} \cdot \frac{E/\text{MeV}}{|\Delta m_{ij}^2| \cdot c^4/\text{eV}^2} \quad . \quad (1.7)$$

Die unitäre Abbildung U kann in der Parametrisierung nach Maki, Nakagawa und Sakata [MNS62] als

$$U^{\text{MNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

geschrieben werden, wobei δ eine komplexe Phase ist und die Abkürzungen s_{ij} ($\sin \theta_{ij}$) und c_{ij} ($\cos \theta_{ij}$) die drei Mischungswinkel θ_{ij} beinhalten. Diese Parameter werden durch Untersuchungen von atmosphärischen [F⁺00], solaren [A⁺02a, F⁺02] und Neutrinoströmen aus Kernreaktoren [A⁺99, E⁺03] eingeschränkt. Auch mit dem AMANDA-Detektor sind atmosphärische Neutrinos zugänglich, allerdings nur solche aus einem weit höheren Energiebereich. Der Einfluss von Neutrino-Oszillationen auf die Selektion atmosphärischer Neutrinos aus den AMANDA-Daten des Jahres 2002 ist in Abschnitt 7.6.3 untersucht.

Ferner sind Neutrino-Oszillationen bei dem Vergleich von aus dem Experiment bestimmten Flussgrenzen mit den theoretischen Vorhersagen von Bedeutung. Für

1. Neutrinoastronomie

astrophysikalische Neutrinos ist ein Verhältnis der Neutrinozustände am Ort ihrer Entstehung von $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$ erwartet²⁰. Unter Berücksichtigung der experimentellen Beschränkung der Mischungsparameter wandelt sich dieses Verhältnis über astronomische Entfernungen hin zu ungefähr $1 : 1 : 1$ [AJJ02]. Der auf der Erde ankommende Fluss extraterrestrischer Myonneutrinos beträgt folglich nur die Hälfte des von der Quelle emittierten Flusses.

²⁰Dieses Verhältnis ergibt sich aus den in Gleichung 1.3 dargestellten Zerfallsprozessen für den Fall, dass die aus den Pionen und Kaonen entstehenden Myonen frei zerfallen können.

2. Physik des Neutrinonachweises

2.1. Nachweisprinzip

Der Nachweis von Neutrinos mit Teleskopen wie dem AMANDA-Detektor erfolgt über die Cherenkovstrahlung geladener Sekundärteilchen, die bei Wechselwirkungen von Neutrinos in Materie entstehen. Diese Leptonen verhalten sich aufgrund von Wechselwirkung und Lebensdauer sehr unterschiedlich. Das Elektron verursacht einen elektromagnetischen Schauer, Myon und Tau deponieren ihre Energie entlang ihrer geraden Spur. Zusätzlich entstehen an den Wechselwirkungsorten hadronische Schauer, für das Tau ergibt sich ein zweiter Schauer am Zerfallsvertex.

Eine der Schwierigkeiten beim Nachweis neutrinoinduzierter Leptonen besteht in der Identifizierung des Untergrundes aus atmosphärischen Myonen, die aus der kosmischen Höhenstrahlung entstehen (siehe Abschnitt 1.4). Um den größten Teil dieser Myonen vom Detektor fernzuhalten, wird die Erdkugel als Filter benutzt. Abbildung 2.1 verdeutlicht dieses Prinzip. Neutrinos extraterrestrischen Ursprungs sind in der Lage, den Erdball zu durchdringen¹ und Myonen zu erzeugen, die von unten in den Detektor eindringen. Auch die aus der kosmischen Strahlung entstehenden atmosphärischen Neutrinos werden auf diese Weise von dem Detektor registriert. Die Photodetektoren eines Neutrinooteleskops sind daher nach unten, d. h. zum Erdinneren hin, ausgerichtet. Atmosphärische Myonen hingegen können den Detektor nicht von unten, aber mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit von oben erreichen und trotz entgegengesetzter Orientierung der Lichtsensoren als Ereignisse aufgezeichnet werden². Da diese Wahrscheinlichkeit mit zunehmender Dicke des Materials zwischen Atmosphäre und Detektor sinkt, werden Neutrinooteleskope in möglichst großer Tiefe gebaut. Dies wirft aber wiederum Schwierigkeiten hinsichtlich eines weiteren wichtigen Aspektes auf, der wegen des geringen Wirkungsquerschnittes von Neutrinos ein hinreichend großes Nachweisvolumen verlangt. Es ist somit wichtig, den bestmöglichen Kompromiss zwischen diesen beiden baulichen Herausforderungen zu finden.

¹Nur für Neutrinos extrem hoher Energie werden die Wirkungsquerschnitte so groß, dass die mittlere freie Weglänge des Neutrinos klein in Relation zum Erddurchmesser wird.

²Durch Streuvorgänge können die von den Myonen ausgehenden Cherenkovphotonen die sensitiven Bereiche der Photodetektoren erreichen.

2. Physik des Neutrinonachweises

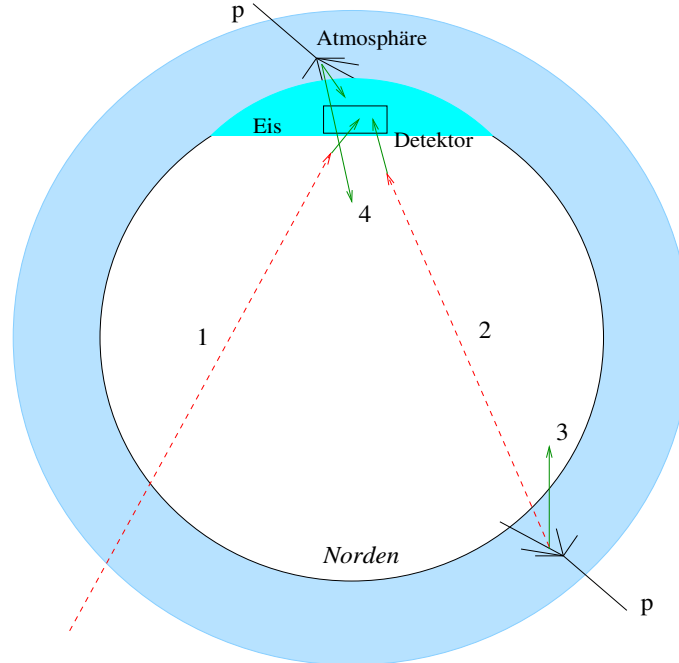


Abbildung 2.1.: Nachweisprinzip eines Neutrinoteleskops. Der Detektor befindet sich tief in einem transparenten Medium und „blickt“ durch die Erdkugel hindurch in Richtung der entgegengesetzten Hemisphäre. Neutrinos sind durch rote (gestrichelte) Linien, Myonen durch grüne (durchgezogene) Linien dargestellt. Die schwarzen Linien kennzeichnen den durch ein kosmisches Proton (p) ausgelösten Teilchenschauer.

2.2. Neutrinowechselwirkungen

Neutrinos können über den geladenen oder neutralen Strom mit Nukleonen und Elektronen wechselwirken. Der für großvolumige Neutrinoteleskope vom Typ des AMANDA-Detektors wichtigste Kanal ist



wobei dieser Austausch eines W -Bosons für alle drei Neutrinozustände stattfinden kann, d. h. $l = e, \mu, \tau$. Eine Feynman-Darstellung dieser Reaktion ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

Ein entstehendes Myon übernimmt den überwiegenden Teil der Neutrinoenergie und wird in Detektionsmedien wie Wasser oder Eis eine weitreichende Flugbahn beschreiben. Da vor allem die Herkunftsrichtung der Neutrinos interessiert, ist der mittlere Streuwinkel zwischen primärem Neutrino und entstehendem Myon von Bedeutung. Aus der Kenntnis der Wirkungsquerschnitte lässt er sich in Abhängigkeit

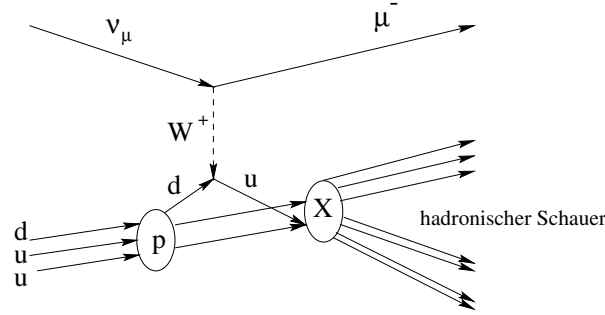


Abbildung 2.2.: Feynman-Diagramm im Quarkmodell für die Reaktion $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$ (inelastische CC- $\nu_\mu p$ - *Streuung*).

der Neutrinoenergie schreiben als [LM00]

$$\langle \theta_{\mu\nu} \rangle \approx \frac{0.7^\circ}{(E_\nu / \text{TeV})^{0.7}} \quad . \quad (2.2)$$

Für Neutrinoenergien oberhalb von 1 TeV ist der Streuwinkel also kleiner als 0.7° und liegt damit unterhalb der Messgenauigkeit des AMANDA-Neutrinooteleskops.

Anders gestaltet sich der Fall für Elektronenneutrinos. Hier wird die gesamte Energie des Neutrinos in Form elektromagnetischer und hadronischer Schauer³ im Bereich des Reaktionsortes deponiert.

Ein aus einer Neutrinoreaktion entstehendes Tau ist auf Grund seiner kurzen Lebensdauer schwer nachweisbar. Selbst für Energien von 2 PeV beträgt seine freie Zerfallsreichweite nur etwa 100 m. Bei seinem Zerfall verursacht das Teilchen wie auch am Entstehungsort einen hadronischen Schauer, der bei genügend hoher Energie, d. h. bei genügend großer Flugstrecke des Taus, von dem Schauer der Neutrinoreaktion unterschieden werden könnte⁴.

Ein weiterer Wechselwirkungskanal für alle drei Neutrinozustände ist die neutrale Stromwechselwirkung mit Nukleonen gemäß

$$\nu_{e,\mu,\tau} + N \xrightarrow{Z^0} \nu_{e,\mu,\tau} + X \quad . \quad (2.3)$$

Bei dieser Reaktion wird ein nicht beobachtbarer Teil der ursprünglichen Energie von dem Neutrino fortgetragen, die restliche Energie bildet einen hadronischen Schauer am Reaktionsort. Die Signaturen dieser Wechselwirkung können für die verschiedenen Neutrinozustände nicht unterschieden werden.

³Als Schauer bezeichnet man die Kettenreaktionen, die von Elektronen oder hadronischen Teilchen initiiert werden (siehe Abschnitt 2.3.3).

⁴Anhand dieser sogenannten „double bang“ Signatur könnten hochenergetische Tau-Neutrinos ($E_\nu \gg 1 \text{ PeV}$) mit dem AMANDA-Detektor identifiziert werden.

2. Physik des Neutrinonachweises

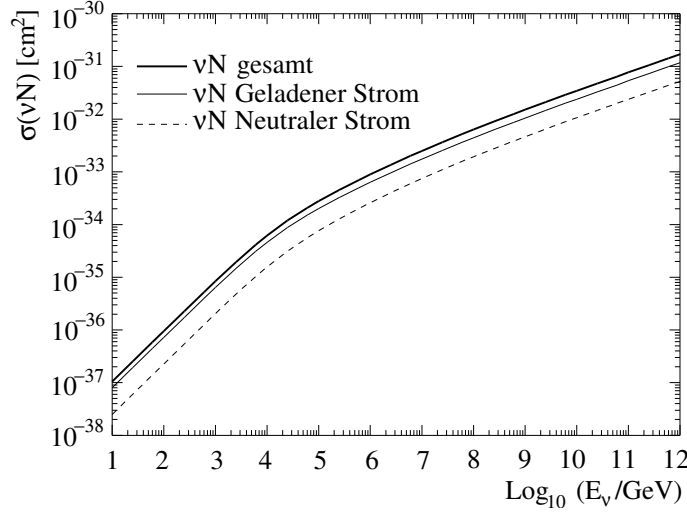
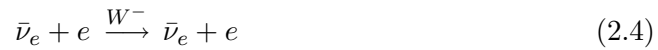


Abbildung 2.3.: Wirkungsquerschnitte für geladene und neutrale Stromwechselwirkungen der Neutrino-Nukleonstreuung νN . Ursprüngliche Darstellung in [G⁺98].

Der energieabhängige Verlauf der Wirkungsquerschnitte für geladene und neutrale Stromwechselwirkungen der Neutrino-Nukleonstreuung ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt für Energien oberhalb von 10 TeV deutlich langsamer ansteigt, da in diesem Bereich der Einfluss des W -Propagators wichtig wird. Für eine Energie von $E_\nu \approx 10^3 \text{ GeV}$ kann man einen Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma(\nu N) \approx 10^{-35} \text{ cm}^2$ ablesen. Daraus folgt, dass Neutrinos dieser Energie die Erde fast ungehindert durchdringen können, wohingegen Neutrinos ultrahoher Energien $E_\nu > 10^{12} \text{ GeV}$ fast vollständig absorbiert werden.

Abschließend ist noch die Resonanzreaktion



wegen des interessanten Verlaufs ihres Wirkungsquerschnitts zu erwähnen. Dieser wächst bei Energien um die W -Resonanz herum stark an und erreicht ein Maximum bei $\approx 6.3 \text{ PeV}$ (Glashow-Resonanz). Damit dominiert dieser Prozess innerhalb eines schmalen Energiefensters über den geladenen Wechselwirkungsprozessen aus Gleichung 2.1. Es gibt Abschätzungen zu Signalerwartungen von Aktiven Galaktischen Kernen, die eine mit dem AMANDA-Detektor nachweisbare Anzahl von Glashow-Ereignissen voraussagen [B⁺97].

2.3. Propagation geladener Teilchen

Im vorherigen Kapitel ist die Entstehung geladener Leptonen aus den verschiedenen Neutrinowechselwirkungen erläutert. Ein Nachweis dieser Leptonen kann über von ihnen ausgesandtes Cherenkovlicht erfolgen, dessen Ursache und Charakteristika im folgenden Abschnitt besprochen sind. Da das AMANDA-Neutrinoobservatorium für den Nachweis von Myonen optimiert ist, wird auf Energieverlustprozesse, denen Myonen bei ihrer Propagation unterworfen sind, näher eingegangen. Abschließend werden Entstehung und Ausbreitung von Schauern dargestellt, die für den indirekten Nachweis von Elektron- und Tau-Neutrinos entscheidend sind.

2.3.1. Cherenkoeffekt

Alle elektrisch geladenen Teilchen, die sich überlichtschnell in einem Medium (z.B. Wasser oder Eis) bewegen, d. h. für welche

$$\beta c_{\text{vak}} = v_{\text{teilchen}} \geq c_{\text{medium}} = c_{\text{vak}}/n \quad (2.5)$$

gilt, emittieren entlang ihrer Flugbahn kohärente Photonen unter dem Cherenkovwinkel θ_c mit

$$\cos \theta_c = \frac{c_{\text{vak}}/n}{\beta c_{\text{vak}}} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.6)$$

Dabei ist der Brechungsindex $n = n(\nu)$ eine Funktion der Photonenfrequenz und der Eisdichte, kann aber für Eis und Wasser im Bereich des optischen Lichtes ($400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 700 \text{ nm}$) als konstant mit dem Wert $n \approx 1.32$ angenommen werden. Abbildung 2.4 zeigt die Geometrie des Cherenkoeffektes und den typischen Kegel, der in Analogie zu dem bekannteren Überschallkegel steht.

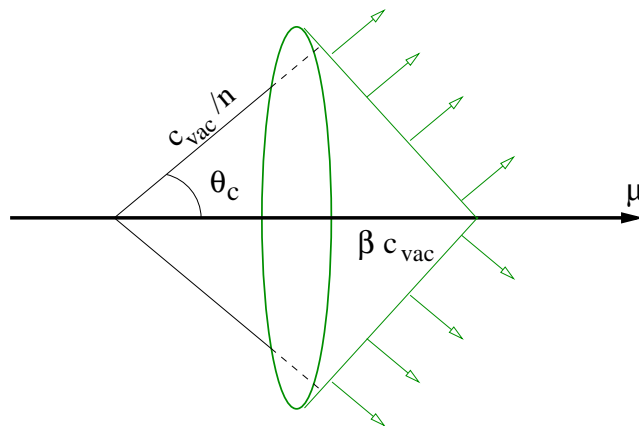


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung des Cherenkoeffektes. In einem optisch dichten Medium sich überlichtschnell bewegende geladene Teilchen emittieren Photonen unter dem Cherenkovwinkel θ_c .

2. Physik des Neutrinonachweises

Für relativistische Teilchen mit $\beta \approx 1$ ist der Cherenkovwinkel $\theta_c \approx 41.2^\circ$, andererseits muss sich ein Teilchen mit mindestens $3/4$ der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit bewegen, um Cherenkovstrahlung zu produzieren. Für die Mindestenergie des Teilchens gilt somit

$$E_c > \frac{mc_{\text{vak}}^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} . \quad (2.7)$$

Um Cherenkovlicht erzeugen zu können, benötigt ein Myon (Elektron) demnach eine Mindestenergie von $E_c \approx 160 \text{ MeV}$ (0.8 MeV).

Die Anzahl der pro Wegstück dx und Wellenlängenintervall $d\lambda$ emittierten Lichtteilchen ist gegeben durch [Jac96]

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi \alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right) , \quad (2.8)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante⁵ bezeichnet, z die Ladungszahl des Teilchens und λ die Wellenlänge des emittierten Photons darstellt. Die Integration über einen Wellenlängenbereich von $300 \text{ nm} - 500 \text{ nm}$ ergibt für einfach geladene Teilchen mit $\beta \cong 1$ eine Lichtemission von ungefähr 265 Cherenkovphotonen pro cm Flugstrecke. Dies entspricht einem Energieverlust von

$$\frac{dE_\mu}{dx} = \frac{dN}{dx} \cdot \langle E_\gamma \rangle = \frac{dN}{dx} \frac{h \cdot c_{\text{vak}}}{\langle \lambda \rangle} \approx 850 \text{ eV/cm} . \quad (2.9)$$

Dieser ist damit weit geringer als Verluste durch andere Prozesse wie Ionisation, Bremsstrahlung, photonukleare Reaktionen oder Paarbildung⁶.

2.3.2. Myonpropagation

Ein sich durch Materie bewegendes Myon unterliegt sowohl stochastischen, als auch kontinuierlichen Energieverlustprozessen. Stochastischer Natur sind in diesem Zusammenhang alle Vorgänge, bei denen ein energiereiches Photon abgestrahlt wird. Dazu gehören die **Bremsstrahlung**⁷, die **photonukleare Reaktion**⁸ und die **Paarbildung**⁹. Der kontinuierliche Energieverlust entsteht durch **Ionisation**, bei der das Myon ein Hüllenelektron eines Atoms herausschlägt. Sie ist beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel und nimmt in Eis für Myonenergien $E \gtrsim 20 \text{ GeV}$ den konstanten Wert von ungefähr $dE/dx \approx -2.6 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$ an¹⁰ [CR01]. Insgesamt

⁵ $\alpha \cong \frac{1}{137}$

⁶Der Energieverlust eines Myons durch Ionisation beträgt beispielsweise $\sim 2 \text{ MeV cm}^{-1}$.

⁷Das Myon wird im Coulombfeld eines Kerns abgebremst und emittiert ein Photon.

⁸Durch den Austausch eines virtuellen Photons wird ein Kern angeregt und bei genügender Energie zerstört.

⁹Ein vom Myon abgestrahltes Photon kann oberhalb einer Energieschwelle von 1 MeV in ein Elektron-Positron Paar aufspalten.

¹⁰Der Energieverlust pro Streckenelement ist durch die Dichte des Mediums dividiert.

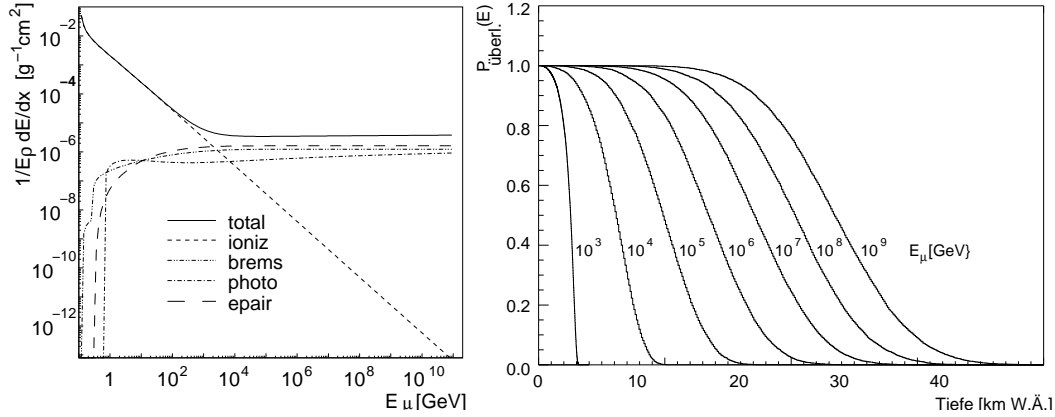


Abbildung 2.5.: **Links:** Die verschiedenen zum Energieverlust von Myonen in Materie beitragenden Komponenten. Entnommen aus [Mio01]. **Rechts:** Reichweitenverteilung von Myonen in Materie für verschiedene Ausgangsenergien, ausgedrückt in wasseräquivalenter Tiefe. Ursprüngliche Darstellung in [Hil96].

ergibt sich unter Berücksichtigung aller Prozesse der Zusammenhang

$$dE/dx = -a - b \cdot E_\mu \quad (2.10)$$

mit $a \approx 2.6 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$ und $b \approx 4 \cdot 10^{-6}/(\text{g cm}^{-2})$ für den Energieverlust in Eis. Die verschiedenen dazu beitragenden Anteile sind im linken Teil der Abbildung 2.5 dargestellt, rechts davon ist die Reichweitenverteilung von Myonen verschiedener Energien abgebildet.

2.3.3. Elektromagnetische Schauer

Ein hochenergetisches Elektron verliert seine Energie E hauptsächlich durch Bremsstrahlung. Daraus entstehende Photonen können ihrerseits Elektron-Positron Paare erzeugen, welche wiederum weitere Photonen erzeugen. Diese Prozesse wiederholen sich bei exponentiell ansteigender Teilchenzahl, bis die Energie der Elektronen und Photonen unter einen kritischen Wert von $E_{\text{krit}} = 92 \text{ MeV}$ fällt und die Schauerintensität abnimmt [Kow03]. Bezeichnet x_0 die Strahlungslänge, nach der ein Teilchen $\frac{1}{e}$ seiner Energie verloren hat, so kann die Strecke L_{max} als die ungefähre Entfernung vom Vertex der ersten Wechselwirkung bis zum Schauermaximum eingeführt werden als

$$L_{\text{max}} = x_0 \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) \quad (2.11)$$

Da der Energieverlust proportional zur Energie ist, kann x_0 für große Energien als nahezu konstant betrachtet werden mit $x_0(\text{Eis}) \approx 36 \text{ cm}$.

2. Physik des Neutrinonachweises

Primärenergie [eV]	10^9	10^{12}	10^{15}
L_{\max} (em.)	0.9 m	3.3 m	5.8 m
L_{\max} (hadr.)	0.1 m	1.4 m	2.7 m

Tabelle 2.1.: Entfernung zwischen Vertex der ersten Interaktion und Schauermaximum für verschiedene Primärteilchenenergien. Die oberen Werte beziehen sich auf elektromagnetische Schauer, die unteren auf hadronische Schauer.

2.3.4. Hadronische Schauer

Bei Energieverlustprozessen hadronischer Teilchen dominieren inelastische Kernstreuungen, die zur Produktion weiterer Hadronen führen. Die so entstehenden Schauer verlieren durch Stöße und der Bildung neutraler Teilchen etwa 30% ihrer Energie. Analog zu der im vorherigen Abschnitt eingeführten Strahlungslänge x_0 kann eine mittlere freie Weglänge λ definiert werden, womit sich L_{\max} als

$$L_{\max} = 0.2 \lambda \left(\ln \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right) + 0.7 \right) \quad (2.12)$$

schreiben lässt [Kow03]. Für Hadronen gilt ungefähr $\lambda(\text{Eis}) \approx 92 \text{ cm}$.

Eine wichtige Eigenschaft von schauerartigen Ereignissen ist, dass sie im Vergleich zu den Detektorausmaßen als nahezu punktförmige Lichtquellen betrachtet werden können. Tabelle 2.1 zeigt L_{\max} für verschiedene Energien des Primärelektrons bzw. der Primärhadronen. Diese Längen sind in Relation zu den Abständen von 10–20 m zwischen den Lichtdetektoren zu sehen.

3. Der AMANDA-Detektor

3.1. Bauweise und Entwicklungsgeschichte

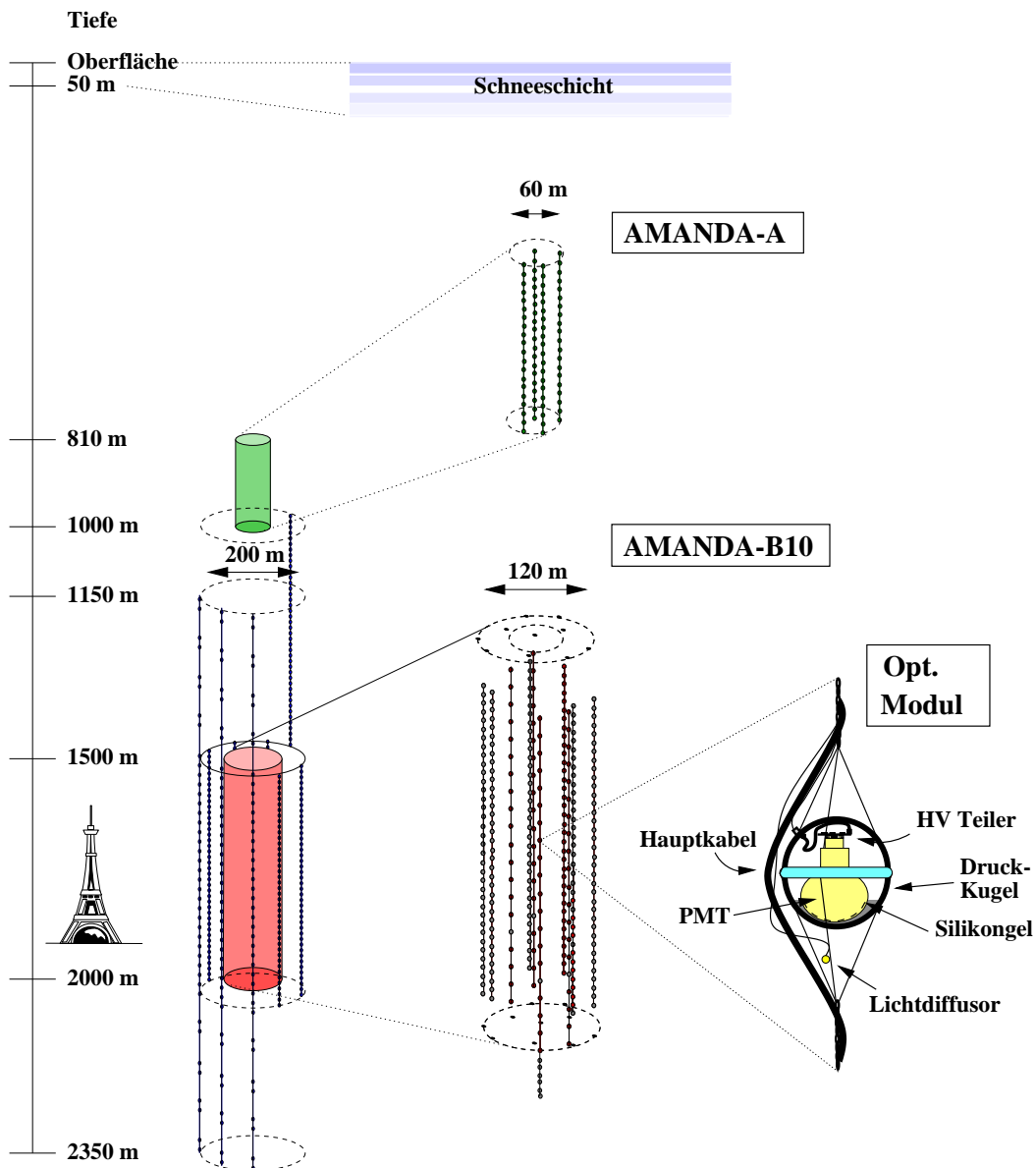
Das AMANDA-Neutrino-Teleskop ist zum Nachweis hochenergetischer Neutrinos aus kosmischen Quellen gebaut. Es besteht aus einer gitterförmigen Anordnung von 677 Photodetektoren, die das durch geladene Teilchen erzeugte Cherenkovlicht nachweisen. Sie sind über ein großes Volumen verteilt tief im antarktischen Eis in unmittelbarer Nähe zum geographischen Südpol eingelassen. Der Bau des bisher größten Neutrino-Teleskopes begann in der südpolaren Sommersaison 1993/1994. Als Standort dient die amerikanische *Amundsen-Scott* Station auf dem fast 3000 Meter dicken Eis über dem geographischen Südpol. Der Eispanzer dient als optisches Medium, in welches die Photodetektoren, in sogenannte *optische Module* eingeschlossen, an langen Stahltrossen (*Strings*) eingelassen und eingefroren werden.

Die erste Ausbaustufe des Detektors trägt die Bezeichnung **AMANDA-A** und beinhaltet 73 optische Module, die an vier Strings in Eistiefen zwischen 800 m und 1000 m angebracht sind. Es zeigte sich, dass die Eiseigenschaften in diesem Tiefenbereich für die Datenanalyse sehr ungünstig sind, so dass dieser Teil des Detektors heutzutage nicht mehr verwendet wird. Die folgenden Erweiterungen **AMANDA-B4** und **AMANDA-B10** fügen in Tiefen von 1520 m bis 2010 m weitere optische Module hinzu, **AMANDA-B13** erschließt mit drei zusätzlichen, gegenüber den Vorgängern fast doppelt so langen Strings einen neuen Tiefenbereich, der auf seine Eiseigenschaften hin untersucht werden sollte¹. Die derzeitige Ausbaustufe **AMANDA-II** (AMANDA-B19) wurde 1999/2000 mit sechs zusätzlichen Strings², neuer Verkabelung und neu installiertem Triggersystem fertiggestellt. Das gesamte instrumentierte Volumen beträgt damit $\sim 19 \cdot 10^6 \text{ m}^3$. Der Kernbereich von AMANDA-II ist annähernd zylinderförmig mit einer Höhe von 500 m und einem Durchmesser von 200 m. Tabelle 3.1 fasst die Bezeichnungen und die wichtigsten Größen der verschiedenen Ausbaustufen zusammen. Eine schematische Darstellung des AMANDA-Detektors findet sich in Abbildung 3.1.

¹Dies ist vor allem wichtig für IceCube, dem Nachfolgeprojekt von AMANDA mit 50-fach größerem instrumentierten Volumen.

²Einer dieser Strings bleibt beim Ablassen ins Eis stecken und kann nicht die geplante Tiefenposition erreichen.

3. Der AMANDA-Detektor



AMANDA seit dem Jahr 2000
Eiffelturm zum Vergleich
(maßstabsgetreu)

Vergrößerung von
AMANDA-A (oben)
AMANDA-B10 (unten)

Vergrößerung eines
Optischen Moduls (OM)

Abbildung 3.1.: Aufbau des AMANDA-Detektors. Zum Größenvergleich ist links der Eiffelturm eingezeichnet. Im rechten Bereich der Abbildung ist ein optisches Modul mit dem darin befindlichen Photonenvervielfacher skizziert. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

Die Ausbaustufen des Amanda Detektors						
Jahr	Stufe	Anzahl der Strings	Abstand der OM [m]	Anzahl OM pro String	Summe der OM	mittlere Rate [Hz]
95/96	B4	4	20	20	86	350
96/97	B10	10	10	36	302	1150
98/99	B13	13	20	42	428	1400
99/00	B19	19	15	42	677	750

Tabelle 3.1.: Ausbaustufen des AMANDA-Detektors. Die Abkürzung *OM* steht für *optisches Modul*, die angegebenen Abstände beschreiben die Entfernungen zwischen zwei Modulen entlang eines Strings. Die mittlere Rate bezeichnet die mittlere Dunkelrausrate der für die jeweilige Ausbaustufe verwendeten Photodetektoren.

3.2. Eis als Detektionsmedium

Cherenkovteleskope zum Nachweis hochenergetischer Neutrinos benötigen ein möglichst großvolumiges transparentes Medium, um die geringen Wirkungsquerschnitte für Neutrinoreaktionen zu kompensieren. Als mögliche Standorte kommen daher nur Ozeane, tiefe Seen oder tiefe Eisschichten in Betracht. Das von AMANDA als optisches Medium genutzte antarktische Eis hat gegenüber Wasser eine Reihe von Vorteilen:

- Das Eis weist eine sehr hohe Reinheit³ auf.
- Es gibt keine Biolumineszenz und keine nennenswerte Konzentration von ^{40}K ; störende Lichtsignale sind daher weitgehend ausgeschlossen. Entsprechend sind mit den optischen Modulen vergleichsweise sehr niedrige Rausraten zu erreichen.
- Ab einer Tiefe von etwa 1.5 km ist das polare Eis das klarste natürliche optische Medium der Erde mit einer relativ großen Absorptionslänge von ungefähr 100 m.
- Sind die optischen Module einmal ins Eis eingefroren, verändern sie ihre Position nicht mehr; ständige Ortskalibrationen im laufenden Betrieb sind daher nicht notwendig.

Der letztgenannte Punkt ist zugleich ein großer Nachteil, da die Module nur elektronisch von der Oberfläche aus kontrolliert und im Falle eines Versagens nicht ausgewechselt werden können. Weitere Nachteile sind:

- Durch die endliche Dicke des Eispanzers über dem antarktischen Festland und die Scherung des Gletschereises in den untersten Schichten ist die Tiefe des Detektors und damit die Stärke der Abschirmung atmosphärischer Myonen beschränkt.

³Sie entspricht in etwa der Reinheit von dreifach destilliertem Wasser.

3. Der AMANDA-Detektor

- Die relativ kurze effektive Streulänge ist ungünstig für die Ereignisrekonstruktion.

Die Eiseigenschaften lassen sich als Funktion der Tiefe beschreiben und spiegeln die zeitliche Entstehungsgeschichte des Eises wider, die durch variierende Einschlüsse von Säuren, Salzen, Mineralien und Staubpartikeln geprägt ist. Die Bestimmung der Tiefenabhängigkeit der Streulänge und der wellenlängenabhängigen Absorptionslänge λ_{abs} geschieht mittels unterschiedlicher Lichtquellen, die zusammen mit den optischen Modulen ins Eis abgelassen sind, sowie mit Vergleichsanalysen zwischen dem Signal atmosphärischer Myonen und simulierter Daten.

Photonen werden gemäß einer Verteilungsfunktion $f(\cos\theta)$ mit einem Maximum in Flugrichtung im Eis gestreut. Diese Streuwinkelverteilung lässt sich durch den mittleren Cosinus des Streuwinkels charakterisieren:

$$\langle \cos\theta \rangle = \int_{+1}^{-1} f(\cos\theta) \cos(\theta) d\cos\theta \quad .$$

Für im Eis eingeschlossene Luftblasen ist $\langle \cos\theta \rangle = 0.75$, für kugelförmige Staubpartikeleinschlüsse gilt $\langle \cos\theta \rangle = 0.85$ [Wos00]. Die **effektive Streulänge** lässt sich berechnen aus

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{streu}}}{1 - \langle \cos\theta \rangle} \quad , \quad (3.1)$$

wobei λ_{streu} die mittlere Wegstrecke bis zur Streuung eines Photons angibt. Die effektive Streulänge zeigt starke Tiefenvariationen (siehe Abbildung 3.2), die hauptsächlich auf eingelagerte Staubschichten zurückgeführt werden. Da die Zeitinformation der optischen Module sich bei abnehmender Streulänge verschlechtert, stellen Variationen eine gewisse Schwierigkeit für die Rekonstruktion der experimentellen Daten dar.

Die Absorptionslänge λ_{abs} beschreibt die Wegstrecke, nach welcher die Anzahl ursprünglicher Photonen um $\frac{1}{e}$ abgenommen hat. λ_{abs} zeigt keine signifikante Tiefenabhängigkeit innerhalb des gemessenen Bereiches. Dies ist in Abbildung 3.3 gemeinsam mit der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten $1/\lambda_{\text{abs}}$ dargestellt. Ein Vergleich der optischen Parameter verschiedener möglicher Medien für Neutrinoteleskope ist in Tabelle 3.2 durchgeführt. Für die Rekonstruktion von Ereignissen ist zu beachten, dass die sehr viel kürzere Streulänge des antarktischen Eises teilweise durch die niedrigeren Rauschraten der AMANDA-Photonenvervielfacher ausgeglichen wird [B⁺97].

3.3. Die optischen Module

Der Aufbau eines AMANDA-Standardmoduls ist im rechten Bereich von Abbildung 3.1 gezeigt. Ein optisches Modul (OM) besteht aus gläsernen Halbschalen, von welchen die untere mit optischem Gel ausgefüllt ist, um den Photodetektor (PMT⁴) zu

⁴Photo Multiplier Tube

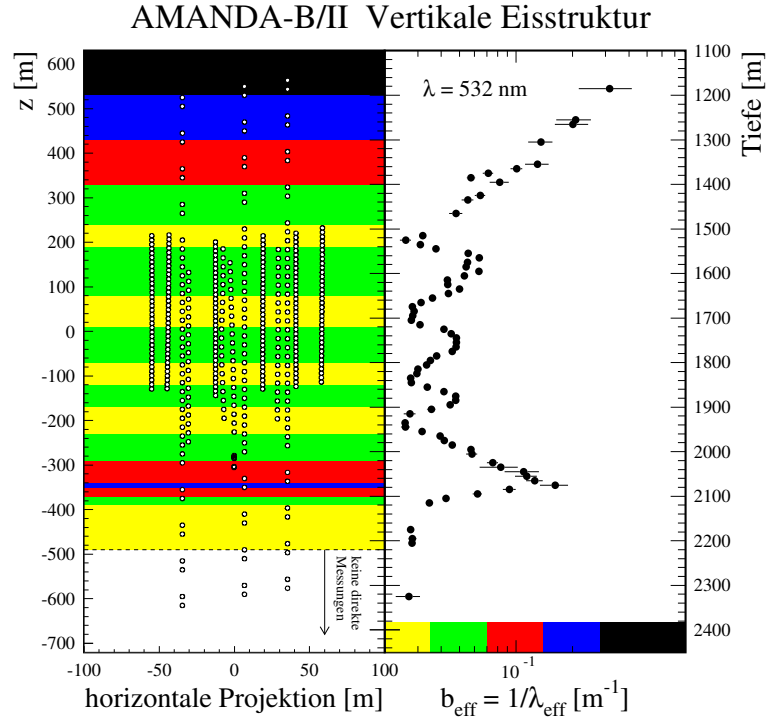


Abbildung 3.2.: Tiefenabhängigkeit der effektiven Streulänge λ_{eff} . Rechts ist der reziproke Wert der effektiven Streulänge gegen die Eistiefe aufgetragen. Links ist eine Seitenansicht des Detektor zu sehen. Die Zonen verschiedener Streulängen sind entsprechend der Skalierung der rechten Abbildungen eingetragen. Die Skala reicht von 0.5 m (rechts) bis 0.02 m (links). Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 532 nm durchgeführt. Ursprüngliche Darstellung in [Wos00].

fixieren und optischen Kontakt zwischen Glashülle und PMT herzustellen. Die Basis erzeugt die erforderliche Hochspannung und ist über einen druck- und wasserfesten Stecker mit dem Kabel des Strings verbunden.

Die Photonenvervielfacher erreichen eine 10^9 -fache Verstärkung, welche benötigt wird, um das elektrische Signal über die teilweise mehr als 2000 m langen Kabel zur Oberfläche zu transportieren. Dabei laufen die Signale auseinander: Ein ursprüngliches Einphotoelektron-Signal mit einer Amplitude von ~ 1 V fällt auf wenige mV ab, und die ansteigende Flanke dehnt sich auf etwa 180 ns aus⁵. Die Anzahl der Photoelektronen hängt linear mit der Pulshöhe zusammen und kann daher mit

⁵Dieser Wert bezieht sich auf Twisted-Pair Kabel, die für die Verbindungen sämtlicher neueren elektrisch ausgelesenen Module eingesetzt sind. Für AMANDA-B4 sind Koaxialkabel verwendet, für welche sich Pulsbreiten von 600 ns ergeben.

3. Der AMANDA-Detektor

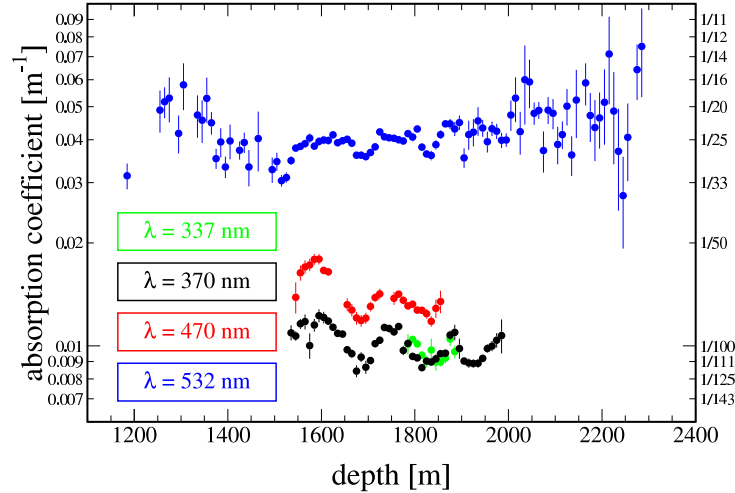


Abbildung 3.3.: Die Tiefen- (links) und Wellenlängenabhängigkeit (rechts) der reziproken Absorptionslänge. Entnommen aus [Wos00].

	Eis	Baikal-See	Ozeane
λ_{abs} [m]	95 ± 5	21 ± 1	40 -55
λ_{streu} [m]	24 ± 2	150 - 300	150 - 300

Tabelle 3.2.: Absorptions- und effektive Streulänge verschiedener optischer Medien. Die im Vergleich zu anderen Medien geringere effektive Streulänge bei AMANDA wird durch die größere Absorptionslänge und die viel geringere Rauschrate teilweise ausgeglichen.

peak-ADC⁶ bestimmt werden. Die neueren optischen Module sind durch optische Leiter, die das Auseinanderlaufen der Signale vermeiden, mit der Datenerfassung an der Oberfläche verbunden. Die Rauschraten der optischen Module sind stark abhängig von der Glasqualität der verwendeten Druckkugeln und von der Fabrikationsreihe der Photodetektoren. In Tabelle 3.1 sind die Raten, die sich im Bereich von 0.3 – 1.4 kHz bewegen, für die verschiedenen Ausbaustufen festgehalten.

⁶Analog to Digital Converter, welche die maximale Pulshöhe messen.

3.4. Datennahme

Die von den optischen Modulen an der Oberfläche ankommenden elektrischen Signale werden zunächst geformt und verstärkt⁷. Pro Modul entstehen zwei standardisierte Ausgangssignale, wovon eines gegenüber dem anderen um mehrere 100 ns verzögert ist. Das direkte Signal läuft in einen Diskriminator, der Teil des Trigger-systems⁸ ist. Dessen Ausgangssignal geht sowohl an TDC-Einheiten⁹ als auch an Zähler-Einheiten des Supernovasytems. Die TDC können innerhalb von $32\ \mu\text{s}$ maximal 16 Flankenwechsel speichern, die in eine ansteigende (leading edge - LE) und eine abfallende Flanke (trailing edge - TE) separiert werden können. Die Pulsbreite (time over threshold - TOT) ist die Differenz zwischen LE und TE. An die verzögerten Ausgänge der Signalverstärker sind die peak-ADC¹⁰ angeschlossen. Im Falle der Erfüllung einer Triggerbedingung werden die Informationen aller ADC und TDC via CAMAC Bus¹¹ von der Datennahme ausgelesen und als Ereignis in einem binären Rohdaten-Format abgespeichert. Ein solches Ereignis enthält folgende Einträge:

- GPS¹² Zeit, erfüllte Triggerbedingung(en)
- für jeden Treffer in dem Ereignis: LE-, TOT-, ADC-Wert

Der Standardtrigger des AMANDA-Detektors ist ein *Multiplizitätstrigger*, der eine Anzahl von 24 getroffenen Modulen innerhalb eines vorgegebenen Zeitintervalls von $2.5\ \mu\text{s}$ verlangt. Daraus ergibt sich durch die Abstände der optischen Module eine untere Energieschwelle für die Myondetektion von etwa 50 – 100 GeV. Der sogenannte *Stringtrigger* verlangt mehrere getroffene Module entlang eines Strings, wobei die Module festgelegte Koinzidenzbedingungen erfüllen müssen. Durch diese zusätzliche Auslösebedingung kann die Effizienz des Detektors für niederenergetisches Signal signifikant gesteigert werden, wobei allerdings die Rekonstruktion derart aufgezeichneter Ereignisse wegen der geringen Trefferzahl sehr schwierig ist. Weitere Trigger können durch die unmittelbar benachbarten Experimente SPASE-2¹³ [D^{+00}] und RICE¹⁴ [A^{+98}] ausgelöst werden.

Seit dem Jahr 2003 sind fast alle optischen Module zusätzlich an *TWR*-Einheiten¹⁵ angeschlossen, mittels derer der zeitliche Pulshöhenverlauf aufgezeichnet werden

⁷Dies geschieht für elektrische Signale in den sogenannten **SWAMP** (SWedish AMplifier), für optische Signale ist das ORB (Optical Receiver Board) zuständig.

⁸Dieses System trägt die Bezeichnung **DMAD2000** (Discriminator and Multiplicity Adder).

⁹Time to Digital Converter (Le Croy TDC3377)

¹⁰Analog to Digital Converter (Phillips ADC7164)

¹¹Computer Aided Measurement and Control: Mehrere Karten in standardisierten Einschüben können über einen gemeinsamen Datenbus kontrolliert und ausgelesen werden.

¹²Global Positioning System: satellitenbasiertes System zur Positionsbestimmung, das auch als hochpräzise Uhr genutzt werden kann.

¹³Das *South Pole Air Shower Experiment* ist ein großflächiger, oberirdischer Luftschauerdetektor zum Nachweis kosmischer Strahlung mit Primärteilchenenergien oberhalb von 50 TeV.

¹⁴Das *Radio Ice Cherenkov Experiment* ist ein Radioantennendetektor zum Nachweis hochenergetischer Elektronenneutrinos ($E_\nu \sim 1\ \text{PeV}$).

¹⁵Transient Waveform Recorder, eine Form eines Flash-ADCs zur Aufzeichnung von Wellenzügen.

3. Der AMANDA-Detektor

kann. Dies ermöglicht die getrennte Bestimmung der Höhe, Breite und Ankunftszeit aller Treffer in einem Modul während eines Ereignisses [Wag03].

Ein wichtiger Punkt für den Vergleich von experimentellen mit simulierten Ereignisraten ist die *Totzeit*, während der das Datennahmesystem nicht in der Lage ist, weitere Signale aufzunehmen. Sie ergibt sich aus der Dauer des Auslesevorgangs von etwa 2.2 ms. Für das Jahr 2002 ergibt sich bei den geschilderten Triggerbedingungen eine relative Totzeit von $\sim 15\%$ (siehe Abschnitt 5.3.4). Das TWR-System operiert hingegen fast totzeitfrei.

4. Grundlagen der Analysemethoden

4.1. Analyseschema und -programme

Ein AMANDA-Ereignis wird durch das Auslösen der Datenaufnahme durch eine oder mehrere der Triggerbedingungen definiert (siehe Abschnitt 3.4). Es besteht aus sogenannten *Treffern* in den Photodetektoren, zu denen jeweils die Ortskoordinaten des entsprechenden optischen Moduls sowie die Amplituden- und Zeitinformationen der registrierten Signale festgehalten werden. Voraussetzung für eine Rekonstruktion der Ereignisse ist eine Korrektur der Zeit- und Amplitudeninformationen. Diese sogenannte Kalibrierung ist notwendig, um beispielsweise modulabhängig die Kabelllaufzeiten und Verstärkungsfaktoren zu berücksichtigen. Nach der Kalibrierung beginnt die eigentliche Rekonstruktion einer Myonspur bzw. eines Schauerereignisses mit der Berechnung von Startwerten für die anschließenden Maximum-Likelihood Methoden. Zur Verbesserung der Ergebnisse ist eine Auswahl der verwendeten Treffer notwendig; so werden zum Beispiel durch Rauschen oder durch Nachpulse verursachte Treffer von den Berechnungen ausgeschlossen.

Die Startwerte der Maximum-Likelihood Rekonstruktionen werden mittels einfacher Algorithmen berechnet. Diese können sehr schnell durchgeführt werden, liefern allerdings nur relativ ungenaue Ergebnisse. Dennoch ermöglichen diese Ergebnisse durch die Anwendung einfacher Schnitte, einen Großteil der Untergrundereignisse atmosphärischer Myonen aus den Daten zu entfernen. Auf die verbleibenden Ereignisse können nun die zeitaufwendigeren, genaueren Likelihood-Methoden angewandt werden. Die Resultate solcher Rekonstruktions-Algorithmen können einzeln für sich oder in mehrdimensionalen Kombinationen zu weiteren Reduktionen der Datenmenge herangezogen werden, bis schließlich eine mehr als 10^6 -fache Untergrundunterdrückung erreicht ist und ein annähernd reines Ensemble von Neutrinokandidaten aus dem Gesamtdatenstrom isoliert ist.

4.1.1. Standardprogramme der Kollaboration

Eine Vielzahl von Computerprogrammen ist innerhalb der AMANDA-Kollaboration im Einsatz. Die Ereignisse werden im AMANDA-eigenen f2000-Datenformat¹ verarbeitet, wodurch die Kombination der unterschiedlichsten Anwendungen und eine uneingeschränkte Wahl der Programmiersprache möglich ist. Ein großer Teil der

¹Hierbei handelt es sich um ein zeilenorientiertes, weitgehend selbsterklärendes ASCII-Format, das als Schnittstelle für die verschiedenen Programme dient.

4. Grundlagen der Analysemethoden

vorhandenen Software ist innerhalb des SIEGMUND-Paketes [S⁺01] gesammelt, aber auch kleinere, selbstkonsistente Software-Pakete sind im Einsatz. Für die in dieser Arbeit entwickelten Rekonstruktions-Algorithmen dienen in SIEGMUND enthaltene Programme als Grundlage. Unter großem Aufwand ist mittlerweile ein objektorientiertes Projekt auf C++-Basis entstanden [S⁺03], welches in naher Zukunft das Standardwerkzeug der Datenbearbeitung sein soll. Abbildung 4.1 zeigt die Vernetzung der zur Zeit wichtigsten Programm-Module über das f2000-Format.

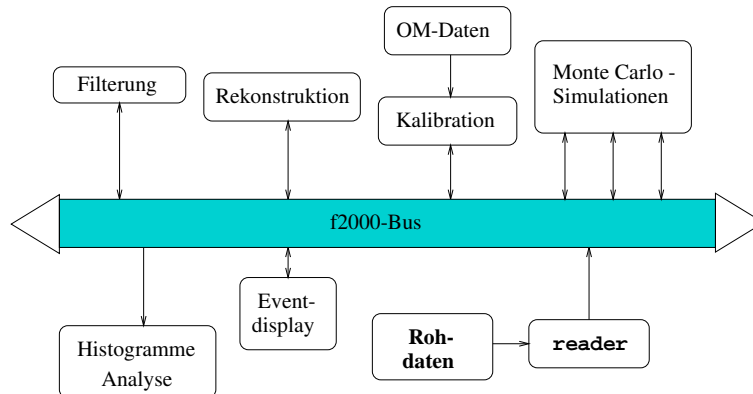


Abbildung 4.1.: Die AMANDA-Programme kommunizieren über das gemeinsame f2000-Format. Die binären Rohdaten werden mit dem Programm `reader` in dieses ASCII-Format transformiert und so der weiteren Prozessierung zugänglich gemacht.

4.1.2. Echtzeitfilterung

Die Bearbeitung der gesamten Datenmenge aus einem Jahr Detektorbetrieb ist sehr zeitintensiv und bedarf unter Verwendung der Standardprogramme mehrerer Monate. Sie kann bisher nur zeitverzögert begonnen werden, da die Daten, die auf Magnetbändern gespeichert werden, nur einmal jährlich von der Südpolstation ausgeflogen werden können. Alternativ dazu kann die bestehende Satellitenverbindung zum Südpol genutzt werden, um experimentelle Daten direkt zu versenden. Diese Verbindung reicht jedoch bei Weitem nicht aus, um alle anfallenden Daten zu übermitteln².

Aus dieser Problematik heraus entstand die Idee eines Echtzeitfiltersystems, mit dem die Datenmenge schon am Südpol durch eine erste Filterstufe ausreichend reduziert werden kann, um eine Satellitenübertragung sämtlicher gefilterten Daten in Echtzeit zu ermöglichen. Voraussetzung hierfür ist eine schlanke Architektur, die mit möglichst einfachen Algorithmen in großer Geschwindigkeit Selektionen vornehmen

²Da sich mehrere Experimente die Gesamtkapazität der Verbindung teilen müssen, könnten maximal etwa 24% (≈ 2 GB/Tag) der bei AMANDA anfallenden Datenmenge übertragen werden.

kann. Diese müssen stabil gegenüber Schwankungen im Detektorbetrieb und insbesondere unabhängig von der Trefferelektion sein, da diese im Echtzeitbetrieb nicht endgültig festlegbar ist. Ein solches System wurde entwickelt [Bec00] und 2001 in Betrieb genommen. In den darauf folgenden Jahren wurde es durchgehend betreut und ausgebaut und diente als Grundlage für die im Jahre 2004 abgeschlossene Erneuerung des gesamten Datenprozessierungs-Systems am Südpol [A⁺04a].

Die während des Jahres 2002 betriebene Version des Echtzeitfilters bildet die Basis für die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen, welche aber ausschließlich die Ereignisklasse der Myonspuren behandeln. Das Rekonstruktions-Programm (*Direct Walk* [Ste02]) zur Berechnung solcher Spuren ist unempfindlich gegenüber der Auswahl verwendeter Treffer und erfüllt somit eine der wichtigsten Forderungen an ein Echtzeitsystem. Es ist außerdem mit einer Datenunterdrückung auf etwa 3.4 % und gleichzeitiger Signalakzeptanz von über 90 % hinreichend effizient.

Das Echtzeitsystem beinhaltet noch eine Reihe weiterer Datentypen und Funktionalitäten, so werden beispielsweise schauerartige Ereignisse und Ereignisse besonders hoher Energie separat gefiltert. Zu allen Stufen der Filterung entstehen Statistiken und Datenbanken, die bezüglich Datenvolumina und Datenqualität ausgewertet werden und somit die Standard-Detektorüberwachung ergänzen. In Abbildung 4.2 ist der Aufbau des Systems zur Echtzeitfilterung schematisch in groben Zügen dargestellt. Die in diesem Rahmen entwickelten Programme bilden mit Ergänzungen und Erweiterungen sehr nützliche Werkzeuge, die neben der Echtzeitprozessierung auch den daran anschließenden Analysen dienen.

4.2. Kalibration

Nur wenige Größen werden zur Kalibration des AMANDA-Detektors benötigt. Dies sind zum einen die Orte der optischen Module, zum anderen die mit den Modulen gemessenen Ankunftszeiten und Pulshöhen. Die zum Einsatz kommenden Kalibrationsmethoden bedienen sich sowohl aufgezeichneter Bohrdaten und künstlicher Lichtquellen, als auch atmosphärischer Myonen. Anschließend an die jährlichen Detektor-Wartungsperioden wird jeweils mit existierenden und neu bestimmten Parametern ein Kalibrations-Datensatz zusammengestellt, der dann für die Dauer eines Jahres von Gültigkeit ist. Die Methode der Verwendung atmosphärischer Myonen zur Zeitkalibration ermöglicht es, anderweitig bestimmte Konstanten zu überprüfen und aus technischen Gründen fehlende Kalibrationsdaten einzelner Kanäle zu ergänzen [CHt01]. Dieses Verfahren ist allerdings aufwendig und es kann unter Umständen längere Zeit dauern, bis die Ergebnisse zur Verfügung stehen. Aus diesem Grund muss die Echtzeitfilterung die zu Beginn der Datennahme-Periode aufgezeichneten Daten mit Zeitversatz bearbeiten und in der Lage sein, die angesammelte Datenmenge parallel zum Echtzeitbetrieb aufzuarbeiten.

4. Grundlagen der Analysemethoden

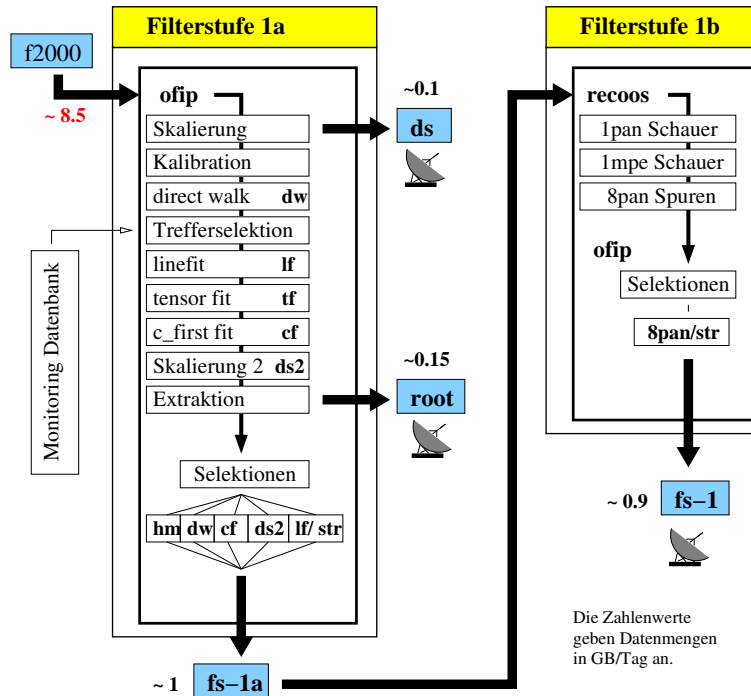


Abbildung 4.2.: Das Echtzeitfiltersystem kalibriert, bereinigt und rekonstruiert die von der Myon-Datennahme bereitgestellten Daten. Verschiedene Filter werden appliziert und die Ergebnisse in einem gemeinsamen Datenstrom vereinigt. Dieser wird zusammen mit statistischen und Überwachungsdaten per Satellit übertragen. Die verschiedenen Bezeichnungen sind in Abschnitt 5.2.2 erläutert.

4.2.1. Ortskalibration

Die Ortskoordinaten können aus den während des Bohrens vorgenommenen Messungen ermittelt werden. Zur Verfügung stehen Neigungsmessungen des Bohrkopfes, aus welchen der Verlauf des Loches errechnet wird, sowie Aufzeichnungen von Drucksensoren, mit denen die Tiefe unter Wasser vor der Wiedervereisung gemessen wurde. Ergänzend werden Lichtpulse aus Lasern und Dioden zur relativen und letztlich auch absoluten Positionsbestimmung herangezogen. Die erreichte Ortsgenauigkeit von unter 1m ist in Anbetracht der Unsicherheit bezüglich der Detektorausrichtung von etwa 0.2° bei Weitem ausreichend [Neu04].

4.2.2. Zeitkalibration

Die aus dem Experiment gewonnenen Zeiten t_{exp} werden mit folgender Formel kalibriert:

$$t_{\text{real}} = t_{\text{exp}} - \frac{\alpha}{\sqrt{A_{\text{exp}}}} - t_0 \quad . \quad (4.1)$$

Hierbei ist A_{exp} die unkalibrierte Amplitude des Treffers, α eine Proportionalitätskonstante und t_0 die Kabellaufzeit. Die Ankunftszeitverzögerung $\alpha/\sqrt{A_{\text{exp}}}$ entsteht durch pulshöhenunabhängige, aber für jedes Modul unterschiedliche Diskriminatorschwellen. Zwei Pulse unterschiedlicher Amplitude werden ihre jeweilige Schwelle zu verschiedenen Zeiten überschreiten, auch wenn sie zum gleichen Zeitpunkt beginnen. Der so verursachte Zeitunterschied wird als *Time-Slewing* bezeichnet.

Die Kabellaufzeiten t_0 werden mit Hilfe von an der Oberfläche stationierten Lasern in besonderen Kalibrationsläufen ermittelt. Hierzu werden Photonen über Lichtleitfasern und Diffusorkügelchen in die direkte Nähe der jeweiligen optischen Module gebracht und die darauf folgende Detektorantwort ermittelt. Die auf diese Weise durchgeführte Eichung ist ein langwieriger Vorgang (ungefähr ein String/Tag). Die erzielbare Genauigkeit für t_0 liegt bei etwa 4 ns–7 ns und für α bei etwa 30% [Bir02, Bir00].

4.2.3. Amplitudenkalibration

Die gemessenen Amplituden werden gemäß folgender Formel in Photoelektronen umgerechnet:

$$A_{\text{real}} = (A_{\text{exp}} - A_{\text{pedestal}}) \cdot \beta \quad . \quad (4.2)$$

A_{pedestal} bezeichnet den Ruhepegel; β ist der reziproke Wert der Lage des Einphotoelektron-Peaks, der aus den normalen Myondaten oder aus gesonderten Läufen mit zufälligen Triggern gewonnen wird. Die Verstärkung der Photomultiplier ist so eingestellt, dass bei einer Diskriminatorschwelle von 100 mV ein Photoelektron ungefähr 500 mV (400 mV für mit Koaxialkabeln verbundene optische Module) entspricht. Die Genauigkeit in der Bestimmung der Proportionalitätskonstanten liegt bei ungefähr 35% [Bir02].

4.3. Monte-Carlo Simulation

Die Simulation astrophysikalischer Neutrinos ist entscheidend für die Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten und Flussgrenzen; zum Studium des Verhaltens des AMANDA-Detektors sind hingegen simulierte atmosphärische Neutrinos und Myonen unabdingbar. Mit verschiedenen Monte-Carlo Programmen kann, ausgehend von den Flüssen extraterrestrischer oder atmosphärischer Teilchen, die Antwort des Detektors auf die nachgewiesenen Photonen studiert und mit den experimentellen Daten verglichen werden. Vor allem die Detektorsimulation muss für das jeweils betrachtete Betriebsjahr angepasst werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Anpassung für das Jahr 2002 durchgeführt und der AMANDA-Kollaboration zur Verfügung gestellt. Im Folgenden werden die Simulationsprogramme vorgestellt, ein Vergleich von experimentellen und simulierten Daten folgt in den Kapiteln zu den durchgeführten Analysen.

4. Grundlagen der Analysemethoden

Die Monte-Carlo Programme sind in den Programmiersprachen C, C++, Java und Fortran geschrieben, können aber, wie auch die Analyse-Programme, über das offizielle AMANDA-Datenformat f2000 miteinander kommunizieren. Eine Übersicht der meistgenutzten Simulations-Programme zeigt Abbildung 4.3. Ein Monte-Carlo

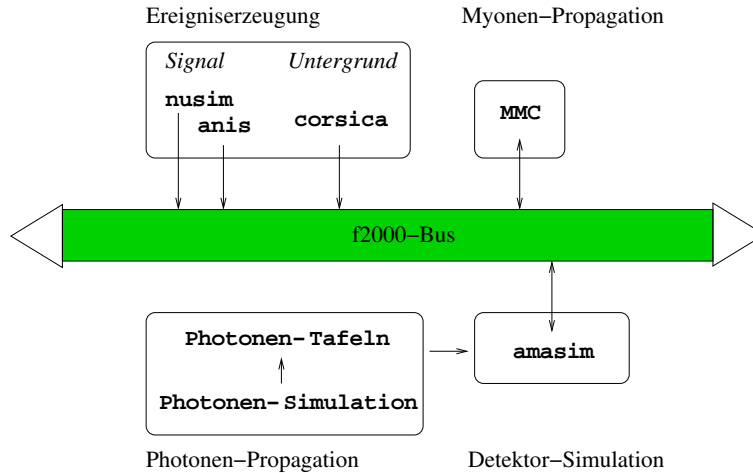


Abbildung 4.3.: Zusammenspiel der Monte-Carlo Programme über das AMANDA f2000-Datenformat. Nur die wichtigsten Programme sind abgebildet, Einzelheiten sind im Text beschrieben.

Ereignis bei AMANDA besteht aus einem oder mehreren Myonen, die entweder aus einer Neutrino-reaktion oder aus der kosmischen Strahlung³ stammen können. Die für die Primärreaktion verantwortlichen Teilchen sind ebenfalls in dem Ereignis festgehalten. Die Eigenschaften der Myonen sind durch Generierungsort und -zeit, Flugrichtung, Energie und Spurlänge beschrieben. Ihnen können zusätzlich Sekundärvertices aus z. B. Energieverlust-Prozessen zugeordnet sein. Die Ereignisse sind außerdem mit Informationen über elektromagnetische oder hadronische Schauer versehen, die am Reaktionsort des Neutrinos entstehen. Da schauerartige Ereignisse in den in dieser Arbeit vorgestellten Analysen keine besondere Berücksichtigung finden, werden im Folgenden ausschließlich atmosphärische und aus Myonneutrinos entstandene Myonen betrachtet. Die einzelnen Teilchen oder Vertices werden formal als *Spuren* bezeichnet.

4.3.1. Ereigniserzeugung

Die simulierten Ereignisse lassen sich in zwei Klassen unterteilen

- Untergrundereignisse aus atmosphärischen Myonen
- Myonen, die von Neutrino-Wechselwirkungen stammen und das eigentliche Signal bilden.

³siehe Abschnitt 1.3

Da der Detektor keine geschlossene Begrenzung hat, kann ihn auch Licht von Myonspuren oder anderen Ereignissen weit außerhalb des von den Strings eingeschlossenen Volumens erreichen. Aus diesem Grund werden Ereignisse in einer Ebene (oder in einem Volumen) simuliert, die die Detektorausmaße übertrifft. Dies ist in Abbildung 4.4 für atmosphärische Myonen gezeigt. Typischerweise verursachen etwa 5% der erzeugten Untergrundereignisse einen Detektor-Trigger⁴.

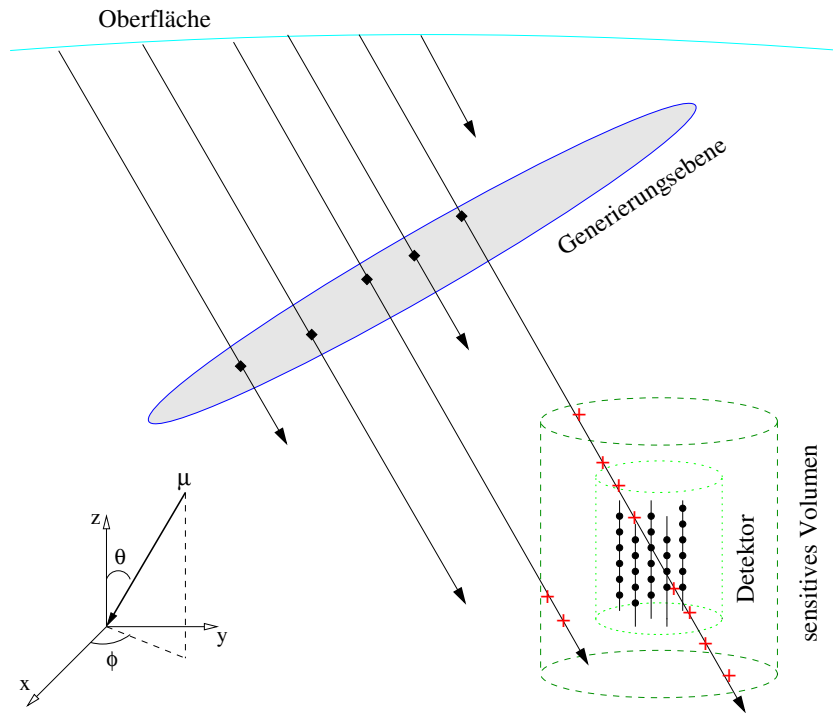


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung der Ereigniserzeugung und Propagation für atmosphärische Myonen. Die in der Atmosphäre entstehenden Myonen werden unter der Annahme eines mittleren Energieverlustes in Richtung der Generierungsebene transportiert. Nur Myonen, die die Generierungsebene erreichen, werden von dem anschließenden Myonen-Propagationsprogramm berücksichtigt und weiter in Richtung des Detektors propagiert. Sekundärprozesse (mit + gekennzeichnet) werden nur innerhalb des sensitiven Detektorvolumens erzeugt.

⁴Der für diese Arbeit relevante Trigger verlangt eine Multiplizität von 24 Treffern zu mindestens einem Zeitpunkt innerhalb eines Zeitfensters von $2.5 \mu\text{s}$.

4.3.1.1. Atmosphärische Myonen

Der dominante Untergrund für Analysen sich aufwärts bewegender Neutrinos besteht aus sich abwärts bewegenden Myonen, die in der Erdatmosphäre oberhalb des Detektors aus kosmischer Strahlung entstehen. Sie werden mit dem Programmpaket **CORSIKA** ([HKC⁺98]) simuliert, welches durch Hadronen ausgelöste Luftschauer mit Energien von bis zu 10^{20} eV erzeugt. Diese Simulationen sind sehr rechenintensiv, weshalb ein erzeugter Schauer 100-fach verwendet wird, allerdings jeweils mit zufällig ausgewählter azimuthaler Richtung und horizontaler Translation. Wegen der geringen Durchlassrate auf höheren Analysestufen ist die Wahrscheinlichkeit, dass mehrere dem gleichen Luftschauer entstammende Ereignisse selektiert werden, sehr gering.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Punktquellen-Analysen ist die Simulation atmosphärischer Myonen unkritisch, da in diesem Fall die beobachteten atmosphärischen Neutrinoereignisse den eigentlichen Untergrund bilden. Dennoch sind Vergleiche der experimentellen und simulierten Myon-Daten auf niedriger Analysestufe beispielsweise für Studien der Detektoreigenschaften oder der Myonpropagation unabdingbar.

4.3.1.2. Neutrinos

Zur Erzeugung von Neutrinoereignissen wird das Programm **NUSIM** [Hil96] verwendet, welches die Simulation sowohl atmosphärischer als auch von Punktquellen stammender Myonneutrinos mit wählbarem $E^{-\gamma}$ -Spektrum erlaubt. Dies geschieht über die statistische Gewichtung der Ereignisse, somit können aus der gleichen Simulation verschiedene Spektren abgerufen werden. Der Zenitwinkelbereich der generierten Neutrinos ist ebenfalls frei zu bestimmen, typischerweise werden aber nur solche oberhalb von 80° produziert. Die Propagation der Neutrinos durch die Erde berücksichtigt Energieverluste durch neutrale und geladene Stromwechselwirkungen. In Detektornähe werden geladene Wechselwirkungen simuliert, die in einen hadronischen Schauer und ein Myonneutrino resultieren. Der Winkel zwischen Neutrino- und Myonimpuls wird, ebenso wie ein möglicher Effekt von Neutrino-Oszillationen (siehe Abbildung ??), nicht berücksichtigt.

Ein neueres Programm zur Simulation hochenergetischer Neutrinoereignisse ist **ANIS** [GK03]. Es ist in der Lage, neben Myonneutrinos auch ν_e und ν_τ zu simulieren und damit für die Analyse schauerartiger Ereignisse geeignet. Darüber hinaus ist es mit diesem Programm möglich, den Streuwinkel zwischen Neutrino und dem daraus entstehenden Lepton zu simulieren.

4.3.2. Myonenpropagation

Die Simulation der Myonausbreitung in Materie geschieht mittels **MMC** [CR01]. Dieses Programm berücksichtigt sowohl kontinuierliche Energieverluste durch Ionisation,

als auch Verlustprozesse stochastischer Natur, die mit der Emission eines energie-reichen Photons zusammenhängen (siehe Abschnitt 2.3.2). Zu diesen stochastischen Prozessen zählen Paarbildung (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$), Bremsstrahlung und photonukleare Wechselwirkungen. Sie dominieren den Gesamtenergieverlust, der in Abbildung 2.5 (links) zusammen mit den einzelnen Anteilen dargestellt ist, oberhalb einer kritischen Energie von etwa $E_{\text{krit}} \approx 600 \text{ GeV}$. In dem für AMANDA interessanten Energiebereich von $1 \text{ TeV} - 10 \text{ TeV}$ verliert ein Myon ungefähr 600 MeV/m [CR01].

4.3.3. Detektorsimulation

Das Detektorsimulations-Programm AMASIM [Hun99a] besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen. Zunächst werden Anzahl und Ankunftszeiten der Cherenkovphotonen für getroffene optische Module simuliert, dann werden in einem zweiten Schritt aus diesen Verteilungen die Ereignisinformationen generiert.

Für den ersten Schritt müsste im Prinzip der Weg jedes einzelnen Photons in Abhängigkeit der Eisstruktur simuliert werden, was wegen des hohen Zeitaufwandes allerdings nur schwer zu realisieren ist. Stattdessen beruht das derzeit benutzte Programm PTD [Kar99] auf der Erzeugung großer Tabellen, die die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Cherenkovphotonen in Abhängigkeit von der Position und Orientierung des optischen Moduls relativ zu der Myonspur beinhalten. Als weiterer Parameter geht die Zeitverzögerung der Photonen auf dem Weg von der Spur zum getroffenen optischen Modul ein. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass die tiefenabhängigen Eisparameter nicht hinreichend berücksichtigt sind, da die Eiseigenschaften in der Umgebung des optischen Moduls der gesamten Photonspur zugeschrieben werden. Eine verbesserte, aber speicherplatzintensive Methode (PHOTONICS, [Mio01]), die sowohl die Eisschichtung als auch die Wellenlängenabhängigkeit von Streuung und Absorption einschließt, wird derzeit untersucht.

Die Tabellen müssen nur einmalig für einen gegebenen Satz an Eisparametern erzeugt werden. Für innerhalb dieser Arbeit erzeugte Monte-Carlo Ereignisse wird das *Myon-Absorptionsmodell* (MAM, [H⁺02b]) verwendet. Dieses Eismodell beruht auf Untersuchungen der Zeitresiduenverteilungen von Photonen atmosphärischer Myonen, wobei für große Residuen der tiefenabhängige Absorptionskoeffizient entscheidend ist und aus dem Vergleich von Daten und Simulation bestimmt wird. Als Tiefenmodell werden aus vier Eistypen sechzehn verschiedene horizontale Schichten gebildet.

Der zweite Teil der Detektorsimulation betrifft die eigentliche Detektorantwort auf die Photonenverteilungen. Für jedes optische Modul wird die Anzahl der entstehenden Photoelektronen und die daraus resultierenden Pulsformen unter Berücksichtigung des Signaltransports entlang der Kabel und der Eigenschaften der Oberflächenelektronik ermittelt. Die Kenntnis der einzelnen Detektorkomponenten ist hierbei von größter Wichtigkeit. Dazu zählen insbesondere die Eigenschaften jedes

einzelnen Kanals, wie beispielsweise die Rauschrate, die relative Sensitivität, die Position des Ein-Photoelektron Spannungsmaximums, die Diskriminatorschwelle und die Nachpulswahrscheinlichkeit.

4.4. Spurrekonstruktion

Die prinzipielle Vorgehensweise zur Rekonstruktion von AMANDA-Ereignissen ist zu Beginn von Kapitel 4.1 beschrieben: Für die kalibrierten Ereignisse werden Auswahlen gültiger Treffer vorgenommen, mit denen dann mittels schneller Algorithmen Ausgangswerte für die zeitaufwendigeren Maximum-Likelihood Rekonstruktionen berechnet werden. Da zwar im Rahmen der Echtzeitfilterung sowohl Spuren als auch Schauer rekonstruiert werden, letztere für die vorgestellten Analysen aber nicht verwendet werden, wird auf die Beschreibung der entsprechenden Funktionen verzichtet. Die Prozessierung schauerartiger Ereignisse entspricht im Wesentlichen oben genanntem Vorgehen, Einzelheiten hierzu finden sich beispielsweise in [Kow03].

Eine Myonspur wird durch eine einfache Gerade beschrieben. Hierzu wird ein als *Vertex* (\vec{r}_0, t_0) bezeichneter Raumzeitpunkt benötigt, sowie die durch Zenit- und Azimutwinkel beschriebene Herkunftsrichtung⁵. Als weiterer Parameter kann die Energie des Myons angegeben werden. Da diese entlang der Flugbahn allerdings nicht konstant ist, muss der Raumzeitpunkt festgelegt sein, an welchem das Myon die entsprechende Energie besitzt. Eine Myonspur und die dazugehörigen Parameter sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

4.4.1. Trefferselektion

Es ist für die Rekonstruktion von größter Wichtigkeit, unphysikalische Treffer, die nicht von einem Myonereignis stammen, zu identifizieren und auszuschließen. Schon einzelne Treffer können unter Umständen die Richtung einer Spur vollständig verfälschen, so dass es trotz sorgfältiger Trefferselektion stets eine große Zahl fehlrekonstruierter Spuren gibt.

Die einen Treffer beschreibenden Größen sind: der Zeitpunkt, zu welchem die ansteigende Flanke des Pulses die vorgegebene Schwelle überschreitet (LE)⁶, die Pulsbreite oberhalb der Amplituden-Schwelle (TOT)⁷ und das Maximum des Pulses (ADC)⁸.

⁵Alle Koordinaten beziehen sich auf das AMANDA-Koordinatensystem, dessen z-Achse nach Süden gerichtet ist. Die Winkel beschreiben die Herkunftsrichtung, nicht die Flugrichtung. Ein im Detektor aufwärts laufendes Myon hat also einen Zenitwinkel von $\theta = 180^\circ$.

⁶leading edge

⁷time over threshold

⁸abgeleitet von der verwendeten Hardware: Analog to Digital Converter

Die Auswahl der für verschiedene Spuralgorithmen zu verwendenden Treffer kann unterschiedlich sein. Im Folgenden werden typische Auswahlkriterien vorgestellt; tatsächlich für Rekonstruktionen vorgenommene werden an den entsprechenden Stellen aufgeführt.

- ts1** Treffer in optischen Modulen mit untypischem Rauschverhalten werden nicht verwendet. Die Klassifikation der Module in die Kategorien *hyperaktiv*, *tot*, *instabil* wird aus Langzeitbeobachtungen sowohl der LE-, der ADC- als auch der Dunkelrauschrates ermittelt⁹.
- ts2** Treffer in Modulen, die nicht im Hauptbereich des Detektors liegen, werden ausgeschlossen¹⁰.
- ts3** Treffer, die außerhalb eines Zeitfensters von $[-2.5 \mu\text{s}, +4.5 \mu\text{s}]$ um den Triggerzeitpunkt herum liegen, werden verworfen.
- ts4** Treffer mit Amplitudenwerten außerhalb eines Bereichs, der 0.1 - 1000 Photoelektronen entspricht, werden ausgeschlossen.
- ts5** Nur der erste Treffer in einem optischen Modul wird zugelassen.
- ts6** Treffer, zu denen sich kein weiterer Treffer innerhalb von 500 ns in einem weniger als 100 m entfernten Modul findet, werden nicht berücksichtigt.
- ts7** Benachbarte Kabel im Eis oder der Oberflächenelektronik können einander Störsignale induzieren¹¹. Derartig verursachte Treffer werden, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, entfernt.

4.4.1.1. Übersprechen von Kanälen

Optische Module, die auf gleichen oder benachbarten Strings liegen oder deren Kabel in der Oberflächenelektronik in direkter Nachbarschaft verlaufen, sind anfällig für ein gegenseitiges Übersprechen. Solcherart entstehende, korrelierte Treffer können durch ihre geringe Pulsdauer bei gleichzeitig hohen ADC-Werten identifiziert werden. Es werden zwei Methoden zur Bereinigung dieser Treffer angewandt. Die einfachere entfernt diejenigen Treffer, deren TOT-Wert geringer als die typische Pulsdauer ist. Da diese von Modul zu Modul unterschiedlich sein kann, wurde speziell für das Jahr 2002 jedes einzelne auf diesen Zusammenhang hin untersucht. Die zweite Methode berücksichtigt zusätzlich die Amplitudeninformation durch Anwendung eines zweidimensionalen TOT/ADC-Schnittes [Tab02]. Die entsprechenden Parameter werden

⁹Die Rauschrates für das Jahr 2002 sind den Detektorüberwachungsdaten entnommen. Für die Echtzeitfilterung wurden diese Daten durch täglichen Zugriff ausgelesen und anhand gleitender Mittelwerte zur Klassifikation der Module benutzt. Nach Abschluss der Datennahmeperiode ist eine für das ganze Jahr einheitliche Einteilung vorgenommen worden.

¹⁰Dies sind die obersten und untersten Module der Strings 11-13, sowie der gesamte String 17.

¹¹Man spricht vom *Übersprechen* zwischen Kanälen, im Englischen mit *cross talk* bezeichnet.

4. Grundlagen der Analysemethoden

unter besonderer Berücksichtigung von Paaren von Modulen, die für starkes Übersprechen bekannt sind, ebenfalls jährlich neu berechnet. Für das Jahr 2002 standen die tabellarisierten Parameter dieser Methode erst zu einem späten Zeitpunkt zur Verfügung, weswegen die zuerst durchgeführten Rekonstruktionen lediglich auf die erste Methode zurückgreifen konnten. In Abbildung 4.5 sind die den beiden Methoden zugehörigen Schnitte beispielhaft für ein optisches Modul dargestellt. Durch Übersprechen entstehende Treffer sind, ebenso wie zeitliche Schwankungen

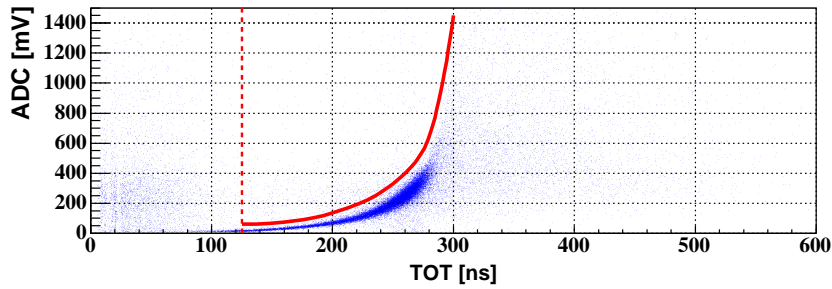


Abbildung 4.5.: Prinzip der Unterdrückung von Treffern, die durch Übersprechen zwischen Kanälen entstehen. Die vertikale Linie stellt den TOT-Schnitt dar, Treffer links dieser Linie werden verworfen. Der zweidimensionale TOT/ADC-Schnitt lässt nur Treffer passieren, die rechts unterhalb der Kurve liegen.

der Rauschraten, nicht von der Detektorsimulation berücksichtigt. Daraus resultieren unterschiedliche Ereignisraten im Vergleich zu den experimentellen Daten, da zu diesen auch solche Ereignisse beitragen, die aufgrund „falscher“ Treffer ausgelöst wurden. Diesem Problem kann durch eine dem Hardware-Trigger entsprechenden Bedingung¹² begegnet werden, indem die Triggerbedingung sowohl auf die experimentellen als auch auf die simulierten Daten angewandt wird, ohne allerdings die durch Rauschen oder Übersprechen verursachten Treffer einzubeziehen.

4.4.2. Schnelle Spurrekonstruktionen

Die schnellen Spurfindungs-Algorithmen erfüllen zweierlei Zweck. Die mit ihnen berechneten Spuren ermöglichen einerseits die Reduzierung der Daten durch lockere Schnitte, andererseits dienen sie als Startwerte für die anschließenden Likelihood-Rekonstruktionen.

Das für die Rekonstruktion von Myonspuren eingesetzte Verfahren ist *Direct Walk* [Ste02], welches nach bestimmten Treffermustern sucht und aus diesen dann Spuren zusammensetzt. Hierzu werden aus Trefferpaaren Spurelemente gebildet, aus

¹²Dieses Vorgehen wird als *Re-Triggering* bezeichnet, wobei die Triggerbedingung 24 Treffer innerhalb eines Zeitfensters von $2.5 \mu\text{s}$ fordert.

denen wiederum Spurkandidaten konstruiert werden können. Für den Fall, dass mehrere Spurkandidaten ermittelt werden, kann der vielversprechendste unter ihnen anhand von Qualitätsparametern ausgewählt werden. Ein großer Vorteil von *Direct Walk* ist, dass dieses Verfahren ohne Trefferbereinigung betrieben werden kann und somit für den Einsatz im Rahmen der Echtzeitfilterung ideal geeignet ist.

Weitere für den Echtzeitfilter eingesetzte, aber nicht für die hier präsentierten Analysen verwendete schnelle Rekonstruktions-Algorithmen basieren auf analytischen Berechnungen. Hierzu zählen der sogenannte *Line Fit*, der die Anpassung einer Geraden durch die Trefferverteilung vornimmt, und die beiden Schauer-Rekonstruktionen *Tensor Fit* und *C-First* [Kow03], die jeweils die Sphärizität von Ereignissen untersuchen.

4.4.3. Maximum-Likelihood Rekonstruktionen

In den analytischen Rekonstruktions-Funktionen werden die Cherenkovphotonen als ungestreut angenommen. Tatsächlich aber werden sie auf ihrem Weg durch das Eis vielfach gestreut und erreichen entsprechend der zurückgelegten Wegstrecke die optischen Module nur zeitverzögert gegenüber den ungestreuten Photonen. Man definiert das **Zeitresiduum** t_{res} als Differenz zwischen der nach dem Cherenkovmodell erwarteten Zeit t_{soll} und der tatsächlich gemessenen Ankunftszeit t_{hit} in einem optischen Modul:

$$t_{\text{res}} = t_{\text{hit}} - t_{\text{soll}} = t_{\text{hit}} - \frac{d}{c_{\text{eis}} \cdot \sin \theta_{\text{ch}}} - t_{\text{em}} \quad . \quad (4.3)$$

Hierbei ist t_{em} die Zeit, zu der das Photon emittiert wird, θ_{ch} ist der Cherenkovwinkel, c_{eis} die Lichtgeschwindigkeit in Eis und d der Abstand von der Myonspur zum getroffenen optischen Modul (siehe Abbildung 4.6). Das Zeitresiduum ist also definitionsgemäß positiv, kann aber durch Ungenauigkeiten in der Zeitmessung oder durch nicht von der betrachteten Myonspur stammende Treffer auch negative Werte annehmen. Zeitresiduen mit $t_{\text{res}} \approx 0$ entsprechen ungestreuten Photonen und werden als **direkte Treffer** bezeichnet.

Die Verteilungen der Zeitresiduen werden mit Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen beschrieben. Am gebräuchlichsten sind sogenannte *Pandel-Funktionen* [Pan96] der Form

$$P(t_{\text{res}}, d) = \frac{1}{N(d)} \cdot \frac{(t_{\text{res}})^{\frac{d}{\lambda}-1} \cdot \tau^{-\frac{d}{\lambda}}}{\Gamma\left(\frac{d}{\lambda}\right)} \cdot e^{-\frac{t_{\text{res}}}{\tau} - \frac{t_{\text{res}} c_{\text{eis}}}{\lambda_{\text{abs}}} - \frac{d}{\lambda_{\text{abs}}}} \quad (4.4)$$

und der Normierung

$$N(d) = e^{-\frac{d}{\lambda_{\text{abs}}}} \left(1 + \frac{\tau \cdot c_{\text{eis}}}{\lambda_{\text{abs}}} \right)^{-\frac{d}{\lambda}} \quad . \quad (4.5)$$

Die Normierungskonstante berücksichtigt die Absorption von Photonen, wobei die Absorptionslänge λ_{abs} ebenso wie die beiden Konstanten λ und τ als freie Parameter

4. Grundlagen der Analysemethoden

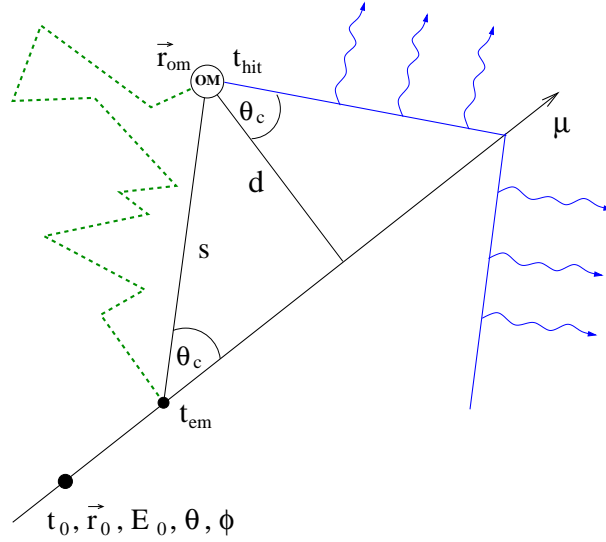


Abbildung 4.6.: Ein Cherenkovphoton wird zum Zeitpunkt t_{em} von einem Myon emittiert und erreicht ein optisches Modul auf direktem Weg (volle Linie) bzw. nach mehrfacher Streuung auf indirektem Weg (gestrichelte Linie). Aus der Differenz der für die beiden Wege benötigten Zeit berechnet sich das sogenannte Zeitresiduum.

aus Simulationen der Eismodelle bestimmt wird¹³.

Zusätzlich muss die endliche Zeitauflösung der optischen Module berücksichtigt werden. Dies geschieht durch eine genäherte Faltung der Pandel-Funktion mit einer Gauß-Funktion der Breite $\sigma_g = 15 \text{ ns}$, wobei die Ankunftszeitverteilung aus mehreren Bereichen zusammengesetzt wird¹⁴. Eine verbesserte Methode geht mittels eines halb-analytischen Algorithmus zu einer tatsächlichen Faltung über [Neu04]. Auch eine analytische Lösung der Faltung ist mittlerweile gefunden, aber noch immer Gegenstand aktueller Untersuchungen [Jap03].

Die *Maximum-Likelihood Methode* beruht auf der Maximierung von Likelihood-Funktionen \mathcal{L} , die aus Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen wie beispielsweise den eben besprochenen Pandel-Funktionen gebildet werden:

$$\mathcal{L}(\vec{r}, t, \theta, \phi) = \prod_{i=1}^{N_{\text{treffer}}} P_i(\vec{r}_i, t_i | \vec{r}, t, \theta, \phi) \quad . \quad (4.6)$$

Es wird also die gesamte Information des Ereignisses in Form der Vertices (\vec{r}_i, t_i) aller N_{treffer} getroffenen optischen Module verwendet. Die Spürhypothese, für die es

¹³Die konstanten Parameter sind $\tau = 557 \text{ ns}$, $\lambda = 33.3 \text{ m}$ und $\lambda_{\text{abs}} = 98 \text{ m}$ [A⁺04b].

¹⁴Vgl. Abschnitt 7.1.

am wahrscheinlichsten ist, das gemessene Treffermuster zu erhalten, wird durch die maximale Likelihood ausgewählt.

Üblicherweise wird zur Verringerung des Rechenaufwandes¹⁵ und zur Vermeidung numerischer Ungenauigkeiten beim Umgang mit kleinen Zahlen der negative Logarithmus der Likelihood betrachtet. Entsprechend muss die *Loglikelihood-Funktion*

$$l(\vec{r}, t, \theta, \phi) = -\ln(\mathcal{L}(\vec{r}, t, \theta, \phi)) = -\sum_{i=1}^{N_{\text{treffer}}} \ln(P_i(\vec{r}_i, t_i | \vec{r}, t, \theta, \phi)) \quad (4.7)$$

zur Auffindung der besten Spurnhypothese minimiert werden. Das zur Minimierung verwendete numerische Verfahren ist der *Simplex*-Algorithmus [PTVF97]; der benötigte Startwert ist die Spur eines vorangegangenen Rekonstruktions-Algorithmus¹⁶.

Eine wesentliche Verbesserung dieser Methode ist die sogenannte **iterative Likelihood-Rekonstruktion**, bei der die Minimierung von Gleichung 4.7 für leicht veränderte Anfangswerte wiederholt wird. Dadurch soll vermieden werden, dass die Minimierung der Loglikelihood ein Nebenminimum auffindet. Neben dem bisher beschriebenen Standardverfahren gibt es außerdem Modifikationen der Likelihood-Funktion, von denen einige im Folgenden kurz angesprochen werden.

4.4.3.1. Multiphotoelektron-Modell (MPE)

Falls mehrere Photonen in kurzen Zeitabständen das gleiche optische Modul treffen, setzen sie sich, falls es sich um einen elektrisch ausgelesenen Kanal handelt¹⁷, zu einem einzigen Puls zusammen. Um solche Pulse richtig zu behandeln, kann die Anzahl N der beitragenden Photonen aus der Amplitude abgeschätzt werden. Die Residuenverteilung aus Gleichung 4.4 wird in diesem Fall ersetzt durch die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, das erste dieser N Photonen mit Zeitresiduum t_{res} und Spurabstand d zu beobachten:

$$P_{i,N}^1(d, t_{\text{res}}) = N \cdot p_i(d, t_{\text{res}}) \cdot \left(\int_{t_{\text{res}}}^{\infty} P_i(d, t_{\text{res}}) dt_{\text{res}} \right)^{N-1} . \quad (4.8)$$

Die meisten Kanäle der äußeren Strings werden optisch ausgelesen und weisen nur geringe Pulsbreiten auf. Photonsignale können sich somit nur dann überlagern, wenn sie ein entsprechendes Modul fast gleichzeitig treffen. Die MPE-Spurrekonstruktion kann die Winkelauflösung aus diesem Grund nicht signifikant verbessern. In älteren Analysen wurde diese Methode eingesetzt, um aus dem Vergleich der ermittelten Likelihood-Werte mit denjenigen der Standardmethode einen Qualitätsparameter zu

¹⁵Additionen sind mit einem Computer wesentlich effektiver durchzuführen als Multiplikationen.

¹⁶Es kann sich dabei sowohl um eine der analytischen Funktionen wie den *Direct Walk*, als auch um Maximum-Likelihood Rekonstruktionen selbst handeln.

¹⁷Elektrisch ausgelesene Kanäle haben eine Pulsbreite von mehreren 100 ns.

4. Grundlagen der Analysemethoden

definieren [Hau03]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen hingegen verzichten auf dieses Kriterium zu Gunsten anderer Selektionsbedingungen.

4.4.3.2. Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten

Bei dieser Methode wird aus der Wahrscheinlichkeit P^{Tr} , dass ein optisches Modul getroffen wird und der Wahrscheinlichkeit P^{kTr} , dass es nicht getroffen wird, eine Likelihood-Funktion \mathcal{L}^{TW}

$$\mathcal{L}^{\text{TW}} = \prod_{i=1}^{N^{\text{Tr}}} P_i^{\text{Tr}} \cdot \prod_{i=N^{\text{Tr}}+1}^{N^{\text{OM}}} P_i^{\text{kTr}} \quad (4.9)$$

zusammengesetzt. Hierbei bezieht sich N^{Tr} auf alle getroffenen, N^{OM} ist die Gesamtzahl aller verwendeten optischen Module. Die Treffer- und die Nichttrefferwahrscheinlichkeit sind energieabhängig und es gilt

$$P^{\text{Tr}}(\vec{r}, t, \theta, \phi, E) = 1 - P^{\text{kTr}}(\vec{r}, t, \theta, \phi, E) \quad . \quad (4.10)$$

Das Verfahren kann nur funktionieren, wenn die berücksichtigten Module zeitlich stabil arbeiten; eine entsprechende Selektion ist hier also von besonderer Wichtigkeit. Durch den zusätzlichen Freiheitsgrad in Form der *Myonenergie* ist die Rekonstruktion mittels dieser Likelihood-Methode besonders zeitaufwendig und kann nur auf höherer Filterstufe angewandt werden. Ihre Vorteile im Vergleich zur Standardmethode liegen in der verbesserten Auflösung und dem geringeren Anteil an fehlrekonstruierten Ereignissen.

4.4.3.3. Bayesische Methode

Auf niedriger Filterstufe wird die Anzahl neutrinoinduzierter Myonereignisse von der Anzahl atmosphärischer Myonen um mehrere Größenordnungen übertroffen, d. h. abwärtslaufende Spuren sind sehr viel wahrscheinlicher als aufwärtslaufende. Um diesen Zusammenhang zu berücksichtigen, kann man mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation einen zenitwinkelabhängigen Multiplikator für die bisher diskutierten Likelihood-Funktionen konstruieren [Hil01]. Dieses Vorgehen ist motiviert durch den Satz von Bayes, der die bedingte Wahrscheinlichkeit, dass Aussage A unter der Bedingung B wahr ist, angibt mit

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)} \quad . \quad (4.11)$$

Auf die AMANDA-Analyse übertragen bedeutet dies, dass ein beobachtetes Ereignis aus einer Klasse A (z. B. Ereignisse mit einem bestimmten Treffermuster) auch in einer Klasse B (z. B. atmosphärische Myonen eines bestimmten Zenitwinkel-Bereichs) enthalten ist. Da $P(A)$ unabhängig von der Annahme B ist, kann die Wahrscheinlichkeit $P(B|A)$, dass ein Ereignis von einem atmosphärischen Myon stammt, ausgedrückt werden durch

$$P(B|A) \sim P(A|B) \cdot P(B) \quad . \quad (4.12)$$

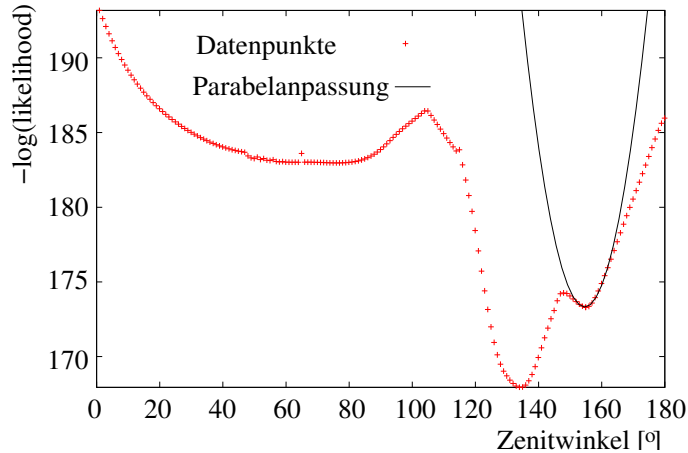


Abbildung 4.7.: Parabelanpassung an ein Nebenminimum der negativen Loglikelihood-Funktion eines Ereignisses. Der Verlauf der Loglikelihood ist als Funktion des Zenitwinkels θ der Spurhypothese dargestellt. An jedem Punkt sind die übrigen Parameter in einem iterativen Prozess optimiert worden. Als beste Lösung ist durch den Rekonstruktions-Algorithmus untypischerweise nicht das wahre, sondern ein Nebenminimum selektiert worden. Entnommen aus [Neu04].

Statt wie bisher die Likelihood-Funktionen der Form $\mathcal{L} = P(A|B)$ zu maximieren, wird nun also das Produkt von \mathcal{L} und dem Vorfaktor $P(B)$ maximiert. Dieser erstreckt sich für einen Zenitwinkelbereich von $\theta \in [0^\circ, 85^\circ]$ über sechs Größenordnungen.

4.5. Winkelauflösung der Spurrekonstruktion

Die vorangehenden Abschnitte beschreiben das Rekonstruieren von Myonspuren mittels Likelihood-Methoden: Durch das Auffinden des Minimums der negativen logarithmischen Likelihood-Funktion in einem mehrdimensionalen Parameterraum wird diejenige Spur ausgewählt, für die es am wahrscheinlichsten war, das gesehene Treffermuster zu erzeugen.

Aus der Form des derart bestimmten Minimums kann man auf die Qualität der Parameterbestimmung und damit auf die Winkelauflösung der Spurrekonstruktion schließen [Neu04]. Hierzu wird die negative Loglikelihood-Funktion auf einer Menge von Stützstellen ausgewertet und mit Hilfe einer χ^2 -Minimierung derjenige Paraboloid ermittelt, der am besten zu den Stützpunkten passt. Für den eindimensionalen Fall ist eine solche Anpassung in Abbildung 4.7 zu sehen. In einer fünfdimensionalen Anpassung, wie es dem Fall der standardmäßigen Likelihood-Rekonstruktion entspricht, können sechs Paraboloid-Parameter bestimmt werden, darunter drei

4. Grundlagen der Analysemethoden

Krümmungsparameter, aus welchen eine Fehlerellipse mit den Halbachsen σ_1 und σ_2 konstruiert werden kann. Aus den beiden Halbachsen berechnet sich die Exzentrizität ϵ und die Flächenauflösung σ_a gemäß

$$\epsilon = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad , \quad (4.13)$$

$$\sigma_a = \sqrt{\sigma_1 \cdot \sigma_2} \quad . \quad (4.14)$$

Mit einer Exzentrizitätskorrektur versehen entspricht die Flächenauflösung einer Abschätzung σ_a^ϵ für den Fehler im Raumwinkel:

$$\sigma_a^\epsilon = 0.57 \cdot \left(\epsilon + \frac{1}{\epsilon}\right) \cdot \sigma_a \quad . \quad (4.15)$$

Für einen Energiebereich bis etwa 10 TeV, den Bereich also, für den AMANDA optimiert ist, entspricht σ_a^ϵ dem aus Monte-Carlo Simulationen bestimmten Median des Raumwinkelabstandes zwischen generierter und rekonstruierter Spur recht gut, für höhere Energien wird der tatsächliche Fehler unterschätzt. Dennoch ist die mit der Paraboloid-Anpassung bestimmte Winkelauflösung sehr gut in der Analyse einsetzbar, einerseits als Qualitätsparameter zur Datenselektion, andererseits als zentrale Grundlage der im folgenden Abschnitt besprochenen Suchmethode für Neutrino-Punktquellen.

4.6. Verfahren zur Punktquellensuche

Die Suche nach lokalisierten Neutrinoquellen (Punktquellen) ist eine der zentralen Fragestellungen, die mit dem AMANDA-Detektor untersucht werden. Derartigen Objekten, deren Ausdehnung klein ist gegenüber der Auflösung des AMANDA-Teleskops, werden nach theoretischen Vorhersagen Neutrinoflüsse zugeordnet, die einem energieabhängigen Potenzgesetz

$$\frac{d\Phi}{dE}(E) = \frac{d\Phi}{dE}(E_0) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\alpha} \quad (4.16)$$

folgen. Üblicherweise wird $E_0 = 1 \text{ GeV}$ gewählt, der integrale Fluss

$$\Phi^\nu = \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{d\Phi}{dE} dE \quad (4.17)$$

wird allerdings oberhalb von $E_{\min} = 10 \text{ GeV}$ berechnet. Für $\alpha = 2$ unterscheiden sich Φ^ν und $\frac{d\Phi}{dE}(E_0)$ somit numerisch um den Faktor $E_{\min}/E_0^2 = 10 \text{ GeV}^{-1}$. Zeitabhängigkeiten von eventuellen Neutrino-Punktquellen finden keine Berücksichtigung.

Neutrinos extraterrestrischer Herkunft können nicht unmittelbar von solchen, die in der Erdatmosphäre entstehen, unterschieden werden. Daher basiert jede Punktquellensuche auf dem Auffinden von Überschüssen über dem Untergrund atmosphärischer Neutrinos. Ein älteres Verfahren hierzu, die *gebinnte Suche*, ist ein reines Zählexperiment, deren Observable die Anzahl an Ereignissen innerhalb eines

rechteckigen oder kreisförmigen Himmelsausschnittes ist. Außer der Herkunftsrichtung eines rekonstruierten Ereignisses werden keine weiteren Informationen verwendet. Ein neues Verfahren, die *ungebinnte Suche*, benutzt zusätzlich die in Abschnitt 4.5 besprochene ereignisindividuelle Winkelauflösung im Rahmen einer Maximum-Likelihood Methode [Neu04]. Ausschließlich dieses Verfahren wird für die vorgestellten Analysen angewandt.

4.6.1. Prinzip der Maximum-Likelihood Methode

Für jedes Ereignis E_i aus einer Messung mit N Ereignissen wird der Ort (x_i, y_i) und die Auflösung σ_i bestimmt. Ein Ereignis entstammt entweder einer Untergrundverteilung¹⁸ $bg(x, y)$, die aus den Daten bestimmt wird, oder einer Gauß-förmigen Signalverteilung $sg(x, y)$ der Breite $\tilde{\sigma}_i$. Diese beobachtete Signalverteilung ergibt sich aus der Faltung der wahren Verteilung¹⁹ der Breite σ_0 mit der ebenfalls Gauß-förmigen Auflösungsfunktion der Breite σ_i , d. h. es gilt

$$\tilde{\sigma}_i = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_i^2} \quad . \quad (4.18)$$

Der *Signalanteil* s ist die Anzahl n_{sg} der Signalereignisse bezogen auf die Gesamtzahl N aller Ereignisse und somit ein Maß für die Stärke einer Quelle:

$$s = \frac{n_{sg}}{N} \quad . \quad (4.19)$$

Damit kann nun die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Ortsvariablen (x, y) unter der Annahme, dass Auflösung und Quellenort bekannt sind, geschrieben werden als

$$f(x, y | s, x_0, y_0) = s \cdot sg(x, y | x_0, y_0, \tilde{\sigma}) + (1 - s) \cdot bg(x, y) \quad . \quad (4.20)$$

Aus der Umkehrung dieser Beziehung erhält man die Likelihood \mathcal{L}_i für jedes Ereignis $E_i(x_i, y_i, \sigma_i)$, indem (s, x_0, y_0) nun wieder als die unbekannt Variablen und (x_i, y_i, σ_i) als die gemessenen Parameter betrachtet werden:

$$\mathcal{L}_i(s, x_0, y_0 | x_i, y_i, \sigma_i) = s \cdot sg(x_i, y_i | x_0, y_0, \tilde{\sigma}_i) + (1 - s) \cdot bg(x_i, y_i) \quad . \quad (4.21)$$

Die Likelihood-Funktion drückt also aus, wie wahrscheinlich es für einen Parametersatz ist, das Ergebnis (x_0, y_0) in einer Messung zu erhalten. Um alle N Ereignisse zu berücksichtigen, wird die Gesamtlikelihood

$$\mathcal{L}(s, x_0, y_0) = \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i(s, x_0, y_0 | x_i, y_i, \sigma_i) \quad (4.22)$$

¹⁸In der gemessenen Untergrundverteilung ist die Faltung mit der Auflösung schon enthalten.

¹⁹Die Signalereignisse sind Gauß-förmig um eine Punktquelle an der Stelle (x_0, y_0) mit der natürlichen Breite σ_0 verteilt. Für Neutrino-Punktquellen ist σ_0 im Prinzip beliebig schmal, man kann damit aber z. B. den Winkelunterschied zwischen Neutrino und Myon beschreiben.

4. Grundlagen der Analysemethoden

und daraus aus technischen Gründen die Loglikelihood

$$l = -\ln \mathcal{L} = -\ln \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i = -\sum_{i=1}^N \ln \mathcal{L}_i \quad (4.23)$$

gebildet. Dies entspricht dem in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Vorgehen, ebenso wie die Minimierung der Loglikelihood zum Auffinden der besten Hypothese. Aus der Form des Minimums können wiederum Informationen gewonnen werden, in diesem Fall zu den Messfehlern von s und (x_0, y_0) .

Für den Fall des AMANDA-Detektors entsprechen die Ortskoordinaten (x, y) eines Ereignisses den Richtungswinkeln (α, δ) der rekonstruierten Myonspur. Die Signalverteilung wird wie schon beschrieben als Gauß-Funktion betrachtet, in welche sowohl die gemessene als auch die natürliche Breite eingehen. Letztere beschreibt den Winkel $\Theta_{\nu\mu}$ zwischen Neutrino- und Myonflugrichtung, der für eine Neutrinoenergie von 1 TeV ungefähr 0.7° entspricht und für höhere Energien abnimmt. Da die von der Rekonstruktion begünstigten Neutrinoenergien typischerweise oberhalb von 1 TeV liegen, wird als obere Grenze $\Theta_{\nu\mu} = 1^\circ$ gewählt. Bezüglich der Untergrundverteilung werden alle Ereignisse als unabhängig und die jeweilige Deklination und Rektaszension²⁰ als unkorreliert betrachtet. Aus der Unabhängigkeit der Ereignisse und der Rotation des Detektors um seine Längsachse folgt, dass der Untergrund flach gegen die Rektaszension und somit nur deklinationsabhängig ist. Möglicherweise in den Daten enthaltene Punktquellenneutrinos gehen in die Untergrundbeschreibung mit ein, haben darauf aber wegen der Verschmierung über die gesamte Rektaszension nur geringen Einfluss.

Ein großer Vorteil der beschriebenen Maximum-Likelihood Methode gegenüber der gebintten Suche beruht auf der Vermeidung endlicher Suchgitter in Form von wenigen Grad großen Himmelsausschnitten. Mit der Likelihood-Methode erhält man eine stetige Funktion der Himmelskoordinaten. Die Funktionswerte werden zwar in der Praxis nur für eine endliche Zahl von Stützstellen berechnet, eine Erhöhung der Anzahl von Stützstellen bewirkt aber lediglich eine Verfeinerung der Funktionsauswertung. Die Einbeziehung zusätzlicher Ereignisinformationen in Form der Winkelauflösung stellt eine weitere Verbesserung dar. Andere Observablen wie Energie und Ankunftszeit könnten ebenfalls auf einfache Weise einbezogen werden.

²⁰Der Wechsel von Detektorkoordinaten zu einem bezüglich des Himmels ortsfesten Koordinatensystem ist immer dann angebracht, wenn auf Himmelsobjekte Bezug genommen wird. Hierbei kommen die Deklination δ mit $\delta \in [-90^\circ, +90^\circ]$ und die Rektaszension α mit $\alpha \in [0 \text{ h}, 24 \text{ h}]$ als äquatoriale Koordinaten zur Anwendung. Die Deklination ergibt sich aus dem Zenitwinkel Θ in Detektorkoordinaten durch $\delta = \Theta - 90^\circ$. Die Umrechnung zwischen Rektaszension und Azimut ist wegen ihrer Zeitabhängigkeit aufwendiger.

4.6.2. Signalerwartung und Signifikanz

Aus der oben beschriebenen Likelihood-Methode werden diejenigen Werte für den Signalanteil s und den Ort der Quelle x_0 bestimmt, für die es am wahrscheinlichsten ist, die gemessene Ereignisverteilung zu erhalten. Aus s und der Gesamtanzahl an Ereignissen N ergibt sich direkt der *Erwartungswert des Signals* μ_{sg} zu

$$\mu_{\text{sg}} = N \cdot s \quad . \quad (4.24)$$

Es ist zu beachten, dass auch negative Werte für den Signalanteil s auftreten können, da Fluktuationen des Untergrundes sowohl nach unten als auch nach oben betrachtet werden müssen²¹. Aus der Signalerwartung kann bei Kenntnis der Messdauer T und der Neutrino-effektiven Fläche A_{eff}^ν (siehe 4.8) der Signalfluss Φ_{sg}^ν oberhalb einer Energieschwelle gemäß

$$\Phi_{\text{sg}}^\nu = \frac{\mu_{\text{sg}}}{A_{\text{eff}}^\nu \cdot T} \quad (4.25)$$

gewonnen werden. Die eigentlichen Grenzen auf den Signalfluss werden aber durch die Konstruktion von Konfidenzplots unter Verwendung der Signifikanz bestimmt.

Die *Signifikanz* ζ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, ein Messergebnis als Fluktuation des Untergrundes zu erhalten. Sie wird in Einheiten der gaußischen Standardabweichung angegeben mit

$$\zeta = \frac{s}{\sigma_s} \quad (4.26)$$

und kann im Falle zugrunde liegender Gauß-Verteilungen aus der Likelihood-Funktion abgeschätzt werden zu

$$\zeta = \text{sign}(s) \sqrt{2 \cdot \ln \frac{\mathcal{L}(s)}{\mathcal{L}(0)}} \quad . \quad (4.27)$$

Die Verteilungen der berechneten Signifikanzen stellen sich für hohe Anzahlen von Ereignissen als Gauß-förmig heraus, allerdings kann es bei den ansteigenden Flanken zu Ausläufern kommen, für die keine Gauß-Anpassung möglich ist. Dieses Verhalten tritt in Gebieten auf, in denen in der näheren Umgebung des Hypothesenortes kein Ereignis zu finden ist und der abgeschätzte Signalanteil s sehr große negative Werte annimmt. Damit sind auch die Abschätzungen für die Signalerwartung, den Signalfluss und eben auch die Signifikanz zu klein. Um diesem Problem zu begegnen, können entweder die betrachtete Messdauer vergrößert oder die Bereiche mit zu negativen Signalerwartungen gesondert behandelt werden²².

²¹Für einen wahren Wert $s_{\text{wahr}} = 0$ kann dies also auch zu berechneten Signalanteilen $s < 0$ führen.

²²Typischerweise wird für Bereiche mit $\mu_{\text{sg}} < -6$ die Signifikanz $\zeta = 0$ gesetzt. Dadurch verschlechtern sich die oberen Grenzen und die Problematik ist damit konservativ behandelt. Deklinationsabhängig kann es in 8%-20% der Fälle zu solchen Situationen kommen.

4.7. Bestimmung der Sensitivität

Um Qualität und Effektivität verschiedener Punktquellenanalysen beurteilen zu können, ist es von Interesse, eine obere Grenze auf den Fluss einer möglichen nicht nachgewiesenen Quelle anzugeben. Der Erwartungswert einer solchen oberen Grenze in Abwesenheit einer Signalquelle wird für ein *Konfidenzniveau* von 90% als *Sensitivität* $\bar{\Phi}_{\text{sg}}^{90}$ bezeichnet. Im Folgenden wird die Vorgehensweise zur Bestimmung der Flussgrenzen und der Sensitivität entsprechend der *gebinteten* Methode dargestellt, die aus Gründen der absoluten Vergleichbarkeit mit externen Analysen für die Jahre 2000 und 2001 für diese Berechnungen gewählt ist.

Ausgehend von einer hypothetischen Signalquelle am Ort²³ (α_0, δ_0) wird ein kreisförmiger Suchbin²⁴ mit Radius R gewählt gemäß

$$\{(\alpha, \delta) \mid \Psi((\alpha_0, \delta_0); (\alpha, \delta)) < R\} \quad . \quad (4.28)$$

Der Raumwinkelabstand Ψ zwischen der Ereignisrichtung (α, δ) und der Quelle ist gegeben durch

$$\Psi((\alpha_0, \delta_0); (\alpha, \delta)) \equiv \arccos(\cos \delta \cos \delta_0 \cos(\alpha - \alpha_0) + \sin \delta \sin \delta_0) \quad . \quad (4.29)$$

Die observierte Anzahl der in diesem Bin liegenden Ereignisse sei n_{obs} . Die Anzahl der Untergrundereignisse in einem Suchbin wird aus den experimentellen Daten abgeschätzt. Hierbei wird angenommen, dass die beobachteten Ereignisse ausschließlich von atmosphärischen Neutrinos oder von fehlrekonstruierten atmosphärischen Myonen stammen und eventuelle Anteile von Punktquellenneutrinos vernachlässigbar klein sind. Die Ereignisse sind in schmalen Deklinationsbändern $\{(\alpha, \delta) \mid R > \delta - \delta_0\}$ gleichmäßig bezüglich der Rektaszension verteilt²⁵. Die erwartete Anzahl der Untergrundereignisse μ_{bg} in einem Suchbin muss daher abgeschätzt werden aus der Skalierung der Gesamtzahl an Ereignissen in dem Deklinationsband n_{band} mit dem Verhältnis zwischen dem Raumwinkel des Suchbins und dem Raumwinkel des gesamten Deklinationsbandes (siehe Abbildung 4.8):

$$\mu_{\text{bg}} = \langle n_{\text{bin}} \rangle = n_{\text{band}} \cdot \frac{2\pi(1 - \cos R)}{2\pi(\cos(\delta_0 - R) - \cos(\delta_0 + R))} \quad . \quad (4.30)$$

Für Deklinationen im Bereich des „Nordpols“ ($\delta \approx 90^\circ$) kann der Anteil der Ereignisse des Suchbins an der Gesamtzahl der Ereignisse in dem Deklinationsband sehr groß sein. Die Untergrunddichte wird daher für $\delta > 85^\circ$ aus dem benachbarten Band abgeschätzt [Hau03].

²³Der Ort der Quelle wird ebenso wie die Herkunftsrichtung von Ereignissen durch deren Deklination und Rektaszension angegeben.

²⁴Die deutsche Übersetzung für *bin* ist *Kasten/Behälter*, in diesem Fall ist der Suchausschnitt auf der Himmelskarte gemeint.

²⁵Dies folgt aus der Erdrotation, siehe auch die entsprechende Bemerkung in Abschnitt 4.6.1.

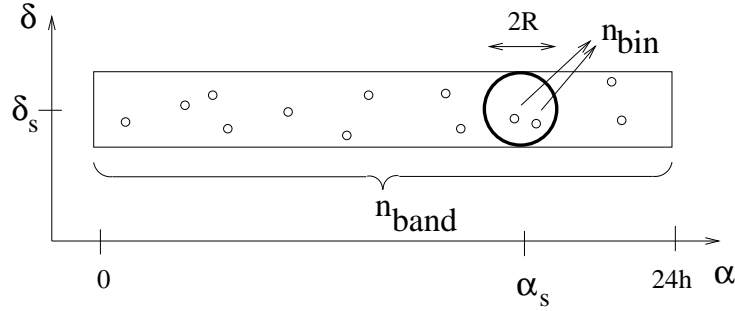


Abbildung 4.8.: Der Untergrund in einem Suchbin wird aus der Anzahl n_{band} der Ereignisse in dem entsprechenden Deklinationsband zu $\langle n_{\text{bin}} \rangle$ abgeschätzt. Hierzu wird n_{band} mit dem Verhältnis zwischen dem Raumwinkel des Suchbins und dem Raumwinkel des Deklinationsbandes skaliert. Entnommen aus [Hau03].

Um nun die gesuchten Flussgrenzen zu bestimmen, werden *Konfidenzgürtel* für ein gewähltes Konfidenzniveau CL von in diesem Fall 90% konstruiert. Hierzu wird zunächst für verschiedene hypothetische Signalerwartungen μ_{sg} die Verteilung der Observablen²⁶ n_{obs} betrachtet und daraus das Intervall I derart bestimmt, dass mit der Wahrscheinlichkeit CL die Observable in I liegt, falls die Hypothese stimmt. Die Positionierung des Intervalls ist allerdings nicht eindeutig. Das Ordnungsverfahren mittels Likelihood-Verhältnissen nach Feldman und Cousins [FC98] legt die Reihenfolge fest, nach welcher die Observablen dem Intervall zugefügt werden. Dabei wird zum einen die Poisson-Wahrscheinlichkeit²⁷

$$P(n_{\text{obs}}; \mu = \mu_{\text{sg}} + \mu_{\text{bg}}) = e^{-\mu} \cdot \frac{\mu^{n_{\text{obs}}}}{n_{\text{obs}}!} \quad (4.31)$$

für die Beobachtung von n_{obs} Ereignissen im Falle des Erwartungswertes μ der zu untersuchenden Hypothese berechnet. Zum anderen wird die Signalerwartung $\mu_{\text{sg}}^{\text{best}}$ bestimmt, für welche $P(n_{\text{obs}}; \mu^{\text{best}} = \mu_{\text{sg}}^{\text{best}} + \mu_{\text{bg}})$ maximal ist. Den Quotienten dieser beiden Größen verwendet man als Ordnungsparameter

$$q(n_{\text{obs}}) = P(n_{\text{obs}}; \mu) / P(n_{\text{obs}}; \mu^{\text{best}}) \quad , \quad (4.32)$$

indem diejenigen Observablen n_{obs} mit größerem q dem Intervall I früher zugefügt werden. Abbildung 4.9 zeigt, wie aus einer Vielzahl derart bestimmter Intervalle ein Konfidenzgürtel entsteht und daraus die obere und untere Grenze für ein gegebenes n_{obs} abgelesen werden können. Die *obere Grenze* $\mu^{90}(\mu_{\text{bg}}, n_{\text{obs}})$ für den Signalanteil ist definiert als größter Wert der Signalerwartung $\mu = \mu_{\text{sg}}$, für welche n_{obs} in dem

²⁶Die Verteilung folgt einer Poissonverteilung mit Erwartungswert μ , der sich aus dem Untergrund- und Signalerwartungswert zusammensetzt, d. h. $\mu = \mu_{\text{sg}} + \mu_{\text{bg}}$.

²⁷Treffender ist hier die Bezeichnung *Likelihood*, da es sich um eine „nachträgliche“ Wahrscheinlichkeit handelt, für die es im Deutschen keinen eigenständigen Begriff gibt.

4. Grundlagen der Analysemethoden

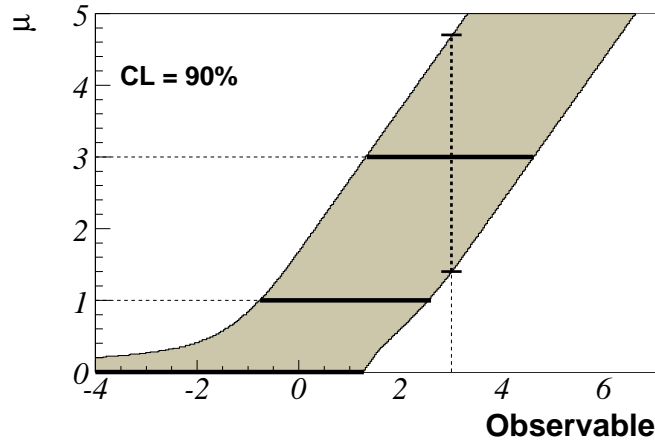


Abbildung 4.9.: Darstellung eines Konfidenzgürtels und der daraus resultierenden Flussgrenzen. Die horizontalen Linien stellen Intervalle für verschiedene Erwartungswerte μ_{sg} dar. Sie sind so konstruiert, dass sie mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens 90% eine zufallsverteilte Anzahl beobachteter Ereignisse n_{obs} enthalten (wobei die Verteilungen einer Poissonstatistik mit Erwartungswert $\mu = \mu_{\text{sg}} + \mu_{\text{bg}}$ folgen). Aus dem so konstruierten Konfidenzgürtel können nun für jedes gegebene n_{obs} die jeweils obere und untere Grenze $\mu^{90}(\text{OG})$ bzw. $\mu^{90}(\text{UG})$ abgelesen werden.

zugehörigen Intervall liegt. Entsprechend ist die untere Grenze der kleinste Wert für $\mu = \mu_{\text{sg}}$, der diese Bedingung erfüllt.

Betrachtet man nun eine Reihe gleicher Experimente unter der Annahme, dass keine Signalquelle vorhanden ist, so erhält man eine Poissonverteilung $P_{\mu_{\text{back}}}(n_{\text{obs}})$ der beobachteten Ereigniszahlen n_{obs} . Die *Sensitivität* ist definiert als der Erwartungswert der oberen Grenze $\mu^{90}(\mu_{\text{bg}}, n_{\text{obs}})$ in Abwesenheit von Signalbeiträgen und berechnet sich damit zu

$$\langle \mu^{90}(\mu_{\text{bg}}) \rangle = \sum_{n_{\text{obs}}}^{\infty} P_{\mu_{\text{back}}}(n_{\text{obs}}) \cdot \mu^{90}(\mu_{\text{bg}}, n_{\text{obs}}) \quad . \quad (4.33)$$

Die Sensitivität ist nur vom Erwartungswert für den Untergrund, nicht von der Anzahl der tatsächlich beobachteten Ereignisse in einem Suchbin abhängig und eignet sich daher als Optimierungsparameter zum Auffinden der günstigsten Ereignis Selektion.

Der Erwartungswert der Signalereignisse μ_{sg} und der Neutrinofluss Φ_{sg}^{ν} sind wegen ihres linearen Zusammenhangs (Gleichung 4.25) im Prinzip gleichermaßen zur

Konstruktion von Konfidenzplots geeignet. Möchte man aber *systematische Unsicherheiten* in der effektiven Neutrinofläche berücksichtigen, so geht dies nur unter Verwendung des Neutrinoflusses als Signalparameter. In diesem Fall werden die Abweichungen der angenommenen Signaleffizienzen und Untergrunderwartungen von den wahren Werten mittels eines semi-bayesischen Ansatzes abgeschätzt (siehe beispielsweise [Con03]). Da dieses Verfahren in dieser Arbeit keine Anwendung findet, wird auf eine nähere Beschreibung verzichtet.

4.8. Effektive Fläche für den Neutrinonachweis

Ein weiteres Kriterium zum Vergleich verschiedener Analysemethoden oder Detektoren ist die Signalakzeptanz, die durch die effektive Fläche des jeweiligen Experimentes ausgedrückt werden kann. Diese ergibt sich als Proportionalitätsfaktor aus der Beziehung zwischen der Anzahl nachgewiesener Ereignisse n_{sg} und dem Produkt aus Detektorlaufzeit T und integralem Neutrinofluss Φ^ν :

$$n_{\text{sg}} = \Phi^\nu A_{\text{eff}}^\nu T \quad . \quad (4.34)$$

Es ist zu beachten, dass die effektive Fläche A_{eff} sowohl von dem zugrunde liegenden Flussmodell als auch von dem betrachteten Energiebereich abhängt²⁸.

Anschaulich kann die effektive Fläche als Äquivalent der Größe eines perfekten Detektors betrachtet werden, mit welchem mit hundertprozentiger Effizienz die gleiche Anzahl an Ereignissen nachgewiesen wird wie mit dem realen Detektor. Die effektive Fläche kann prinzipiell für jede beliebige Stufe der Datenanalyse definiert werden, kommt in allen folgenden Betrachtungen aber nur in Bezug auf die abschließenden EreignisSelektionen zur Anwendung.

Die Neutrino-effektive Fläche kann nur unter Verwendung von Monte-Carlo Simulationen berechnet werden. Hierzu wird zu einem festen Zenitwinkel Θ ein über eine hinreichend große Generationsfläche²⁹ A_{gen} verteilter Neutrinofluss generiert. Aus der Simulation der Wechselwirkungen der entsprechenden Neutrinos und des Nachweises der entstehenden Myonen kann die Anzahl der Ereignisse n_{sg} , die alle Selektionsstufen der Analyse passieren, bestimmt werden. Für n_{gen} erzeugte Neutrinos ergibt sich der simulierte Fluss

$$\Phi^\nu = \frac{n_{\text{gen}}}{A_{\text{gen}} T} \quad (4.35)$$

und daraus durch Einsetzen in Gleichung 4.34 die effektive Neutrinofläche zu

$$A_{\text{eff}}^\nu = A_{\text{gen}} \cdot \frac{n_{\text{sg}}}{n_{\text{gen}}} \quad . \quad (4.36)$$

²⁸Es werden nur Energien $E \in [10 \text{ GeV}, 10^8 \text{ GeV}]$ betrachtet. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Neutrinos mit Energien außerhalb dieses Bereiches sind für Energiespektren $d\Phi^\nu/dE \propto E_\nu^{-\gamma}$ mit $\gamma \gtrsim 1.5$ vernachlässigbar.

²⁹Diese Fläche ist so gewählt, dass alle daran vorbeifliegenden Neutrinos auch den Detektor verpassen.

4. Grundlagen der Analysemethoden

Der erwartete deklinationsabhängige Verlauf der effektiven Fläche ist durch zwei einfache Gesichtspunkte motiviert:

- Für horizontale und von oberhalb des Horizontes kommende Ereignisse wird A_{eff}^{ν} kleinere Werte annehmen, da der in diesen Bereichen hohe Untergrundanteil die Ereignisrekonstruktion und -selektion schwierig macht.
- Zu größeren Deklinationen hin, d. h. für eher von unten kommende Ereignisse, ist der Verlauf der effektiven Fläche vom Spektralindex γ des Neutrinoflusses $d\Phi^{\nu}/dE_{\nu} \propto E_{\nu}^{-\gamma}$ abhängig. Für weichere Spektren nimmt A_{eff}^{ν} mit der Deklination zu, da von unten kommende Myonen längere, leichter zu rekonstruierende Spuren zur Folge haben. Bei härteren Spektren ($\gamma \lesssim 2$) macht sich hingegen die zunehmende Neutrinoabsorption in der Erde in Form einer Abnahme des nachweisbaren Neutrinoflusses und damit der effektiven Fläche für große Deklinationen bemerkbar. Zudem vergrößert sich der Einfluss der Bremsstrahlung, die die Rekonstruktion erschweren kann.

Die effektive Fläche ist zudem energieabhängig, da Wirkungsquerschnitt und Myonenreichweite jeweils ungefähr linear mit der Energie zunehmen. Für aufwärtslaufende Neutrinos sollte bei sehr großen Energien die effektive Fläche allerdings wegen der vermehrten Neutrinoabsorption in der Erde wieder abnehmen. Dieses Verhalten wird durch Berechnungen monoenergetischer Flächen $A_{\text{eff}}^{\nu}(E) = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} A_{\text{eff}}^{\nu}(E, E + \Delta E)$ im Bereich von $E \in [10^2 \text{ GeV}, 10^{7.5} \text{ GeV}]$ für verschiedene Deklinationen überprüft. Die entsprechenden Darstellungen finden sich gemeinsam mit den Untersuchungen der weiter oben genannten Aussagen in den Abschnitten 6.4.3 bzw. 7.5.3 für die unterschiedlichen Analysen.

5. Datensatz des Jahres 2002

5.1. Datennahme und Echtzeitsystem

Der AMANDA-Detektor wurde während des südpolaren Sommers¹ 2001/2002 der jährlichen Wartung und Kalibrationsmessung (4.2) unterzogen. Einige nichtfunktionierende Kanäle konnten wieder in Stand gesetzt werden², manche Kanäle wurden von optischer auf elektrische Auslese (und umgekehrt) umgestellt. Insgesamt wurde trotz des prinzipiell gleichen Detektoraufbaus ein nicht unerheblicher Teil der Komponenten verändert, so dass Auswirkungen auf das Datenbild zu erwarten waren.

Neben den Änderungen im Hardware-Bereich wurde das Softwaresystem zur Datenflusssteuerung überarbeitet und insbesondere der Bereich der Echtzeitfilterung und -überwachung einer grundlegenden Neustrukturierung unterzogen. Das Echtzeitsystem wurde bis zu diesem Zeitpunkt seriell betrieben, d. h. jedem Prozess war jeweils ein zuständiger Rechner zugeordnet, wobei dessen lokale Festplattenkapazität die einlaufenden Daten bis zur Prozessierung bereithalten musste. Das vorgeschaltete System *Polechomper*³, das den von der Datennahme ausgehenden Datenzulauf steuert, war in der Vergangenheit anfällig für Fehlfunktionen, die zu Datenstaus führen konnten. Wenn sich Daten über einen Zeitraum von mehr als einem Tag ansammeln und nach der Fehlerbehebung in kurzer Folge auf die lokalen Festplatten der Echtzeitrechner kopiert wurden, konnten diese den Datenstrom unter Umständen nicht mehr bewältigen. Im schlimmsten Fall konnte es dadurch zum Verlust einzelner Datenpakete kommen.

Die Auflösung dieser Problematik bestand in der Parallelisierung des Echtzeitsystems und der zusätzlichen Verwendung eines zentralen Festplattensystems⁴ mit etwa 1.2 TB Speichervolumen. Dieses bildet die zentrale Datenstelle, von welcher alle der im Parallelbetrieb eingesetzten Rechner Daten anfordern können, sobald die jeweilige Prozessorauslastung dies zulässt. Die prozessierten Daten werden ebenfalls

¹Die Sommersaison, in der die Südpolstation mit Transportflugzeugen erreichbar ist, dauert von Mitte Oktober bis Mitte Februar.

²Zunächst konnten 28 bis dahin unbrauchbare Kanäle wieder in Betrieb genommen werden. Von diesen erwiesen sich allerdings sieben Kanäle als für die Datennahme unbrauchbar.

³Das *Polechomper* genannte System besteht aus einer Reihe von PERL-Skripten, die den von der Datennahme stammenden Datenfluss steuern. Hierunter fallen Aufgaben wie z. B. das Speichern der Daten auf Magnetbändern oder eben auch das Zuliefern der Daten an das Echtzeitsystem.

⁴Der Festplattenserver wird als sogenanntes RAID-System betrieben. Dies bedeutet, dass gleiche Daten auf mehrere Festplatten verteilt sind und bei Ausfall einer (oder je nach System auch mehrerer Platten) ohne Verluste wieder aufgebaut werden können.

zentral gespeichert, bis sie wiederum von einem Polechomper-Modul zur Satellitenübertragung angefordert werden. Das Überwachungssystem konnte aus konzeptionellen Gründen nicht parallelisiert werden⁵, profitiert aber ebenfalls von der zentralen Datenaufbewahrung, mit welcher die durch Datenstau verursachten Probleme abgefangen werden. In Abbildung 5.1 ist das Zusammenspiel der verschiedenen Komponenten schematisch dargestellt. Die Einzelheiten des Filtersystems sind bereits in Abbildung 4.2 dargestellt.

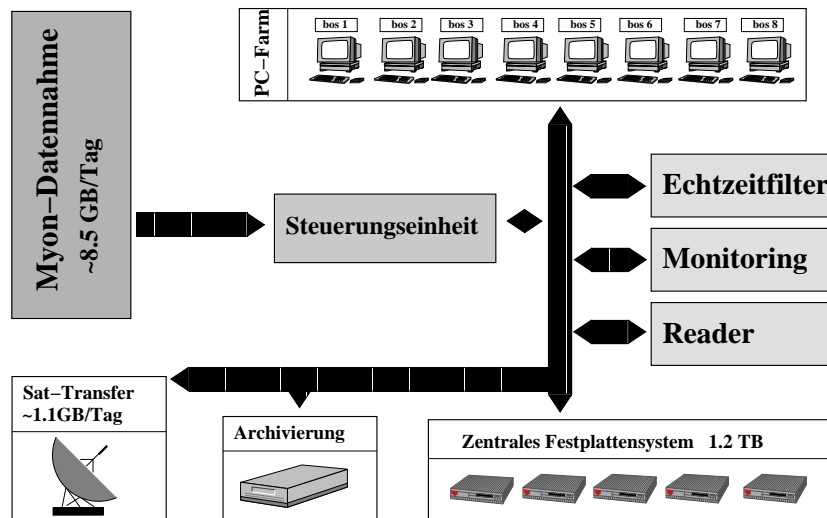


Abbildung 5.1.: Die wichtigsten Komponenten des Echtzeitsystems.

Das Festplattensystem bietet die Möglichkeit, die einer mehrmonatigen Detektorlaufzeit entsprechende Datenmenge zu speichern. Damit kann der in Abschnitt 4.2 besprochenen Schwierigkeit der zeitverzögerten Verfügbarkeit der Kalibrationsdaten begegnet werden. Sobald diese einsetzbar sind, wird die bis zu diesem Zeitpunkt angefallene Datenmenge erneut bearbeitet, während gleichzeitig die aktuell anfallenden Daten ebenfalls mit der gültigen Kalibration gefiltert werden. Die Parallelisierung des Echtzeitfiltersystems ermöglicht es, für diesen Zweck weitere Rechner einzubinden, bis die angesammelten Daten bearbeitet sind.

Der reguläre Detektorbetrieb wurde im Jahre 2002 am 10. Februar wieder aufgenommen⁶. Von diesem Zeitpunkt an lief das Echtzeitsystem unter Verwendung der Vorjahreskalibration im Standardmodus, d. h. die binären Detektordaten wurden in das Analyseformat f2000 umgewandelt, auf dem zentralen Speicherplatz gesichert

⁵Eine Umstrukturierung des Überwachungssystems ist derzeit in Bearbeitung und wird zukünftig den Parallelbetrieb ermöglichen.

⁶Auch nach dem offiziellen Beginn der Datennahme wurden kleinere Veränderungen vorgenommen, worunter die Qualität der aufgezeichneten Ereignisse aber nicht beeinflusst war.

und sowohl der Detektorüberwachung⁷ als auch der Echtzeitfilterung zur Verfügung gestellt. Diese bediente sich zweier Rechner, welche parallel auf die Datenpakete zugreifen und die notwendigen Prozessierungsschritte inklusive der Kalibration vornehmen konnten. Die gefilterten Daten wurden anschließend gesichert und über die Satellitenverbindung in die USA übermittelt, wo sie letztlich auf dem Festplattensystem des Physik Instituts der Universität Wisconsin für die Kollaboration zugänglich gemacht wurden.

Erst nach etwa drei Monaten waren die Arbeiten an den Kalibrationsdaten abgeschlossen, so dass diese für die Echtzeitfilterung, welche folglich erst ab diesem Zeitpunkt tatsächlich in Echtzeit betrieben werden konnte, einsetzbar waren. Zwei weitere Rechner wurden dem Parallelbetrieb zugefügt und erlaubten es, sämtliche bis dahin angefallenen Daten innerhalb von etwa 40 Tagen mit der korrekten Kalibration zu bearbeiten. Das gesamte Echtzeitsystem wurde bis auf zwei kleinere, leicht zu behebbende Störungen absolut stabil und fehlerfrei betrieben. Dank der automatisierten Steuerungs- und Kontrollmechanismen konnte der Betreuungsaufwand während dieser Zeit minimiert werden. Lediglich die Satellitenübertragungen und die Archivierung der Daten bedurften in wenigen Fällen erhöhter Aufmerksamkeit.

5.2. Vorselektion der Daten

5.2.1. Vorprozessierung

Die AMANDA-Ereignisse werden von dem Datennahmesystem in einem binären Format zur Verfügung gestellt. Der erste Schritt der Bearbeitung ist daher die Konvertierung der Daten in das für die Analyse verwendete **f2000**-Format und ihre Sicherung auf dem Festplattensystem. Die nachfolgenden Schritte werden sämtlich innerhalb des Echtzeitfilter-Programms ereignisweise durchgeführt: Nach der Kalibration folgen verschiedene Rekonstruktionen, von denen alle bis auf *Direct Walk* einer Trefferbereinigung bedürfen (siehe Abschnitt 4.4.1). Da nur dieser Algorithmus für die Vorselektion der Ereignisse, die für die vorgestellten Analysen relevant sind, verantwortlich ist, werden die Kriterien zur Trefferauswahl an dieser Stelle nicht näher beleuchtet. Einzelheiten hierzu finden sich in der Auflistung sämtlicher Prozessierungsschritte in Anhang B.2.

5.2.2. Ereignis-Selektion: Stufe -1

Die erste Stufe der Datenfilterung erfolgt mit dem besprochenen Echtzeitsystem, welches nach sieben verschiedenen Kategorien selektiert:

⁷Die Detektorüberwachung arbeitet mit den unkalibrierten Daten. Einzelheiten zu ihrem Aufbau und der Funktionsweise finden sich in [Ahr03].

5. Datensatz des Jahres 2002

- i) **Skalierung 1:100** der unkalibrierten Rohdaten ohne weitere Bearbeitung. Diese Daten sind nützlich für Studien des Detektorverhaltens. Sie werden getrennt von den anderen Selektionen gehandhabt.
- ii) **Schauerereignisse** werden als Indikatoren für Elektronenneutrinos betrachtet. Sie müssen zwei Qualitätsparameter des *C-First*-Algorithmus (Abschnitt 4.4.2) erfüllen⁸: $N_{\text{direkt}} > 8$, $N_{\text{früh}}/N_{\text{treffer}} < 0.05$.
- iii) **Hochenergetische Ereignisse** werden durch einen Schnitt auf die Anzahl der Treffer in einem Ereignis ausgewählt: $N_{\text{treffer}} > 140$.
- iv) **Stringtrigger-Ereignisse**⁹, deren mit dem *Line Fit* rekonstruierter Zenitwinkel $\Theta_{\text{IF}} > 70^\circ$ ist und gleichzeitig einen mit einer Likelihood-Methode¹⁰ rekonstruierten Zenitwinkel $\Theta_{\text{LH}} > 70^\circ$ aufweisen.
- v) **Spurereignisse**, deren mit *Direct Walk* rekonstruierter Spurwinkel $\Theta_{\text{DW}} > 70^\circ$ ist. Sie bilden die *Grundlage der vorgestellten Analysen*.
- vi) **Skalierung 1:10000** der kalibrierten und mit den Ergebnissen sämtlicher verwendeter Rekonstruktionen versehenen Ereignisse. Mit diesem Datensatz lassen sich Filtereffizienzen untersuchen.
- vii) **Extraktion**¹¹ interessanter Ereignis- und Rekonstruktionsgrößen *für alle Ereignisse*. Im Unterschied zu i) - vi) handelt es sich hierbei nicht um einen Ereignis-, sondern einen Informationsfilter. Das Volumen dieses Datenstroms beträgt weniger als ein Hundertstel der Gesamtdatenmenge, beinhaltet aber eine Vielzahl nützlicher Größen¹².

Die Klassen ii) - vi) sind in gemeinsamen Dateien vereinigt, wobei die Klassenzugehörigkeit eines Ereignisses durch Markierungseinträge vorgenommen wird. Ein Ereignis kann selbstverständlich auch mehreren Klassen angehören. Durch das Prinzip der Kennzeichnung wird vermieden, dass solche Ereignisse mehrfach gespeichert und übertragen werden müssen.

⁸Zur Verwendung kommen die Größen N_{direkt} (Anzahl der direkten Treffer, d. h. Treffer mit verschwindenden Zeitresiduen), $N_{\text{früh}}$ (Anzahl der Treffer mit kleinen Ankunftszeiten) und N_{treffer} (Anzahl aller Treffer eines Ereignisses).

⁹Der *Stringtrigger* veranlasst die Aufzeichnung eines Ereignisses, wenn eine bestimmte Anzahl benachbarter optischer Module entlang eines Strings innerhalb eines Zeitfensters getroffen wird. Die Einstellungen wechselten während des Jahres 2002 von zunächst $\binom{6}{9}$ (von neun benachbarten Modulen haben sechs Module Treffer verzeichnet) auf $\binom{7}{11}$ für die inneren Strings, bei Beibehaltung der bisherigen Bedingung für die äußeren Strings.

¹⁰Diese Likelihood-Rekonstruktion benutzt die standardmäßige Pandel-Funktion in acht Iterationen.

¹¹Dieser Datensatz ist im Unterschied zu den anderen separat in dem binären Format der ROOT-Software abgespeichert.

¹²Ereignisnummer, GPS-Zeit, Zenit- und Azimutwinkel der *Direct Walk*-Rekonstruktion, Anzahl aller Treffer des Ereignisses, Anzahl der bereinigten Treffer, sämtliche Triggerbedingungen, die von dem Ereignis erfüllt wurden.

Filter	i	ii	iii	iv	v	vi	ii-vi
Durchlassrate [%]	0.1	0.9	0.4	4.3	3.4	0.01	8.4

Tabelle 5.1.: Prozentuale Durchlassraten verschiedener Filter bezogen auf die Ereignisanzahl der Rohdaten.

	N_{Daten}	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	$\epsilon_{E^{-2}}$
Stufe-0	$1.4 \cdot 10^9$	1.0	1.0	1.0
$\Theta_{\text{DW}} > 70$	$4.9 \cdot 10^7$	0.034	0.94	0.91

Tabelle 5.2.: Durchlassraten des Stufe-1 Spurfilters *Direct Walk* für die experimentellen Daten und die Simulation atmosphärischer und extraterrestrischer Neutrinoereignisse. Die Werte beziehen sich auf Stufe-0 (Rohdaten).

Von der insgesamt anfallenden Rohdatenmenge von etwa 8.5 GB/Tag¹³ werden mittels dieser ersten Filterstufe durchschnittlich 1.1 GB/Tag selektiert, was eine für die Satellitenübertragung unkritische Datenmenge darstellt. Die Hauptanteile hierunter werden durch Filter i), der 1% des Rohdatenvolumens selektiert, und Filter ii) - vi), die zusammen $\sim 10.2\%$ der Daten auswählen, beigesteuert. Filter vii) verursacht nur etwa 0.15 GB des Datenvolumens, dies entspricht 1.8% der Rohdatenmenge.

Die Durchlassraten der Filter ii) - vi) bezüglich der Ereignisanzahl sind in Tabelle 5.1 aufgeschlüsselt. Die Gesamtereignisrate (8.4%) unterscheidet sich von der auf das Datenvolumen bezogenen Durchlassrate (10.2%). Dies liegt daran, dass durch die Filter iii) und iv) mehrheitlich solche Ereignisse ausgewählt werden, die eine große Anzahl von Treffern beinhalten und somit einen größeren Datenumfang als ein durchschnittliches Ereignis aufweisen. Der für die vorgestellten Punktquellenanalysen verwendete Datenstrom der *Spurereignisse* ist in der Tabelle hervorgehoben. Nur von dieser Ereignisklasse wird im Weiteren die Rede sein.

Die Effizienz der Stufe-1 Selektion für Spurereignisse ist in Bezug auf die Simulation sich im Detektor aufwärts bewegender atmosphärischer und extraterrestrischer Neutrinos geprüft worden. Diese werden zwar ausschließlich mit Zenitwinkeln $\Theta_{\text{gen}} > 80^\circ$ generiert, können durch Fehlrekonstruktionen natürlich dennoch in der anschließenden Selektion verworfen werden. In Tabelle 5.2 sind die entsprechenden Durchlassraten festgehalten. Die geringere Durchlassrate für extraterrestrische Neutrinos mit dem härteren E^{-2} -Spektrum rührt daher, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen, die den Detektor in Randbereichen oder gar außerhalb des instrumentalisierten Volumens passieren, für größere Energien zunimmt. Solche

¹³Die angegebenen Werte beziehen sich auf Perioden mit ungestörtem Detektorbetrieb.

Ereignisse zu rekonstruieren ist allerdings schwierig, da sie hauptsächlich Treffer von vielfach gestreuten Photonen beisteuern. Bei Energien oberhalb von ~ 100 TeV werden Neutrinos aus horizontaler Richtung aufgrund der mit der Energie zunehmenden Absorption in der Erde bevorzugt. Ein Teil dieser Neutrinos wird allerdings durch die notwendigen Winkelschnitte verworfen.

5.2.3. Überwachung der Filterraten

Die Überwachung der Filterraten und Ereigniszahlen geschieht sowohl als Teil des Echtzeitbetriebs am Südpol, als auch in einer gesonderten Aufbereitung am Mainzer Physikinstitut. Da das Computersystem der Südpolstation nur einige Stunden pro Tag direkt über die Satellitenverbindung erreichbar ist, muss eine Ratenüberwachung vor Ort untypisches Verhalten erkennen und entsprechend reagieren können. Dies beinhaltet neben der Benachrichtigung der für die Echtzeitfilterung verantwortlichen Person und der AMANDA-Südpolbesatzung die Regelung des Datenstroms, der dem Satellitentransfer zugeführt wird. Zu hohe Filterraten können zu Überlastungen der Verbindung führen und müssen daher aufgefangen werden. Dies geschieht mit Hilfe des zentralen Festplattensystems, auf welchem Dateien mit stark erhöhten Filterraten bis zu einer manuellen Überprüfung vorgehalten werden. Ein weiterer zu überwachender Parameter ist die mit den Filterraten korrelierte Prozessierungszeit, die für das Bearbeiten und Filtern der Daten benötigt wird. Für einen reibungslosen Prozess muss diese gering genug sein, um mit der Ereignisrate der Datennahme Schritt halten zu können. Andernfalls müsste ein weiterer Rechner dem Parallelbetrieb zugeteilt werden.

Die Aufbereitung der Filterdaten in Mainz resultiert in einer Datenbank, deren Elemente unter anderem über automatisch generierte Internetseiten zugänglich sind [Bec02a]. Von zentralem Interesse ist hier der sogenannte *Run Browser*, über den zu jedem *Run*¹⁴ verschiedene Parameter und Grafiken abrufbar sind.

5.3. Detektorstabilität und -laufzeit

Zur Einschätzung der Datenqualität werden einerseits Observablen der Detektorüberwachung, andererseits die Ergebnisse der ersten Filterstufe sowie die Ereignisse der Rohdatenskalierung ausgewertet. Mit Störungen behaftete Datennahmeperioden werden identifiziert und ausgeschlossen, während für die verbleibenden Daten die Totzeit und die effektive Detektorlaufzeit bestimmt wird.

¹⁴Die Datennahme ist in *Runs* unterteilt, von denen im Normalfall jeder etwa 24 Stunden Detektorlaufzeit entspricht. Jeder Run ist in etwa 180 Dateien mit jeweils ungefähr 50000 Ereignissen unterteilt. Bei Testläufen oder Instabilitäten im Detektorbetrieb können diese Werte stark schwanken.

5.3.1. Stabilität der optischen Module

In einem ersten Schritt werden sämtliche optischen Module anhand ihrer von der Detektorüberwachung aufgezeichneten Rauschraten (LE-, ADC- und Dunkelrauschrate) auf zeitliche Schwankungen untersucht. Es stellt sich heraus, dass nur wenige Module häufig ihr Verhalten ändern und daher generell von Analysen auszuschließen sind (siehe auch Abschnitt 4.4.1). Davon abgesehen ist die Stabilität der optischen Module als innerhalb der Fehlertoleranzen konstant anzusehen. Somit ist es möglich, eine über das ganze Jahr einheitliche Detektorkonfiguration zu betrachten. Die Liste der von dieser Konfiguration ausgeschlossenen Module findet sich in Anhang A.1.

5.3.2. Anomalien im Detektorbetrieb

Während des Jahres 2002 ist es wie auch schon in vorangegangenen Jahren immer wieder zu kurzzeitigen Störungen im Detektorbetrieb gekommen. Auffälligkeiten innerhalb solcher Perioden sind beispielsweise Anstiege der Rauschraten in weiten Teilen des Detektors, erhöhte Trefferzahlen für eine große Anzahl von Ereignissen und ein höherer Anteil von Fehlrekonstruktionen. Die Störungen können mitunter von sehr kurzer Dauer innerhalb eines ansonsten störungsfreien Betriebs sein. Daher ist es nicht unbedingt wünschenswert, einen kompletten Run, innerhalb dessen es zu Anomalien gekommen ist, von der Analyse auszuschließen. Aus dieser Motivation heraus ist ein Verfahren entwickelt worden [Poh04], das ereignisweise anhand verschiedener Indikatoren die Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen eines Störverhaltens abschätzt. Jedes Ereignis, für welches bestimmte Schwellenwerte der Observablen überschritten werden, wird als solches gekennzeichnet. Für derartige Ereignisse hat sich die Bezeichnung *flary*¹⁵ oder *ausbruchartig* eingebürgert. Das Auffinden solcher Abschnitte für die Daten des Jahres 2002 ist im anschließenden Kapitel dargestellt.

Die Ursachen der beschriebenen Störungen konnten bisher nicht eindeutig geklärt werden. Am wahrscheinlichsten ist jedoch die These, dass durch Wind verursachte, kapazitätsverändernde Bewegungen der Kabel zwischen der Eisdecke und dem Datennahmegebäude Störungen in die Elektronik induziert werden. Indiz hierfür ist die Anhäufung dieser Anomalien während der stürmischen südpolaren Wintermonate.

5.3.3. Ausgeschlossene Datennahme-Perioden

Die Bestimmung der Perioden, die nicht für die Analyse verwendet werden können, basiert zu einem Teil auf dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verfahren zur Identifikation ausbruchartiger Ereignisse. Das hierfür zur Verfügung stehende Programm muss auf unkalibrierte Rohdaten angewandt werden, was für den vollständi-

¹⁵ Abgeleitet aus dem englischen Begriff *flare*, der in diesem Fall für *aufflackern*, *fimmern* steht. Die Bezeichnung rührt daher, dass Anhäufungen derartiger Ereignisse typischerweise in zeitlich relativ eng begrenzten Abschnitten *ausbruchartig* auftreten.

5. Datensatz des Jahres 2002

gen Datensatz des Jahres 2002 erst Anfang 2004 möglich gewesen wäre¹⁶. Stattdessen kann auf die innerhalb der Echtzeitfilterung übertragene herunterskalierte Rohdatenselektion zugegriffen werden. Diese bietet eine ausreichende Statistik, um für jede der etwa 180 Dateien eines Runs den Prozentsatz der darin enthaltenen auffälligen Ereignisse zu bestimmen. Da dieses Verfahren aber erstmalig zur Anwendung gebracht wird, fließen sicherheitshalber zusätzliche Parameter in die Einstufung der Daten mit ein. Eine Datei wird als für die Analyse unbrauchbar gewertet, falls eine oder mehrere der folgenden Observablen Abweichungen von ihrem durchschnittlichen Verhalten aufweisen:

- Anteil der ausbruchartigen Ereignisse bzgl. der Rohdaten
- Anzahl der bereinigten bzw. aller Treffer pro Ereignis
- Anzahl der Ereignisse pro Rohdaten-Datei
- Filterraten für Stufe-1
- Anteil der ausbruchartigen Ereignisse bzgl. Stufe-2

Ein Beispiel für einen Run mit drei Perioden instabilen Verhaltens ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Die Anordnung der Observablen entspricht obiger Auflistung. Auf der Abszisse ist jeweils die Dateinummer innerhalb eines Runs aufgetragen. Drei Perioden des gezeigten Runs zeigen in allen Verteilungen Auffälligkeiten, dazu gehören die Dateien 30 – 42, 91 – 92 und 126 – 140. Die Dateien 16 – 18 zeigen zwar keine Auffälligkeiten bei dem Anteil der ausbruchartigen Ereignisse bezogen auf die Rohdaten, dafür sind aber Abweichungen bei den Filterraten der Stufe-1 und beim Anteil der ausbruchartigen Ereignisse bzgl. Filterstufe-2 zu beobachten. Diese Periode ist daher ebenfalls auszuschließen. Jede Datei entspricht im Mittel einer Datennahmeperiode von etwa acht Minuten; von diesem Run sind somit 216 Minuten nicht für die Analyse verwendbar.

Insgesamt sind für den betrachteten Zeitraum vom 14. Februar bis zum 19. November 2002 entsprechend den vorgestellten Kriterien 29.6 Tage der Datennahme verworfen¹⁷. Eine Liste sämtlicher nicht verwendeter Dateien findet sich in Anhang B.1.

5.3.4. Bestimmung der Totzeit

Zur Berechnung der effektiven Detektorlaufzeit muss die sogenannte *Totzeit*, innerhalb derer die Datennahme nicht aufzeichnungsbereit ist, von der gesamten Detektorlaufzeit subtrahiert werden. Würde der Detektor keine Totzeit aufweisen, wären

¹⁶Hier zeigt sich wiederum die Problematik der Zeitverzögerung durch die herkömmliche Vorgehensweise, die Daten während eines Jahres auf Magnetbändern zu speichern und später auf Festplatten-Systeme der Institute zu übertragen.

¹⁷Abzüglich der im nächsten Abschnitt besprochenen Totzeit entspricht dies 24.2 Tagen.

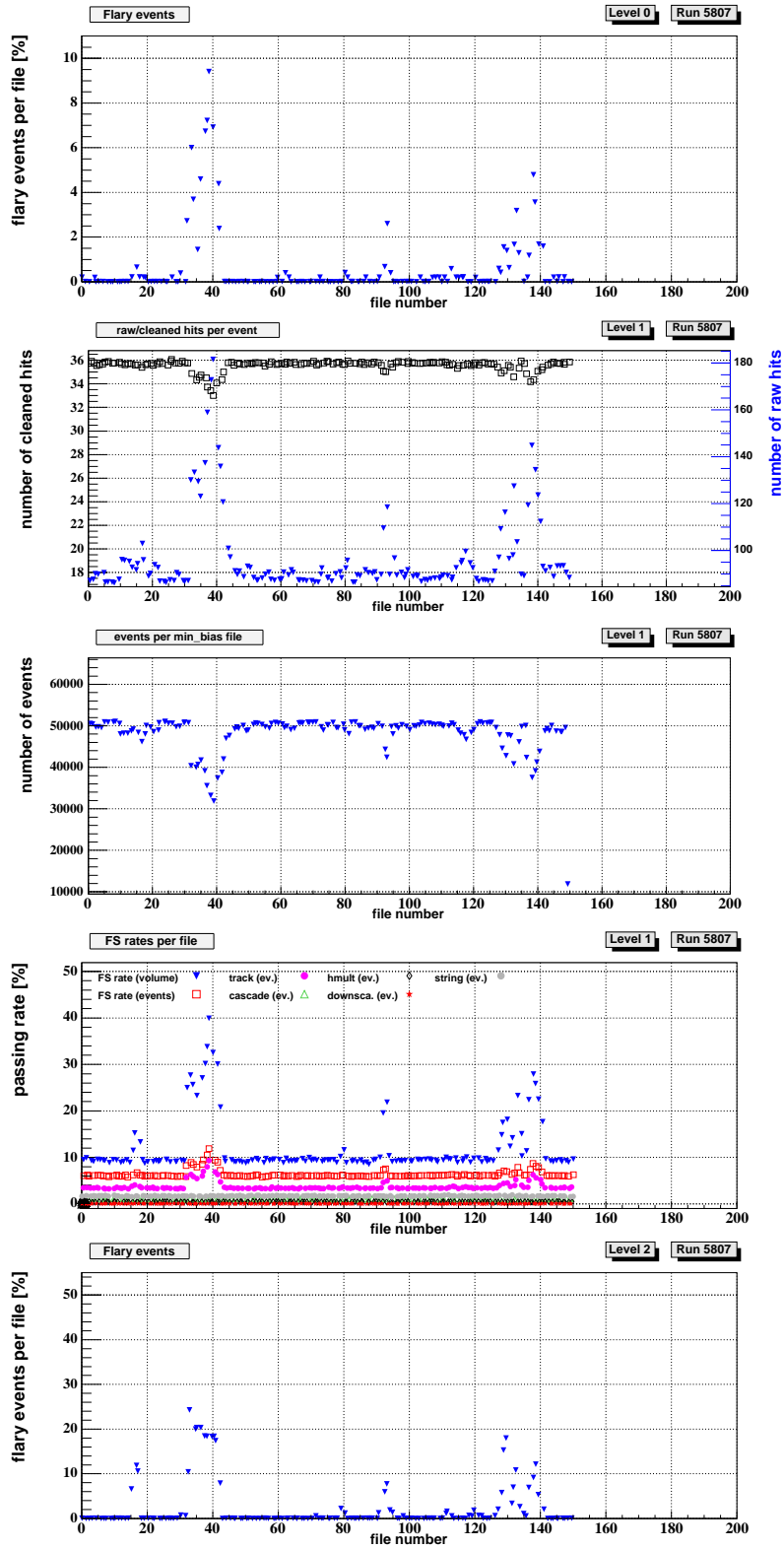


Abbildung 5.2.: Observablen zur Bestimmung verwendbarer Datennahme-Perioden. Details sind im Text beschrieben.

5. Datensatz des Jahres 2002

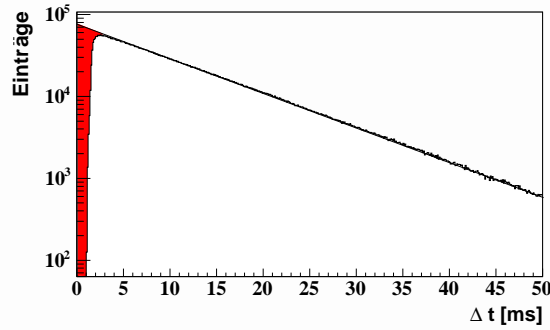


Abbildung 5.3.: Die Verteilung der Zeiträume Δt zwischen Ereignissen kann mit einer Exponentialfunktion angepasst werden. Die eingefärbten Defizite der Verteilung gegenüber dieser Funktion stellen den Anteil an Ereignissen dar, welcher auf Grund der Totzeit der Datennahme zu Stande kommt und bei der Bestimmung der effektiven Detektorlaufzeit berücksichtigt werden muss.

die Zeiträume zwischen aufeinander folgenden Ereignissen entsprechend einer fallenden Exponentialkurve verteilt. Tatsächlich beobachtet man aber, dass für Zeitzwischenräume $\Delta t \leq 1.0 \text{ ms}$ keine, und für $\Delta t \leq 3.5 \text{ ms}$ weniger Einträge als dem Exponentialverlauf entsprechend gemessen werden. Abbildung 5.3 zeigt eine Verteilung von Zeitzwischenräumen und die daran angepasste Exponentialfunktion. Der Anteil der Ereignisse, die durch die Totzeit verloren gehen, ist durch die farblich hervorgehobene Fläche zwischen Verteilung und Fitfunktion gegeben. Die Zeitkonstante τ der Exponentialfunktion $f(t; \tau) = \frac{1}{\tau} e^{-(t/\tau)}$ entspricht der inversen idealen Ereignisrate

$$R_{\text{ideal}} = \frac{1}{\tau} \quad . \quad (5.1)$$

Aus der Anzahl aufgezeichneter Ereignisse N_{mess} und der gesamten Detektorlaufzeit T_{mess} ergibt sich die beobachtete Rate

$$R_{\text{mess}} = \frac{N_{\text{mess}}}{T_{\text{mess}}} \quad (5.2)$$

und damit die Totzeit

$$T_{\text{tot}} = \frac{R_{\text{ideal}} - R_{\text{mess}}}{R_{\text{ideal}}} = 1 - \frac{R_{\text{mess}}}{R_{\text{ideal}}} = 1 - R_{\text{mess}} \cdot \tau \quad . \quad (5.3)$$

Für die bereinigte Datennahmepériode des Jahres 2002 vom 14. Februar bis zum 19. November wird eine Totzeit

$$T_{\text{tot}} = 35.8 \text{ d} \quad (5.4)$$

berechnet [Wal03], dies entspricht einem Anteil von 14.9%.

5.3.5. Effektive Detektorlaufzeit

Nach Abzug der störungsbehafteten Daten und der Totzeit verbleibt von den ursprünglich 269.6 Tagen Detektorlaufzeit zwischen dem 14. Februar und dem 19. November 2002 eine effektive Laufzeit von

$$\begin{aligned} T_{\text{eff}} &= T_{\text{ges}} - T_{\text{stör}} - T_{\text{tot}} \\ &= 269.6 \text{ d} - 29.6 \text{ d} - 35.8 \text{ d} = 204.2 \text{ d} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Die effektive Laufzeit ist entscheidend für die Normierung der Anzahl simulierter Neutrinoereignisse. Betroffen ist hiervon sowohl die Simulation atmosphärischer Neutrinoereignisse, die zum Vergleich mit der finalen Datenselektion dient, als auch die Simulation extraterrestrischer Neutrinos, die in die Berechnung der Sensitivität einfließt.

5.4. Ereignis-Selektion: Stufe -2

Die zweite Stufe der Datenfilterung bedient sich der herkömmlichen Rekonstruktions- und Selektionsprogramme. Die mit der Echtzeitfilterung vorgenommene Verminderung der Datenmenge und die Verfügbarkeit großer Computer-Farmen machen es möglich, an dieser Stelle auf geschwindigkeitsoptimierte Neuentwicklungen zu verzichten. Es wird lediglich die Klasse der Spurereignisse betrachtet und für die gesamte Datennahmeperiode des Jahres 2002 weiterbearbeitet.

Nach Beendigung des regulären Detektorbetriebs 2002 und der finalen Festlegung der für die Analysen verwendbaren optischen Module werden die Stufe-1 Daten in folgenden Schritten prozessiert:

1. Die **Extraktion der Spurereignisse** erfolgt unter Verwendung der in Abschnitt 5.2.2 eingeführten Markierungseinträge.
2. Die **Trefferbereinigung** für das Re-Triggern verwendet die Kriterien ts1-ts2 und ts7 (siehe Abschnitt 4.4.1).
3. Das **Re-Triggern**¹⁸ simuliert die Auslösebedingung der Datennahme, allerdings ohne die unter 2.) ausgeschlossenen Treffer zu berücksichtigen.
4. Die **Trefferbereinigung** für die Rekonstruktion beruht auf den Kriterien ts1-ts4, ts6 und ts7.

¹⁸Das Übersprechen von Kanälen ist nicht in den Detektorsimulationen enthalten, außerdem sind zeitabhängige Rauschraten nichtverwendeter Module nur ungenau beschrieben. Dies führt zu unterschiedlichen Ereignisraten zwischen den experimentellen und den simulierten Daten. Durch die Anwendung einer die Datennahme simulierenden Auslösebedingung nach den entsprechenden Trefferbereinigungen kann diese Diskrepanz behoben werden.

5. Datensatz des Jahres 2002

	N_{Daten}	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	$\epsilon_{E^{-2}}$
Stufe-1	$4.9 \cdot 10^7$	1.0	1.0	1.0
Re-Triggern	$3.8 \cdot 10^7$	0.78	0.99	0.99
$\Theta_{16\text{pan}} > 80^\circ$	$6.1 \cdot 10^6$	0.16	0.91	0.88

Tabelle 5.3.: Ereigniszahlen und Durchlassraten für Stufe-2 der Myonspur-Filterung. Die Raten für die experimentellen Daten, die Simulation atmosphärischer und extraterrestrischer Neutrinoereignisse beziehen sich jeweils auf die vorangehende Zeile.

- Die **Rekonstruktion** beruht auf dem 16-fach iterierten Maximum-Likelihood Fit unter Verwendung der zusammengesetzten Pandel-Funktion (siehe Abschnitt 4.4.3). Der Startwert der ersten Iteration wird von der in Stufe-1 ermittelten Myonspur bezogen.
- Die **Selektion** verlangt einen aus der Likelihood-Rekonstruktion gewonnenen Zenitwinkel $\Theta_{16\text{pan}} > 80^\circ$.

Die Ausführung dieser Schritte benötigt für den gesamten Datensatz mit Hilfe eines Computernetzes aus etwa 120 CPU-Knoten ungefähr 16 Tage. Die verbleibende Datenmenge wird zunächst verwendet, um den Anteil der ausbruchartigen Ereignisse für diese Filterstufe zu bestimmen. Diese Information wird zur Festlegung der auszuschließenden Dateien benötigt (siehe Abschnitt 5.3.3). Ist diese Einordnung vorgenommen, werden die verwendbaren Dateien entsprechend ihrer Run-Zugehörigkeit zusammengefasst.

Der Anteil der vom Re-Triggern akzeptierten Ereignisse bzgl. Stufe-1 beträgt etwa 78 % für die experimentellen und annähernd 99 % für die simulierten Daten. Auf diese Ereignisse bezogen ergibt die Stufe-2 Selektion die in Tabelle 5.3 wiedergegebenen Selektionsraten. Aus den wie schon in Abschnitt 5.2.2 erwähnten Gründen sind die Durchlassraten für atmosphärische Neutrinos höher als diejenigen für Neutrinos mit E^{-2} -Spektrum.

Die mit Stufe-2 getroffene Auswahl an Ereignissen bildet die Grundlage für die vorgestellten Analysen. Die in den folgenden Kapiteln angegebenen Gesamtraten werden sich auf diese Stufe beziehen.

5.5. Vergleich mit Simulations- und Vorjahresdaten

Da für das Jahr 2002 eine Reihe von Detektorkomponenten und damit auch die Einstellungen der Detektorsimulation geändert sind, müssen die Eigenschaften der experimentellen und simulierten Daten untersucht und miteinander verglichen werden. Hierzu dienen einerseits die mit der Rohdatenskalierung (Abschnitt 5.2.2) ge-

5.5. Vergleich mit Simulations- und Vorjahresdaten

wonnenen Daten, andererseits der simulierte Untergrund atmosphärischer Myonen als Grundlage¹⁹. Beide Datensätze erfahren die in den vorangehenden Abschnitten beschriebenen Prozessierungsschritte bis einschließlich Stufe-2, allerdings ohne Anwendung der zenitwinkelbasierten Ereignisselektionen.

Die trefferbezogenen Verteilungen in Abbildung 5.4 zeigen gute Übereinstimmungen bezüglich der getroffenen optischen Module und der jeweiligen Amplituden. Unterschiede treten bei der Verteilung der Trefferzeiten auf, hier ist bei den simulierten Ereignissen eine Verschiebung zu größeren Werten hin zu erkennen. Diese Dis-

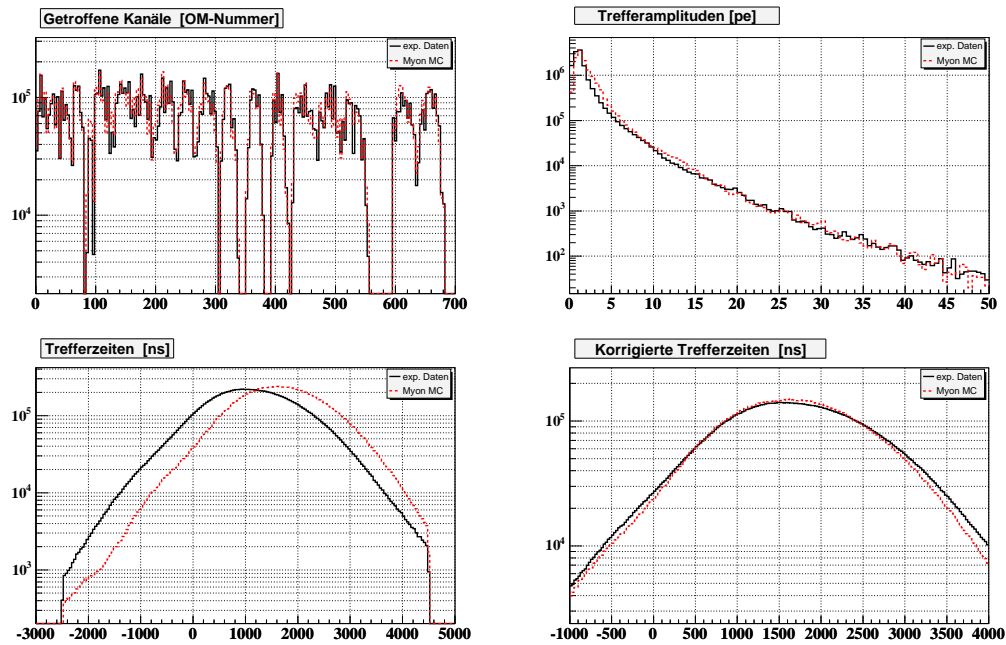


Abbildung 5.4.: Vergleich trefferbezogener Verteilungen für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische Myonen. Die oberen Abbildungen zeigen die Verteilung getroffener optischer Module und die zugehörigen Trefferamplituden, unten sind die Trefferzeiten mit und ohne Korrektur von 560 ns dargestellt.

krepanz ist im Prinzip nicht problematisch, da in der Rekonstruktion nur relative Trefferzeiten von Bedeutung sind. Die Absolutwerte sind willkürlich und resultieren aus einer groben Verschiebung des Triggerzeitpunktes²⁰, so dass dieser nahe bei 0 ns liegt. Weil die Lage des Triggerzeitpunktes keine Konstante, sondern laufenden

¹⁹Die in den experimentellen Rohdaten enthaltenen Neutrinoereignisse sind bei einer etwa 10^6 -fachen Anzahl an Myonereignissen vernachlässigbar.

²⁰Gemeint ist hier der Multiplizitätstrigger.

5. Datensatz des Jahres 2002

Schwankungen²¹ unterzogen ist, kann dieser nicht exakt auf Null gesetzt werden. Die Auswahl von Treffern anhand ihrer Zeitwerte²² muss daher in einem ausreichend weit gesteckten Rahmen stattfinden, um auch im Falle ungleich verschobener Trefferzeiten eine gleichwertige Selektion zu garantieren.

Dass der Zeitpunkt des Multiplizitätstriggers stark vom Zusammenspiel mit dem Stringtrigger abhängt, ist in Abbildung 5.5 erkennbar. Die Darstellungen zeigen jeweils die Trefferzeitverteilungen für Ereignisse, die entweder alle Triggerbedingungen, nur den Multiplizitätstrigger, nur den Stringtrigger oder beide dieser Bedingungen erfüllt haben. Die obere Grafik berücksichtigt alle Datenströme entsprechend der Stufe-1 Selektion (siehe Abschnitt 5.2.2), die mittlere bezieht nur Spurereignisse ein und zuunterst sind nur Ereignisse hoher Multiplizität verwendet. Der Einfluss des

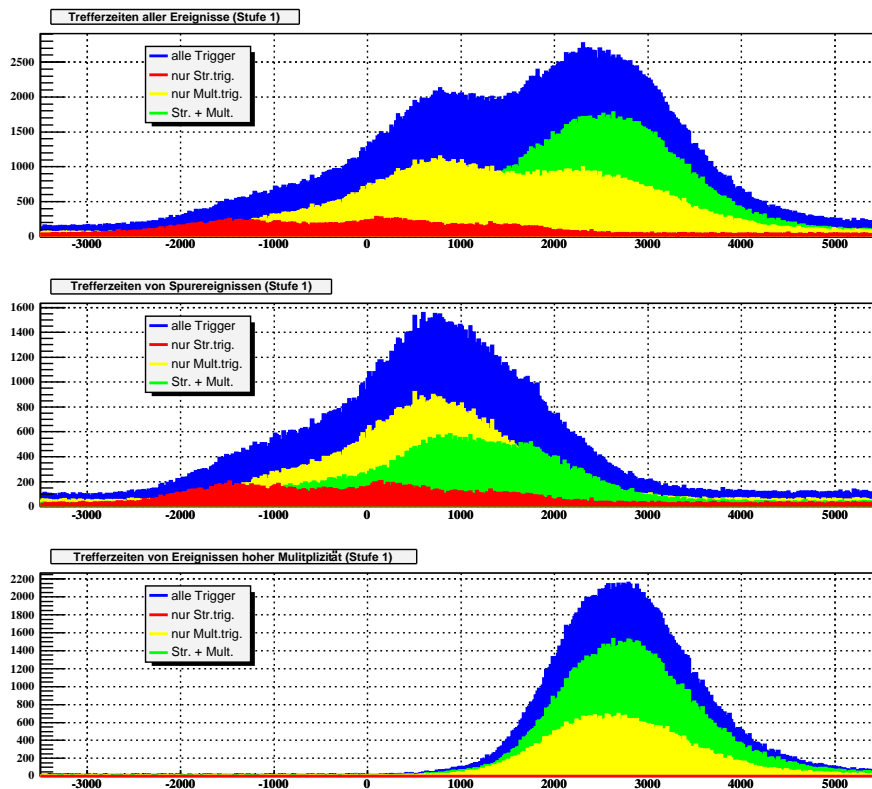


Abbildung 5.5.: Abhängigkeit der Trefferzeitverteilungen von den erfüllten Triggerbedingungen. Details der Darstellungen sind im Text beschrieben.

²¹Diese Schwankungen resultieren einerseits aus Änderungen der TDC-Komponenten im laufenden Betrieb oder während der jährlichen Wartungsarbeiten, andererseits aber auch aus dem Zusammenspiel mit anderen Triggerbedingungen.

²²Dies ist das Trefferkriterium ts3 (siehe Abschnitt 4.4.1).

Stringtriggers bewirkt, dass die Trefferzeiten von Ereignissen, die beide Triggerbedingungen erfüllen²³, zu größeren Werten hin verschoben sind. Auch Ereignisse hoher Multiplizität können in variierenden Beimischungen zur Klasse der Spurereignisse zu tendenziell gleichen Verschiebungen führen. Der Stringtrigger ist in den verwendeten Simulationen nicht berücksichtigt, was wegen seiner im Laufe der Datennahme des Jahres 2002 mehrfach geänderten Konfiguration auch problematisch wäre. Die Auswirkungen sind wie schon erwähnt unkritisch bezüglich der Rekonstruktion, sollten zukünftig aber dennoch genauestens verstanden und simulierbar sein.

Abbildung 5.6 zeigt verschiedene in den vorgestellten Analysen verwendete Rekonstruktionsparameter. In allen Fällen stimmen diese für die experimentellen und simulierten Daten bis auf geringfügige Abweichungen gut überein. Es ist aber auch beispielsweise an den Zenitwinkelverteilungen deutlich das Problem falsch rekonstruierter experimenteller Ereignisse zu erkennen: Sowohl für mit *Direct Walk*, als auch mit der iterativen Likelihood-Methode bestimmte Winkel ist oberhalb von 80° bzw. 110° ein Überschuss gegenüber den simulierten Daten zu beobachten. Wegen des geringen, auf dieser Rekonstruktionsstufe nicht registrierbaren Anteils atmosphärischer Neutrinos kann es sich hierbei nur um Ereignisse handeln, die fälschlicherweise als von unten kommend rekonstruiert sind und daher die Selektionskriterien der ersten beiden Stufen erfüllen.

Ähnliche Überschüsse sowie Unterschiede in anderen Verteilungen sind auch im Vergleich zu den Daten der Jahre 2000 und 2001, aber auch für Gegenüberstellungen dieser Jahre untereinander zu beobachten [Bec02b]. In allen Fällen gleichen sich die Verteilungen auf höheren Analysestufen zunehmend einander an und sind für die finalen Ereignisaktionen in sehr guter Übereinstimmung.

²³Etwa 30 % der aufgezeichneten Ereignisse lösen beide Trigger aus.

5. Datensatz des Jahres 2002

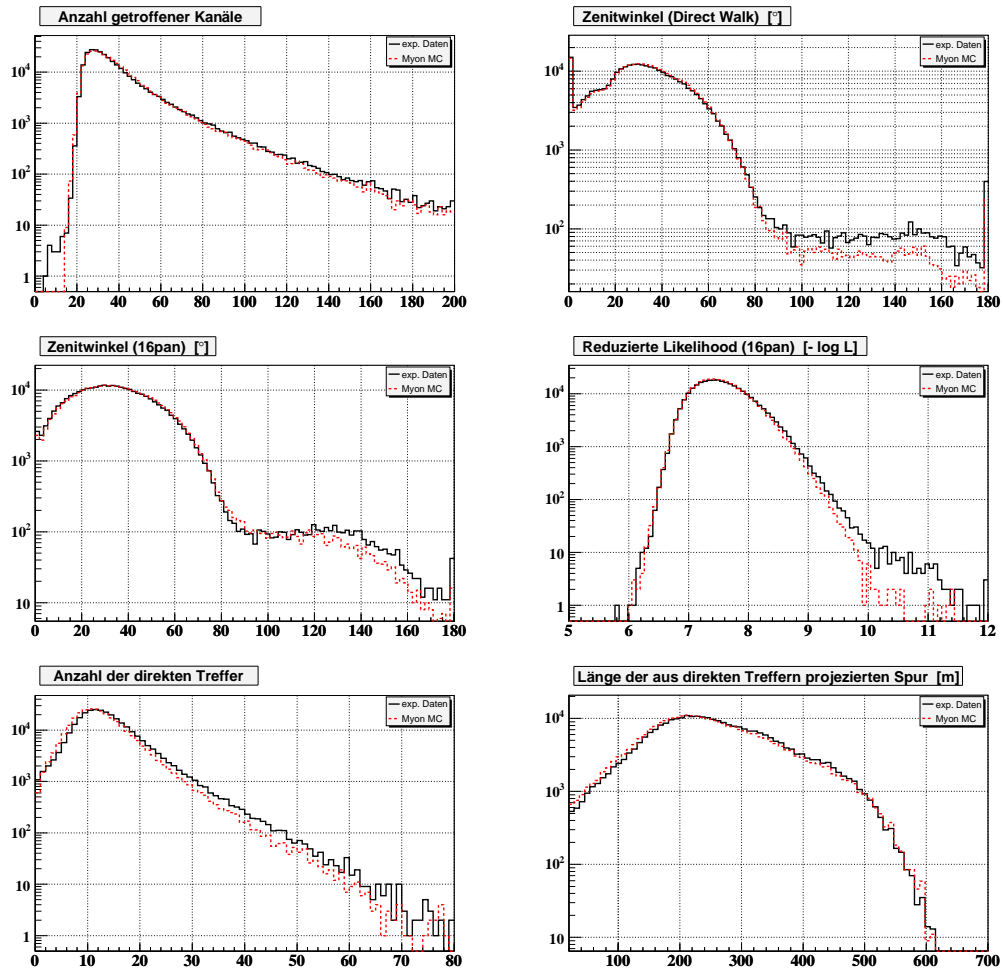


Abbildung 5.6.: Verteilungen von Rekonstruktionsparametern im Vergleich für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische Myonen.

6. Anwendung der Standardanalyse

Mit *Standardanalyse* wird die am Physikinstitut der Universität Wisconsin entwickelte und auf die Daten der Jahre 2000 und 2001 angewandte Methode zur Neutrino Selektion für Punktquellensuchen bezeichnet. Um diesbezüglich einen Vergleich der Daten des Jahres 2002 zu den Vorjahren zu ermöglichen, wird zunächst das Standardverfahren zur Anwendung gebracht¹. In Kapitel 7 werden dann die Ergebnisse der verbesserten Analyse mit denen der Standardanalyse verglichen. Für beide Analysen bildet die in Abschnitt 5.4 vorgestellte Stufe-2 Prozessierung die Ausgangsbasis.

6.1. Stufe -3: Bayesische Methode

Ereignis-Rekonstruktion

Zusätzlich zu dem 16-fach iterierten Maximum-Likelihood Fit der Stufe-2 (16pan) wird eine ebenfalls 16-fach iterierte Rekonstruktion entsprechend der *Bayesischen Methode* (16bay) durchgeführt (siehe Abschnitt 4.4.3.3). Diese wird mit größerer Wahrscheinlichkeit abwärtslaufende Spuren, d. h. solche, die von atmosphärischen Myonen stammen, rekonstruieren. Die Basis der Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion bildet ebenfalls die zusammengesetzte Pandel-Funktion.

Ereignis-Selektion

Als Schnittparameter der Stufe-3 dient die Differenz der negativen Logarithmen der jeweils maximalen Likelihood der beiden 16-fachen Rekonstruktionen:

$$L_{\text{diff}} = (-\ln \mathcal{L}_{16\text{bay}}) - (-\ln \mathcal{L}_{16\text{pan}}) = l_{16\text{bay}} - l_{16\text{pan}} \quad . \quad (6.1)$$

Je größer diese Differenz ist, umso wahrscheinlicher ist es, dass die aufwärtslaufende Spurhypothese 16pan zutreffender ist. Für die Selektion der Ereignisse wird der Wert des Schnittparameters zenitwinkelabhängig definiert gemäß

$$L_{\text{diff}} > L_0(\Theta_{16\text{pan}}) \quad (6.2)$$

mit

$$L_0(\Theta_{16\text{pan}}) = \begin{cases} 0.5 \cdot (\Theta_{16\text{pan}} - 80) + 20 & \text{für } \Theta_{16\text{pan}} \in [80^\circ, 90^\circ] \\ 25 & \text{für } \Theta_{16\text{pan}} > 80^\circ \end{cases} \quad . \quad (6.3)$$

¹Eine Veröffentlichung dieser Analyse auf der Basis der Daten der Jahre 2000–2002 ist in Vorbereitung.

6. Anwendung der Standardanalyse

	N_{Daten}	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	ϵ_{E-2}
Stufe-2	$6.05 \cdot 10^6$	1.0	1.0	1.0
$L_{\text{diff}} > L_0(\Theta_{16\text{pan}})$	$9.79 \cdot 10^5$	0.16	0.81	0.79

Tabelle 6.1.: Ereigniszahlen und Durchlassraten für Stufe-3 der Standardanalyse. Die Durchlassraten für die experimentellen Daten und die Simulation atmosphärischer bzw. extraterrestrischer Neutrinos beziehen sich auf Stufe-2 der Analyse.

Die mit diesem Schnitt erreichte Datenreduktion ist zusammen mit den Effizienzen für atmosphärische und extraterrestrische Neutrinosimulationen in Tabelle 6.1 dargestellt, wobei die Raten sich jeweils auf Stufe-2 beziehen.

6.2. Stufe-4: Rekonstruktionen mit 64 Iterationen

Ereignis-Rekonstruktion

Nach der vorangegangenen Reduktion der Daten ist es nun möglich, zeitaufwendigere Spurfits vorzunehmen. Die bisherigen Likelihood-Rekonstruktionen (16pan, 16bay), die gleichzeitig die Startwerte liefern, werden mit jeweils **64 Iterationen** wiederholt (**64pan, 64bay**). Es hat sich gezeigt, dass Unterschiede im Untergrundbeitrag verschiedener Jahre durch eine hohe Anzahl an Iteration ausgeglichen werden können [Wan04].

Ereignis-Selektion

Auf Stufe-4 wird erneut die Differenz der negativen Logarithmen der Likelihood als Selektionskriterium benutzt. Außerdem wird die Anzahl der *direkten Treffer*² n_{dir} verwendet, um den Untergrund vom Signal zu trennen. Es zeigt sich, dass die Neutrinosimulationen für aufwärtsgehende Spurrekonstruktionen (64pan) mehr direkte Treffer aufweisen als für abwärtslaufende (64bay), während diese Anzahlen für die experimentellen Daten in etwa gleichverteilt sind. Folgende Schnittparameter werden auf Stufe-4 zur Anwendung gebracht:

$$L_{\text{diff}} = l_{64\text{bay}} - l_{64\text{pan}} > 25 \quad (6.4)$$

$$n_{\text{dir}}^{64\text{pan}} > n_{\text{dir}}^{64\text{bay}} - 1 \quad . \quad (6.5)$$

Die auf Stufe-3 bezogenen Durchlassraten dieser Schnitte sind in Tabelle 6.2 dargestellt.

²Dies sind Treffer mit verschwindenden Zeitresiduen (siehe Abschnitt 4.4.3).

	N_{Daten}	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	$\epsilon_{E^{-2}}$
Stufe-3	$9.79 \cdot 10^5$	1.0	1.0	1.0
$L_{\text{diff}} > 25$	$2.14 \cdot 10^5$	0.22	0.89	0.89
$n_{\text{dir}}^{64\text{pan}} > n_{\text{dir}}^{64\text{bay}} - 1$	$1.43 \cdot 10^5$	0.15	0.84	0.86

Tabelle 6.2.: Ereigniszahlen und Durchlassraten für Stufe-4 der Standardanalyse. Der nachfolgende Schnitt beinhaltet den vorangegangenen. Die Durchlassraten für die experimentellen Daten und die Simulation atmosphärischer bzw. extraterrestrischer Neutrinos beziehen sich auf Stufe-3.

6.3. Stufe-5: Finale Ereignisselektion

Die auf Stufe-4 verbleibenden Ereignisse sind immer noch vom Untergrund atmosphärischer Myonen dominiert. Um den geringen Anteil an Neutrinoereignissen zu selektieren, sind weitere, härtere Schnitte erforderlich. Die Standardanalyse verwendet hierzu vier Selektionskriterien, die für jedes 5° breite Zenitband zwischen $85^\circ - 175^\circ$ separat festgelegt werden.

1. **Suchbin-Radius³ rad** : Nur Ereignisse innerhalb dieses Radius um den Mittelpunkt des jeweiligen Zenitbandes passieren die Selektion.
2. **Bereinigte Trefferzahl N_{ch}** : Eine Mindestzahl an Treffern wird gefordert, höherenergetische Neutrinos sind hierdurch bevorzugt.
3. **Länge der Projektion der direkten Treffer⁴ l_{dir}** : Die Länge der mit direkten Treffern projizierten Spur soll einen Minimalwert nicht unterschreiten.
4. **Likelihood-Differenz⁵ L_{diff}** : Entsprechend dem Stufe-4 Schnitt muss eine Mindestdifferenz $l_{64\text{bay}} - l_{64\text{pan}}$ gegeben sein.

Die günstigsten Schnittparameter werden für jedes Zenitband in einem Optimierungsprozess bestimmt. Dieser berechnet für die jeweiligen Zenitbandmitten die minimalen, d. h. bestmöglichen Sensitivitäten⁶, die sich nach Anwendung der Schnitte ergeben. Hierzu werden innerhalb gewisser Grenzen alle möglichen Kombinationen der vier Schnittparameter und die daraus resultierenden Sensitivitäten getestet, wobei die Daten als Untergrund und die für feste, den Zenitbandmitten entsprechende Zenitwinkel simulierten E^{-2} -Neutrinoereignisse⁷ als Signal benutzt werden⁸. Ein

³Der Suchbin-Radius hat eine Mindestgröße von 2.5° , d. h. das Zenitband ist immer vollständig abgedeckt.

⁴Siehe Abschnitt 4.4.3.

⁵Genau genommen ist die Differenz der negativen Logarithmen gemeint.

⁶Das Vorgehen zur Berechnung der Sensitivität unter Verwendung der Ordnungsmethode nach Feldman und Cousins ist in Abschnitt 4.7 beschrieben.

⁷Für jede Zenitbandmitte werden je 100000 ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ Ereignisse erzeugt.

⁸Die Simulation atmosphärischer Neutrinos geht nicht in die Berechnungen ein.

6. Anwendung der Standardanalyse

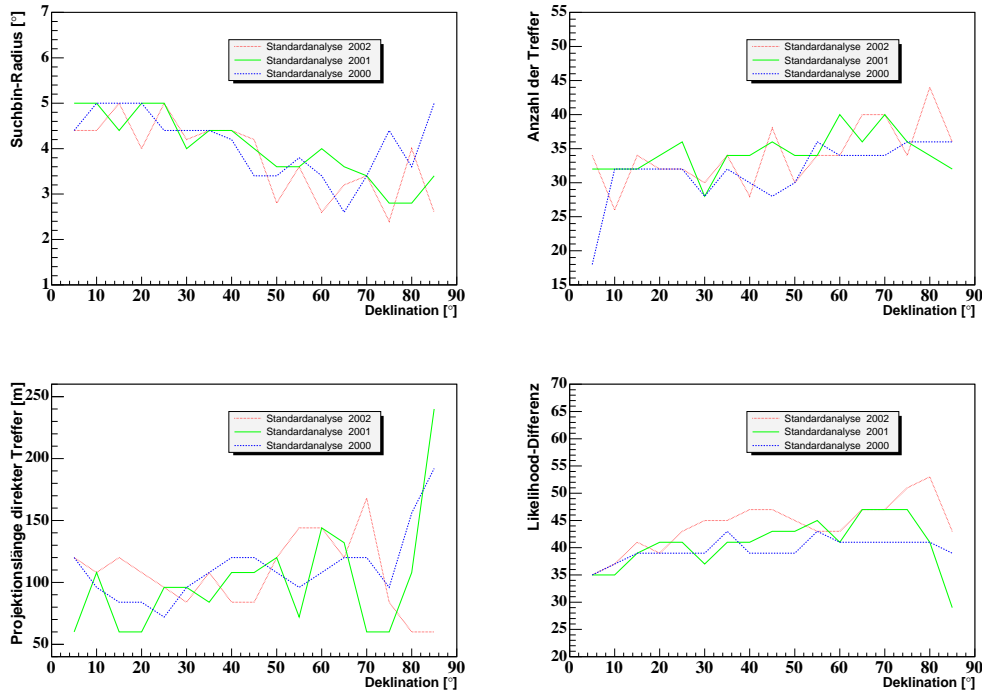


Abbildung 6.1.: Die Abbildungen zeigen einen Vergleich der optimalen Werte der Schnittparameter für die Standardanalyse der Jahre 2000, 2001 und 2002. Im Uhrzeigersinn sind oben links beginnend folgende Größen gegen den Zenitwinkel aufgetragen: Suchbin-Radius, bereinigte Trefferzahl, Likelihood-Differenz, Länge der Projektion der direkten Treffer.

höherer Anteil an Signalereignissen wird eine bessere Sensitivität mit sich bringen, wobei die Wahl der Schnitte die bestmögliche Balance zu einer gleichzeitig möglichst niedrigen Zahl an Untergrundereignissen garantieren muss. In Abbildung 6.1 sind die für die Daten des Jahres 2002 ermittelten finalen Schnitte mit denen der beiden Vorjahre verglichen.

Die auf Stufe -4 bezogenen Durchlassraten, die mit der Kombination der optimalen Schnitte für 2002 erreicht werden, sind zusammengefasst für den gesamten Zenitwinkelbereich in Tabelle 6.3 dargestellt. Auffällig ist die mit 16 % niedrige Selektionsrate für atmosphärische Neutrinos im Vergleich zu 41 % für E^{-2} -Neutrinos. Dies lässt sich damit begründen, dass die Optimierung der Schnitte zwar die E^{-2} -Signaleffizienz berücksichtigt, nicht aber die Akzeptanz atmosphärischer Neutrinos. Obwohl der Schnitt auf die Anzahl der Treffen für $N_{\text{ch}} < 50$ nur schwach mit der Energie korreliert, werden höhere Energien bevorzugt und atmosphärische Neutrinos verworfen.

	N_{Daten}	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	$\epsilon_{E^{-2}}$
Stufe-4	$1.43 \cdot 10^5$	1.0	1.0	1.0
rad, N_{ch} , l_{dir} , L_{diff}	928	$6.5 \cdot 10^{-3}$	0.16	0.41

Tabelle 6.3.: Ereigniszahlen und Durchlassraten für Stufe-5 der Standardanalyse. Die Durchlassraten für die experimentellen Daten und die Simulation atmosphärischer bzw. extraterrestrischer Neutrinos beziehen sich auf Stufe-4 der Analyse.

	Schnitt	N_{Daten}	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	$\epsilon_{E^{-2}}$
Stufe-2		$6.05 \cdot 10^6$	1.0	1.0	1.0
Stufe-3	$L_{\text{diff}} > L_0(\Theta_{16\text{pan}})$	$9.79 \cdot 10^5$	0.16	0.81	0.79
Stufe-4a	$L_{\text{diff}} > 25$	$2.14 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	0.72	0.70
Stufe-4b	$n_{\text{dirc}}^{64\text{pan}} > n_{\text{dirc}}^{64\text{bay}} - 1$	$1.43 \cdot 10^5$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	0.68	0.68
Stufe-5	rad, N_{ch} , l_{dir} , L_{diff}	928	$1.5 \cdot 10^{-4}$	0.11	0.28

Tabelle 6.4.: Ereigniszahlen und Durchlassraten für sämtliche Stufen der Standardanalyse. Nachfolgende Schnitte beinhalten jeweils alle vorangegangenen. Die Durchlassraten für die experimentellen Daten und für die Simulation atmosphärischer bzw. extraterrestrischer Neutrinos beziehen sich auf Stufe-2 der Analyse.

Sämtliche Stufen der Standardanalyse sind in Tabelle 6.4 noch einmal bezüglich ihrer Selektionsraten relativ zu Stufe-2 zusammengefasst. Nach Anwendung sämtlicher Schnitte sind **998 Daten-Ereignisse** für das Jahr 2002 selektiert, welchen an simulierten Ereignissen⁹ **407 atmosphärische Neutrinos** gegenüberstehen. Die schlechte Übereinstimmung dieser Werte ist durch den verbleibenden Untergrund im Bereich des Horizontes verursacht. Betrachtet man nur Ereignisse mit $\Theta_{64\text{pan}} > 90^\circ$, so gleicht sich das Zahlenverhältnis von Daten- zu Simulationsereignissen an ($N_{\text{Daten}} = 470$, $N_{\text{atmo}} = 402$). Die Akzeptanz von 11 % für die Selektion atmosphärischer Neutrinos ist niedrig. Allerdings war das Ziel der Analyse nicht die untergrundfreie Selektion atmosphärischer Neutrinos mit hoher Effizienz, sondern allein eine möglichst hohe Sensitivität für Neutrinos mit einem E^{-2} -Spektrum. Da die genaue Energieabhängigkeit eventuell vorhandener Neutrinoquellen nicht bekannt ist, stellt eine auf dieses spezielle Spektrum optimierte Analyse eine ungewünschte Einschränkung dar.

⁹Es fließt hier eine zusätzliche Normierungskonstante $n_{\text{norm}} = 1.05$ ein, deren Bestimmung in Abschnitt 6.4.1 besprochen ist.

6.4. Resultate

In den folgenden Abschnitten sind die mit der Standardanalyse der Daten des Jahres 2002 erzielten Ergebnisse dargestellt. Um die Qualität der Resultate einschätzen zu können, sind diese mit denjenigen der beiden vorangegangenen Jahre 2000 und 2001 verglichen. Die Daten dieser beiden Jahre sind am Institut für Physik der Universität Wisconsin analysiert worden [Wan].

6.4.1. Normierung der Simulationsdaten

Da die systematischen Fehler der Messung (siehe Abschnitt 7.6.2) größer sind als die Unsicherheit von 25% in der Kenntnis des Flusses atmosphärischer Neutrinos, ist es sinnvoll, die Monte-Carlo Simulation auf die Daten zu normieren. Der verbleibende systematische Fehler ist damit durch die Flussunsicherheit gegeben. Zur Bestimmung der Normierungskonstanten betrachtet man für Zenitwinkel $\Theta \in [95^\circ, 175^\circ]$ das Zahlenverhältnis n_{norm} zwischen den nach allen Schnitten verbleibenden Ereignissen der experimentellen Daten und der Anzahl atmosphärischer Neutrinos der Monte-Carlo Simulation. Die Idee hierbei ist, dass in diesem Zenitwinkelbereich für optimal gewählte Schnitte jedweder Myonuntergrund aus den experimentellen Daten eliminiert ist und diese nur noch aus atmosphärischen Neutrinos bestehen¹⁰. Das für diese Schnitte bestimmte Verhältnis n_{norm} wird sich bei der Wahl stärkerer Schnitte nicht weiter verändern, da aus beiden Datensätzen nur weitere Neutrinoereignisse in gleicher Anzahl entfernt werden können. Schwächere Schnitte hingegen sollten zu einer Zunahme von n_{norm} führen, da unterhalb der optimalen Schnitte nicht aller Untergrund aus den Daten entfernt wird. Durch Variation der Schnitte kann also derjenige Satz an Parametern gefunden werden, ab welchem das Verhältnis n_{norm} , gegen die Stärke der Selektionsparameter aufgetragen, einen konstanten Wert annimmt. Dieser Wert ist gleichzeitig die gesuchte Normierungskonstante.

Die mit dem beschriebenen Verfahren bestimmten Normierungskonstanten sind der Tabelle 6.5 zu entnehmen. In den Abbildungen 6.2 und 6.3 ist der Verlauf des

Jahr	2000	2001	2002
n_{norm}	0.95	1.04	1.05

Tabelle 6.5.: Die Normierungskonstanten der Neutrinosimulation für die Standardanalyse 2000, 2001 und 2002.

Ereigniszahlverhältnisses in Abhängigkeit der Stärke der Schnitte für die Jahre 2000, 2001 und 2002 dargestellt. Es zeigt sich in allen drei Fällen, dass die zuvor über die Minimierung der Sensitivität gefundenen Selektionsparameter auch in dieser Betrachtungsweise optimal sind. Der Verlauf der Kurven und die gefundenen optimalen

¹⁰Die geringe Anzahl eventuell vorhandener extraterrestrischer Punktquellenneutrinos kann hierbei vernachlässigt werden.

Parameter unterscheiden sich nur geringfügig, was für die Stabilität dieser Analyse spricht. Die Konstanz der Normierung im untergrundfreien Bereich ist auch ein Hinweis darauf, dass die Daten gut durch die Monte-Carlo Simulation beschrieben sind.

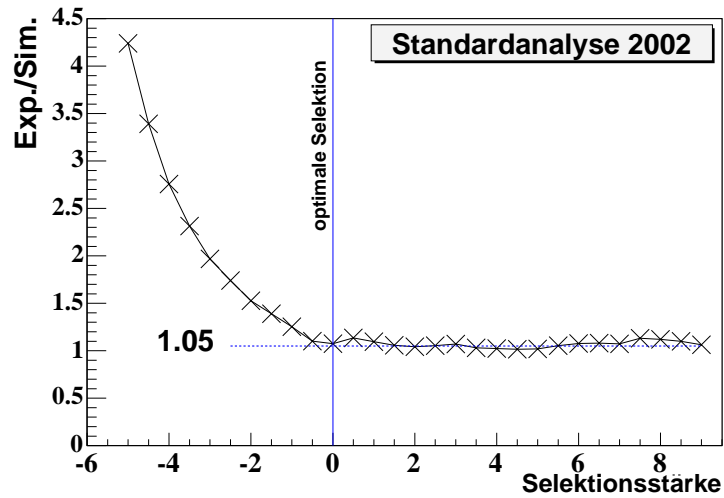


Abbildung 6.2.: Das Auffinden der Normierungskonstanten für die Standardanalyse 2002. Die Abbildung zeigt das Verhältnis der Anzahl experimenteller Ereignisse zur Anzahl simulierter atmosphärischer Neutrinoereignisse, aufgetragen gegen den Stärkegrad der applizierten Schnitte.

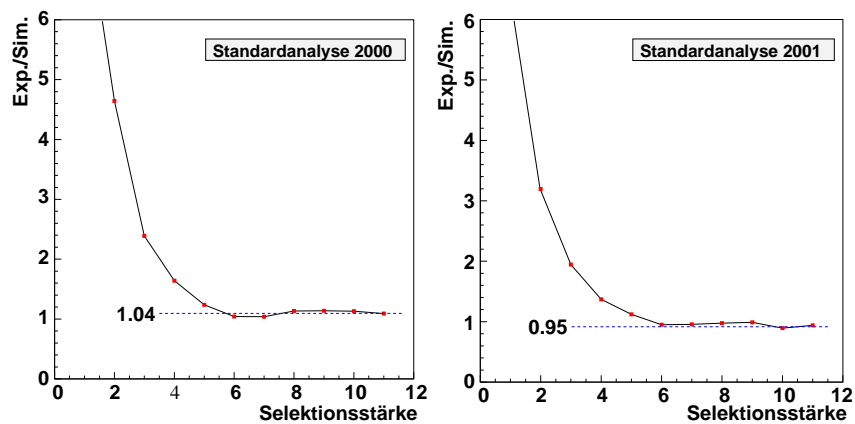


Abbildung 6.3.: Die Normierungskonstanten für die Daten der Jahre 2000 und 2001. Ursprüngliche Abbildungen in [Wan].

6.4.2. Neutrino-kandidaten

Nach der Bestimmung der Normierungskonstanten können die nach allen Selektionsstufen verbleibenden Ereignisse der experimentellen Daten mit denen der Simulationsdaten verglichen werden. In Tabelle 6.6 sind die Ereigniszahlen innerhalb des Zenitwinkelbereichs von $85^\circ - 175^\circ$ für die verschiedenen Jahre zusammengefasst. Die grossen Diskrepanzen in den Ereigniszahlen rühren hauptsächlich von der domi-

Jahr	N_{Daten}	N_{atmo}	N_{Daten}	N_{atmo}
	$\Theta_{64\text{pan}} \in [85^\circ, 175^\circ]$		$\Theta_{64\text{pan}} \in [90^\circ, 175^\circ]$	
2000	853	336.2	429	324.0
2001	1037	399.2	383	386.5
2002	843	437.3	459	431.9

Tabelle 6.6.: Anzahl der selektierten Neutrinoereignisse für den Zenitwinkelbereich von $85^\circ - 175^\circ$ (links) bzw. $90^\circ - 175^\circ$ (rechts). Die experimentellen Daten sind mit der Simulation atmosphärischer Neutrinos verglichen, die Werte für die Jahre 2000 und 2001 sind aus [Wan] entnommen.

nierenden Anzahl an Untergründereignissen im Bereich des Horizontes her. Hier ist die Rekonstruktion und damit die Selektion von Neutrinoereignissen sehr schwierig, weswegen ein verhältnismäßig großer Anteil des Untergrundes nicht aus den Daten entfernt werden kann. Betrachtet man die Zenitwinkelverteilung der Jahre 2000, 2001 und 2002 (Abbildung 6.4 und 6.5), so ist eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten für Winkel oberhalb von 95° zu erkennen.

6.4.3. Neutrino-effektive Fläche

Entsprechend dem in Abschnitt 4.8 dargestellten Vorgehen werden zur Berechnung der Deklinationsabhängigkeit der effektiven Fläche A_{eff}^ν Neutrinosimulationen für feste Zenitwinkel im Bereich von $\Theta \in [85^\circ, 175^\circ]$ generiert. Mittels der Anzahl der generierten und den nach Anwendung sämtlicher Selektionen der Standardanalyse verbleibenden Ereignissen kann der Verlauf der effektiven Fläche für verschiedene Neutrinospektren $d\Phi^\nu/dE_\nu \propto E_\nu^{-\gamma}$ dargestellt werden (Abbildung 6.6). Es bestätigt sich der erwartete Verlauf, der für weichere Spektren eine Zunahme und für härtere Spektren eine Abnahme der Neutrino-effektiven Fläche mit steigender Deklination vorhersagt.

Zur Bestimmung der Energieabhängigkeit von A_{eff}^ν werden für verschiedene Zenitwinkel jeweils monoenergetische Neutrinos erzeugt. Es kommen hierbei lediglich einem E^{-2} -Spektrum folgende Neutrinos mit Energien $E_\nu \in [10^2 \text{ GeV}, 10^{7.5} \text{ GeV}]$ zur Betrachtung. In Abbildung 6.7 ist zu erkennen, dass die effektive Fläche für horizontale Neutrinos über den gesamten Energiebereich zunimmt. Für aufwärtslaufende Teilchen hingegen macht sich die mit der Energie zunehmende Absorption

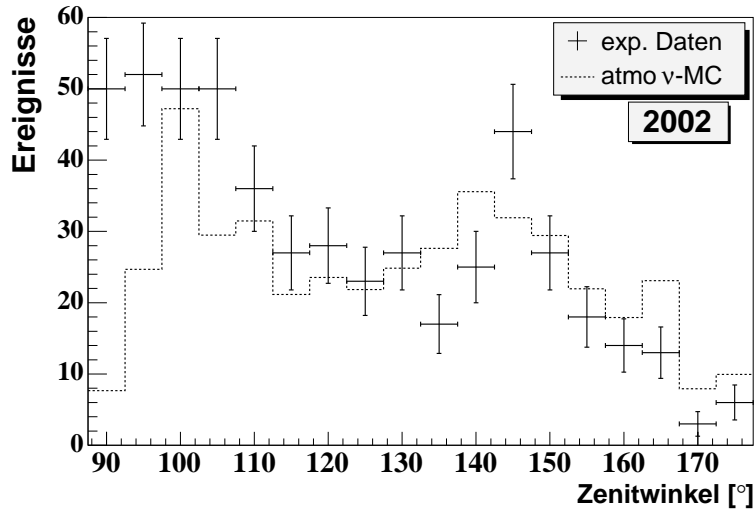


Abbildung 6.4.: Die Zenitwinkelverteilung der Neutrinokandidaten für die Standardanalyse des Jahres 2002. Die aus den experimentellen Daten selektierten Ereignisse sind den simulierten atmosphärischen Neutrinos gegenübergestellt. Bis auf den Bereich des Horizontes bei 90° , in welchem die Daten von Untergrundeignissen dominiert sind, stimmen die Verteilungen gut überein.

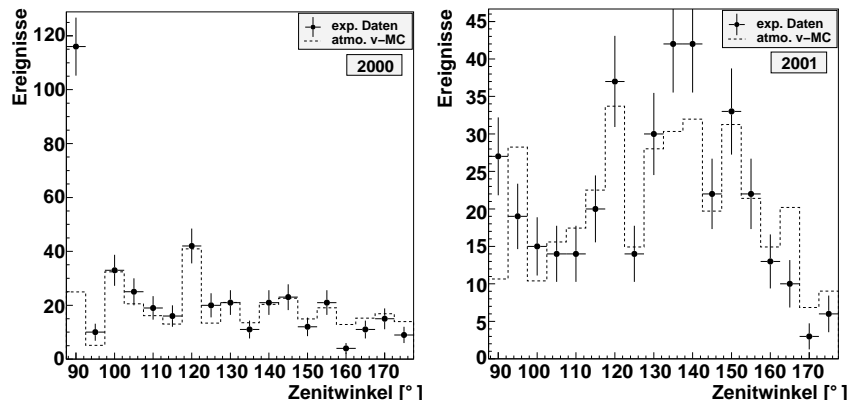


Abbildung 6.5.: Die Zenitwinkelverteilung der Neutrinokandidaten für die Standardanalyse der Jahre 2000 und 2001. Ursprüngliche Abbildungen in [Wan].

im Inneren der Erde stärker bemerkbar, woraus für $E_\nu \gtrsim 10^5$ GeV eine Abnahme der Neutrino-effektiven Fläche resultiert.

6. Anwendung der Standardanalyse

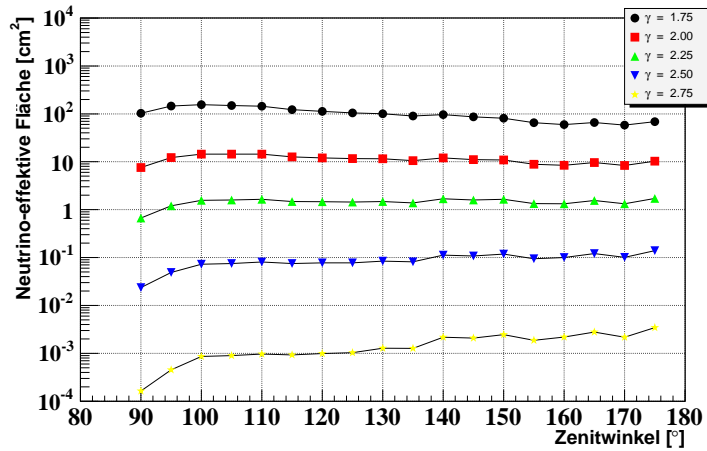


Abbildung 6.6.: Neutrino-effektive Fläche in Abhängigkeit der Deklination. Die Berechnungen sind für verschiedene Spektren mit $\gamma \in [1.75, 2.75]$ durchgeführt, wobei über den Energiebereich $E_\nu \in [10 \text{ GeV}, 10^8 \text{ GeV}]$ gemittelt wird.

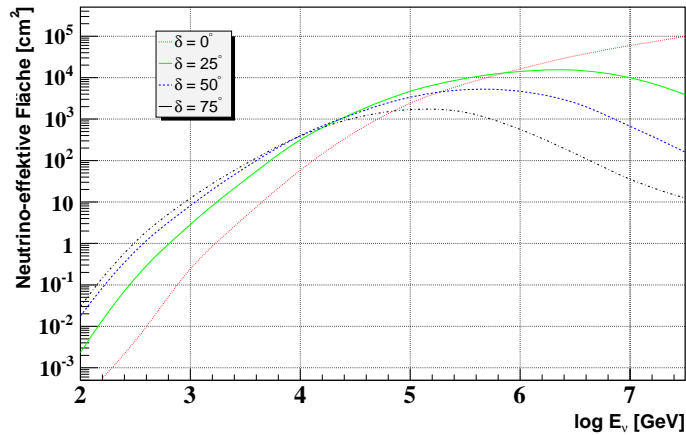


Abbildung 6.7.: Neutrino-effektive Fläche als Funktion der Neutrinoenergie für verschiedene Deklinationen.

6.4.4. Sensitivität

Mit Kenntnis der Normierungskonstanten für die Ereigniszahlen der Neutrino Selektion können die absoluten Werte der Sensitivität für die verschiedenen Deklinationen bestimmt werden. Da die Sensitivität in linearer Beziehung zur angenommenen Detektorlaufzeit und damit auch zur Anzahl von Signalereignissen steht, ändert

sich nichts am qualitativen Verlauf der in Abschnitt 6.3 bestimmten Werte. Die erreichten Sensitivitäten für die Jahre 2000, 2001 und 2002 sind in Abbildung 6.8 einander gegenüber gestellt, wobei die 25 %-ige Unsicherheit in der Kenntnis des atmosphärischen Neutrinoﬂusses nicht berücksichtigt ist. Die drei Kurven zeigen eine gute Übereinstimmung und bestätigen, dass sich die Daten auf hoher Selektionsstufe als weitgehend stabil gegenüber den jährlichen Änderungen im Detektorbetrieb darstellen.

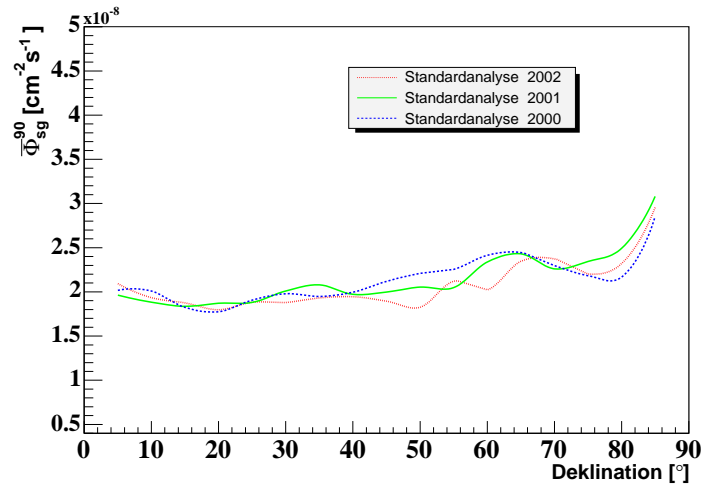


Abbildung 6.8.: Die Sensitivität $\bar{\Phi}_{sg}^{90}$ als Funktion der Deklination. Der Vergleich der mit der Standardanalyse ermittelten Ergebnisse für die Jahre 2000, 2001 und 2002 zeigt gute Übereinstimmungen.

6.4.5. Punktquellensuche

Die mit der finalen Selektionsstufe ermittelten Neutrino-kandidaten bilden die Grundlage zur Suche nach Punktquellen am gesamten Nordhimmel mittels des in Abschnitt 4.6.1 beschriebenen Likelihood-Verfahrens. Hierzu wird für jedes Ereignis der Richtungswinkel und die Auflösung der rekonstruierten Spur zur Berechnung der Likelihood-Funktion verwendet. Aus der Gesamtl likelihood aller Ereignisse kann die *Signifikanz* in Einheiten der gaußischen Standardabweichung bestimmt und als Funktion des Ortes auf einer Himmelskarte eingetragen werden (vgl. Abschnitt 4.6.2). Die hierzu gewählte Darstellung ist die flächentreue *Hammer-Aitoff* Projektion der Kugeloberfläche in die Ebene. In Abbildung 6.9 sind die mit der Standardanalyse 2002 gefundenen Ereignisse als Kreuze und die Signifikanzen farbkodiert für den Bereich oberhalb des Horizontes eingetragen.

Es sind drei Stellen mit Signifikanzen oberhalb oder geringfügig unterhalb von $\zeta = 3$ zu erkennen. Die höchste ermittelte Signifikanz ist $\zeta_{\max} = 3.42$. Um die

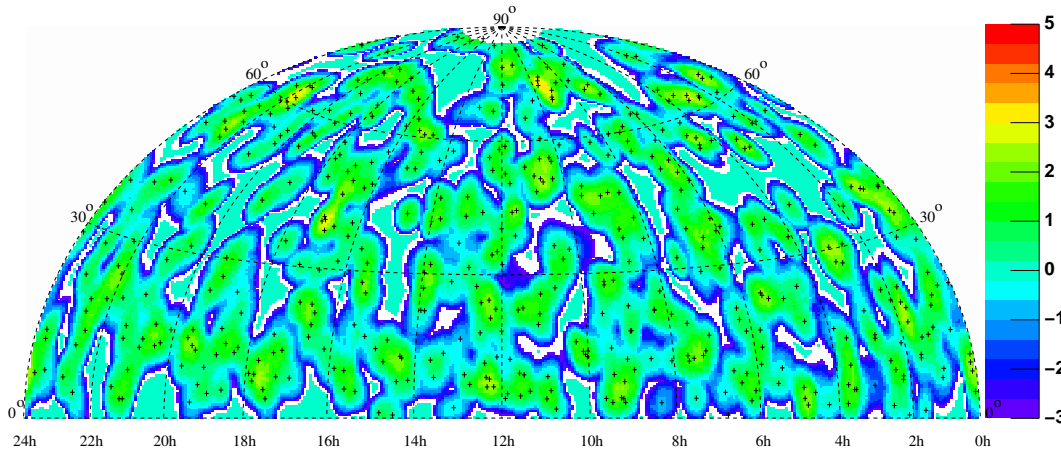


Abbildung 6.9.: Die Ereignisse und Signifikanzen für die Punktquellensuche am gesamten Nordhimmel, angewandt auf die Selektion der Standardanalyse 2002. Es sind nur Ereignisse oberhalb des Horizontes berücksichtigt. Die weißen Flächen resultieren aus der schon zu Ende des Abschnittes 4.6.2 beschriebenen Problematik der stark negativen Signalerwartungen. Diese wird konservativ behandelt, indem für Bereiche mit $\mu_{sg} < -6$ die Signifikanz auf $\zeta = 0$ gesetzt wird. Die Farbskala (rechts) zeigt die Anzahl der Standardabweichungen im Vergleich zur Untergrundhypothese.

Bedeutung dieser Ergebnisse beurteilen zu können, sind sie mit den statistisch zu erwartenden Verteilungen der Signifikanzen in Abwesenheit einer Punktquelle zu vergleichen. In [Neu04] sind solche Erwartungswerte mit Hilfe einer abstrahierten Simulation, mit welcher eine Anpassung an die Verteilung der maximalen Signifikanzen ermöglicht wird, untersucht. Ein wichtiger Parameter, der aus dieser Anpassung gewonnen wird, ist die *effektive Anzahl an Suchstellen* N_{eff} . Für die Daten kann die tatsächliche Anzahl der Suchstellen aus der Verteilung der Signifikanzen abgeschätzt werden, indem man die Größe eines lokalen Maximums betrachtet und den entsprechenden Raumwinkel in Bezug setzt zu dem Raumwinkel der Nordhalbkugel. Es zeigt sich, dass die Werte aus dem Experiment und der Simulation in der gleichen Größenordnung liegen und die Simulation daher als Einschätzung brauchbar ist. Die in [Neu04] aus der Simulation bestimmte Anzahl effektiver Suchstellen¹¹ ist $N_{\text{eff}} = 1790 \pm 50$. Dies entspricht lokalen Maxima mit einer Größe von ungefähr $3.4^\circ \times 3.4^\circ$ und damit in etwa den in dieser Analyse errechneten Maxima. Daraus ergibt sich für die im Mittel zu erwartende Anzahl von Stellen mit Signifikanzen $\zeta > 3$ ein Wert von $\bar{n}_{\zeta > 3} = 2.33$ und für die wahrscheinlichste maximale Signifikanz ein Wert von $\zeta_{\text{max}} \approx 3.24$. Die Abhängigkeit dieser Größe von der Anzahl effektiver

¹¹Die dort angestellten Untersuchungen basieren auf einer Punktquellenanalyse mit den Daten Jahres 2000.

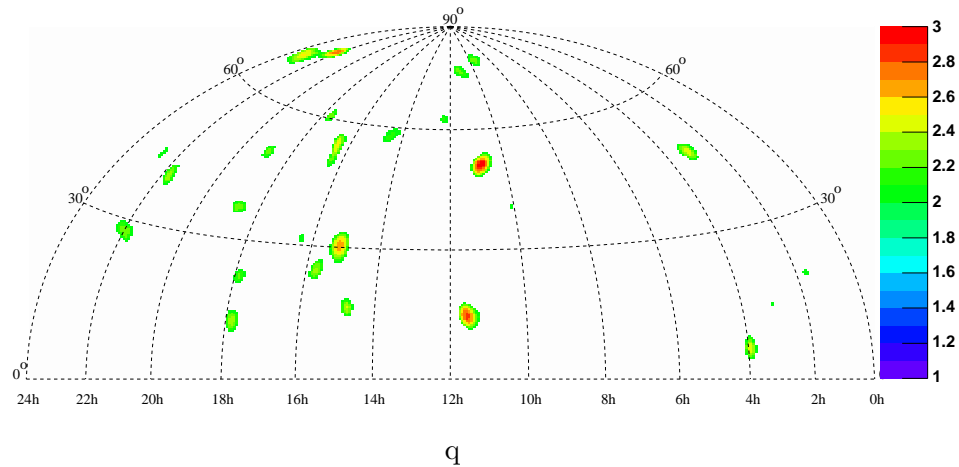


Abbildung 6.10.: Die Signifikanzen für die durch Auswürfeln der Ereigniszeit zufallsverteilten Ereignisse der Standardanalyse 2002. Es sind nur Ereignisse oberhalb des Horizontes und Signifikanzen $\zeta > 2$ berücksichtigt.

Suchstellen ist in Anhang D.3 näher betrachtet.

Die Erwartungen für die Signifikanzverteilungen können für die experimentellen Daten auch durch ein zufälliges Verändern der Ortsinformation der Ereignisse getestet werden¹². Für den derart veränderten Datensatz ergibt sich die in Abbildung 6.10 gezeigte Verteilung der Signifikanzen oberhalb von $\zeta > 2$. Insgesamt sind drei Stellen mit Signifikanzen im Bereich $\zeta \gtrsim 3$ zu erkennen, die maximale beobachtete Signifikanz wird zu $\zeta_{\max} = 2.98$ bestimmt. Diese Werte stimmen gut mit den Simulationsvorhersagen überein. Insgesamt lässt sich somit aus den Resultaten der Simulation und auch aus der Betrachtung der „gewürfelten“ Daten schließen, dass die bei den tatsächlichen Daten beobachteten Signifikanzen sich prinzipiell nicht von den statistischen Erwartungen abheben. Zum Vergleich sind die mit den unveränderten Daten berechneten Signifikanzen ebenfalls für den Bereich $\zeta > 2$ in Abbildung 6.11 wiedergegeben.

Eine wegen ihrer Lage auffällige Region erhöhter Signifikanz ist in Abbildung 6.12 mit größerer Auflösung dargestellt. Im Zentrum des abgebildeten Himmelsausschnittes liegt das Objekt Markarian 501¹³, ein Umstand, der natürlich Hoffnungen auf

¹²Im Englischen wird hierfür der Begriff *to scramble* verwendet und bezeichnet das „Würfeln“ der Ereigniszeit, was wegen der Rotation des AMANDA-Detektors einem Verlust der wahren azimuthalen Winkel- und damit Ortsinformation entspricht.

¹³Es handelt sich hierbei um einen im Sternbild Herkules befindlichen Blazar, von welchem mit dem HEGRA-Spiegelsystem Gammaquanten im Bereich von bis zu 22 TeV nachgewiesen werden konnten.

6. Anwendung der Standardanalyse

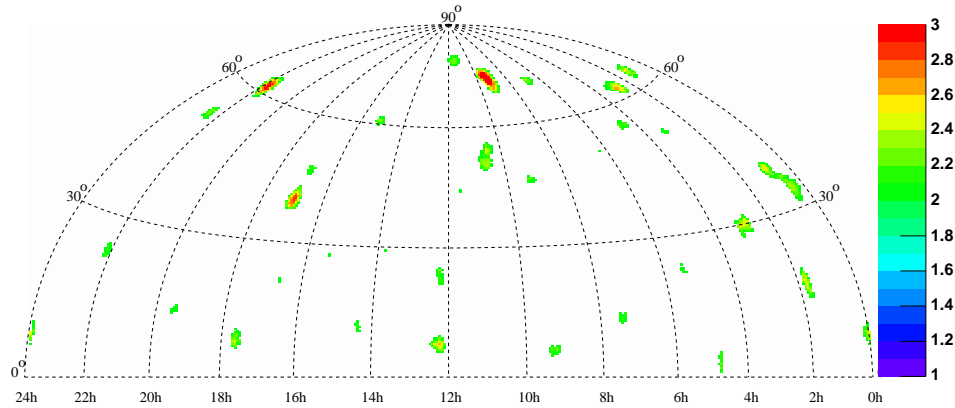


Abbildung 6.11.: Die Signifikanzen für die unveränderten Daten der Standardanalyse 2002. Es sind nur Ereignisse oberhalb des Horizontes und Signifikanzen $\zeta > 2$ berücksichtigt.

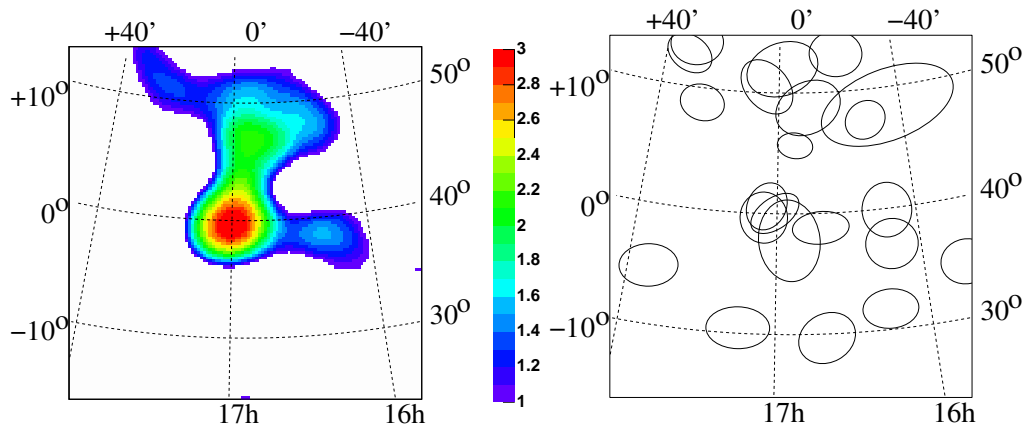


Abbildung 6.12.: Eine im Rahmen der Standardanalyse 2002 durch erhöhte Signifikanz auffällige Regionen am Nordhimmel. **Links** sind die Signifikanzkonturen dargestellt, **rechts** ist die Verteilung der zugrundeliegenden Ereignisse in Form ihrer Fehlerellipsen abgebildet. Im Zentrum des abgebildeten Himmelsausschnittes liegt das Objekt Markarian 501.

eine Korrelation der beobachteten Ereignisse zu diesem Blazar aufkommen lässt. Betrachtet man aber die zusätzlich im rechten Teil der Darstellung gezeigte örtliche Verteilung der Ereignisse in Form ihrer Fehlerellipsen¹⁴, so relativiert sich die

¹⁴Aus den Fehlerellipsen berechnet sich die Spurwinkelauflösung der Ereignisse (Abschnitt 4.5).

gefundene Auffälligkeit. Weder die Anhäufung, noch die Winkelauflösung der im Zentrum des Ausschnittes befindlichen Ereignisse weisen vom Durchschnitt abweichendes Verhalten auf.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Punktquellensuche für die mit der Standardanalyse 2002 selektierten Ereignisse keinen Hinweis auf vorhandene Neutrinoemitter erbringen kann. Auch für die Ereignisse der Jahre 2000 und 2001 führen auf der Standardanalyse basierende Punktquellensuchen zu keiner signifikanten Überhöhung. Die Datensätze hierzu sind von dem Partnerinstitut an der Universität Wisconsin zur Verfügung gestellt und in Mainz mit den Methoden der unbegrenzten Punktquellensuche bearbeitet worden. Eine Kombination der Jahre 2000–2002 liefert ebenfalls keinen signifikanten Hinweis auf extraterrestrische Neutrinoquellen. Die zugehörigen, auf der Basis von 1885 selektierten Neutrinokandidaten berechneten Signifikanzen sind in Anhang D.2 für $\zeta > 2$ dargestellt. Dort befindet sich auch eine Ortsdarstellung der wichtigsten bekannten Himmelsobjekte, die als Neutrinoemitter in Frage kommen.

6. Anwendung der Standardanalyse

7. Verbesserte Datenanalyse

Die verbesserte Analyse verfolgt eine veränderte Zielsetzung gegenüber der Standardanalyse. Letztere ist ausschließlich auf die Sensitivität zum Nachweis von Punktquellenneutrinos, die einem E^{-2} -Spektrum folgen, optimiert. Es ist keinesfalls sicher, dass die Signalereignisse ein solches Verhalten aufweisen. Die verbesserte Analyse hat daher zum Ziel, von Annahmen der Energieabhängigkeit weitgehend unabhängig zu sein und eine gemeinsame Selektion sowohl für atmosphärische als auch für Punktquellenneutrinos zu definieren. Ein weiteres Ziel ist ein möglichst stetiger, zenitwinkelunabhängiger Verlauf der Selektionseffizienz. Dadurch sollen die Möglichkeiten zum Studium des Winkelspektrums, welches beispielsweise für die Untersuchung von Neutrino-Oszillationen Anwendung findet, verbessert werden.

Im Folgenden werden zunächst neue Ansätze in Bezug auf die Selektionen von Treffern und Ereignissen erläutert und Möglichkeiten zur Modifikation und Ergänzung bestehender Methoden dargestellt. Aufbauend auf der in Abschnitt 5.4 beschriebenen Stufe-2 der Prozessierung der AMANDA-Daten des Jahres 2002 werden anschließend die einzelnen Schritte zur Selektion der Neutrinokandidaten besprochen. Für diese wird ebenso wie für die finale Ereignisselektion der Standardanalyse eine Punktquellensuche und die Bestimmung der erreichbaren Sensitivitäten durchgeführt. Letztere dienen der Einschätzung der Qualität dieser Analyse, gemeinsam mit den erreichten Effizienzen bezüglich der Selektion von Neutrinoereignissen. Abschließend werden systematische Unsicherheiten und Resultate zu atmosphärischen Neutrinos vorgestellt.

7.1. Ein neues Verfahren zur Trefferselektion

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der Qualität eines Treffers ist das in Abschnitt 4.4.3 vorgestellte **Zeitresiduum** t_{res} . Es bezeichnet die Differenz zwischen der erwarteten und der tatsächlich gemessenen Flugzeit eines von einer hypothetischen Spur ausgehenden Photons bis zum Erreichen eines optischen Moduls. Die Verteilung der Zeitresiduen wird üblicherweise mit *Pandel-Funktionen*, die zur Berücksichtigung der Zeitauflösung der optischen Module durch eine genäherte Faltung mit einer Gauß-Funktion modifiziert werden, beschrieben.

Die bisher gebräuchliche Vorgehensweise zur Näherung dieser Faltung besteht in einer abschnittweisen Zusammensetzung der Funktion aus einer Gauß- und einer Exponentialfunktion, die beide durch ein Übergangsstück verbunden werden. Dar-

7. Verbesserte Datenanalyse

aus entstehen besonders für Abstände¹ zwischen der Spur und dem registrierenden Modul von etwa 25 m – 50 m unerwünschte Effekte. Eine alternative Methode zur Behandlung des Faltungsproblems [Neu04] wird erstmals in dieser Analyse eingesetzt. Mit dieser zwar zeitaufwendigeren, halb-analytischen Faltung können die Verteilungen der Zeitresiduen sehr viel genauer beschrieben werden. Ein Vergleich der beiden Methoden ist in Abbildung 7.1 dargestellt.

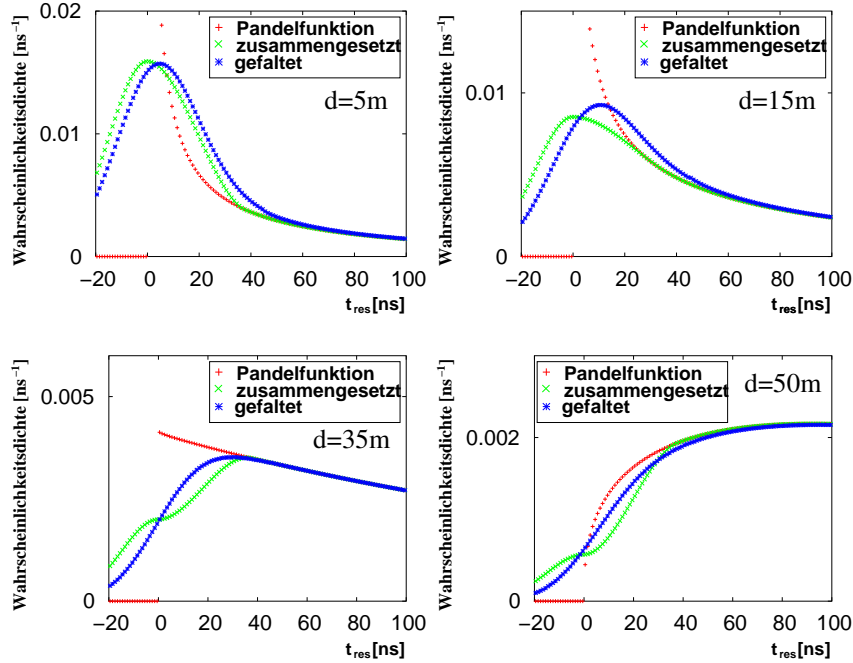


Abbildung 7.1.: Verteilung der Zeitresiduen für verschiedene effektive Entfernungen zwischen der hypothetischen Spur und dem getroffenen optischen Modul. Es sind jeweils die zusammengesetzte, die halb-analytisch gefaltete und die ursprüngliche Pandel-Funktion eingetragen. Die Methode der abschnittsweise zusammengesetzten Pandel-Funktion zeigt insbesondere für kleine Zeitresiduen ihre Unzulänglichkeiten. Für große Residuen ist die Berücksichtigung der zeitlichen Auflösung (die in diesem Fall $\sigma = 15 \text{ ns}$ beträgt) nicht mehr notwendig; hier dominiert der durch Streuungen im Eis verursachte Effekt.

Von den Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die halb-analytisch gefaltete Pandel-Funktion ausgehend kann nun für jeden Abstand d zwischen Spur und optischem Modul der Erwartungswert $\langle t_{\text{res}} \rangle(d)$ und die Standardabweichung $\sigma_{\langle t_{\text{res}} \rangle}(d)$ des Zeitresi-

¹Hiermit ist der *effektive Abstand* gemeint, der sich als Funktion des senkrechten Abstandes und der räumlichen Orientierung η des optischen Moduls relativ zur Ankunftsrichtung des Photons berechnen lässt gemäß $d = 0.84 \cdot d_{\perp} + (3.1 - 3.9 \cdot \cos \eta + 4.6 \cos^2 \eta) \text{ m}$.

duums berechnet werden. Es zeigt sich, dass an die Erwartungswerte und Standardabweichungen einfache abstandsabhängige Funktionen angepasst werden können:

- eine Gerade $\hat{t}_{\text{res}}(d) = 6.2 \frac{\text{ns}}{\text{m}} \cdot d + 27.5 \text{ ns}$ für den Erwartungswert
- eine Wurzelfunktion $\hat{\sigma}_{\langle t_{\text{res}} \rangle}(d) = 38.4 \text{ ns} \cdot \sqrt{d/\text{m}} + 21.9 \text{ ns}$ für die Standardabweichung.

Die Verteilungen für $\langle t_{\text{res}} \rangle(d)$ und $\sigma_{\langle t_{\text{res}} \rangle}(d)$ bezüglich des Abstandes d und die jeweilige Anpassung sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Mit den derart ermittelten

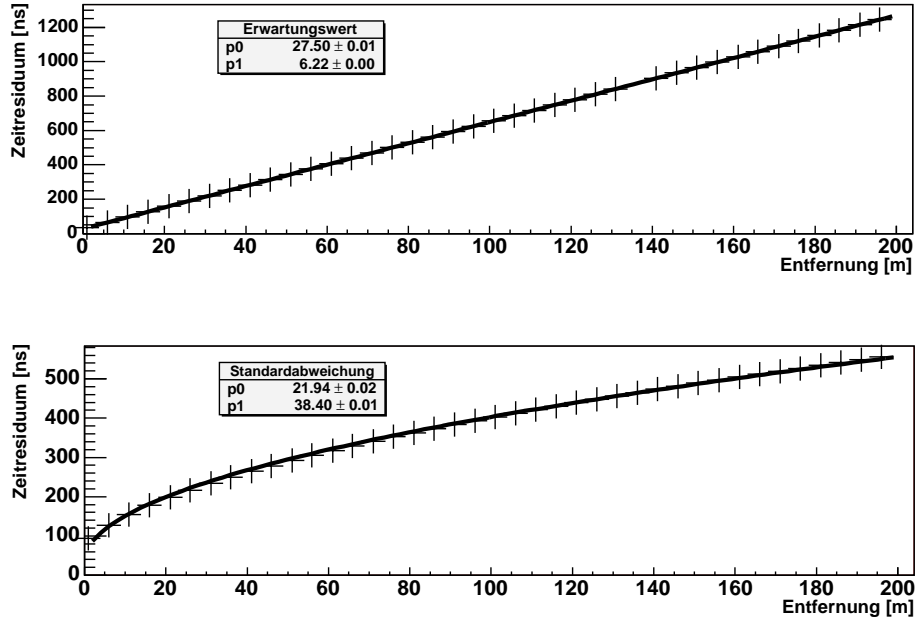


Abbildung 7.2.: Die Verteilung der Erwartungswerte und Standardabweichungen der Zeitresiduen in Abhängigkeit des effektiven Abstandes d zwischen Spur und optischem Modul. Es liegt die halb-analytische Faltung der Pandel-Funktion zu Grunde. **Oben:** Die Erwartungswerte der Zeitresiduen können durch eine Gerade beschrieben werden. **Unten:** Die Standardabweichungen können mittels einer Wurzelfunktion angepasst werden.

Funktionen ergibt sich aus erwartetem und tatsächlich gemessenem Zeitresiduum die Differenz

$$t_{\text{res}}^{\text{diff}} = \langle t_{\text{res}} \rangle(d_0) - t_{\text{res}}^{\text{exp}} \quad . \quad (7.1)$$

Unter Berücksichtigung der dem Abstand d_0 entsprechenden Standardabweichung ist es möglich, einen Grenzwert $t_{\text{max}}^{\text{diff}}$ zu definieren, bei dessen Überschreitung durch

7. Verbesserte Datenanalyse

	Daten	Atmo	E^{-2}
Standard	14.4	69.9	68.5
Neues Verfahren	10.8	70.3	68.3

Tabelle 7.1.: Vergleich der Durchlassraten in [%] für die Ereignisselektion nach Stufe-2 ohne und mit Verwendung der neuen Trefferbereinigung.

$t_{\text{res}}^{\text{diff}}$ der zugehörige Treffer von der anschließenden Rekonstruktion ausgeschlossen wird. Die Festlegung des optimalen Grenzwertes basiert auf

- der Studie einer Vielzahl von Ereignissen verschiedener Klassen mittels einer eigens für diesen Zweck entstandenen Ereignis-Darstellung (siehe Abschnitt 7.2)
- der Bestimmung der Durchlassraten und Signaleffizienzen für Ereignisselektionen in Abhängigkeit des Grenzwertes.

Der derart bestimmte Grenzwert und die damit verbundene Bedingung zur Verwerfung eines Treffers werden festgelegt auf

$$|t_{\text{res}}^{\text{diff}}| > 2 \cdot \sigma_{\langle t_{\text{res}} \rangle}(d_0) \quad . \quad (7.2)$$

Durch Anwendung der Trefferbereinigung² kann die Datenunterdrückung erheblich verbessert werden, ohne dass sich die Durchlassrate für Neutrinoereignisse verschlechtert (siehe Tabelle 7.1).

Die hier vorgestellte neue Methode ist dem Format der SIEGMUND-Programme angepasst und somit von Mitgliedern der Kollaboration für Rekonstruktionen anwendbar³.

7.2. Ereignisdarstellung

Die Ereignisdarstellung wurde ursprünglich zum Zweck der Festlegung des Grenzparameters für die neue Methode der Trefferselektion konzipiert. Darüber hinaus ist sie als allgemeines Werkzeug zur Studie von Ereigniseigenschaften einsetzbar. Durch die Integration einer Vielzahl von Observablen ist ein weites Spektrum an Untersuchungen möglich.

In der Grundversion ist ein Ereignis zweidimensional durch die darin enthaltenen Treffer dargestellt⁴. Zu jedem Treffer wird auf der Ordinate die Position des zugehö-

²Die Trefferbereinigung wird in diesem Zusammenhang in Verbindung mit einer standardmäßigen Likelihood-Rekonstruktion für Spurereignisse nach Stufe-2 angewandt.

³Details siehe Anhang A.2.

⁴Welche Treffer dem Ereignis zugehören, wird durch die Anwendung beliebiger Trefferbereinigungen mitbestimmt.

gen optischen Moduls bezüglich der betrachteten rekonstruierten Spur eingetragen⁵. Diese Spur ist frei wählbar und wird mitsamt der Ereignisnummer im Titel der Grafik angegeben. Auf der Abszisse ist die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Differenz aus erwartetem und tatsächlich gemessenem Zeitresiduum in Einheiten von [ns] aufgetragen⁶. Diejenigen Treffer, die entsprechend der Zeitresiduen-Trefferselektion ausgeschlossen würden, sind durch eine zusätzliche Umrandung der Treffersymbole markiert. Weitere das Ereignis oder die Rekonstruktion betreffende Informationen, wie beispielsweise der Zenitwinkel oder die Likelihood der Spur, sind in einem Textfeld eingetragen.

In Abbildung 7.3 ist ein Beispiel der Grundversion der Ereignisdarstellung zu sehen. Auffällig sind die Trefferanhäufungen in zwei räumlich getrennten Bereichen.

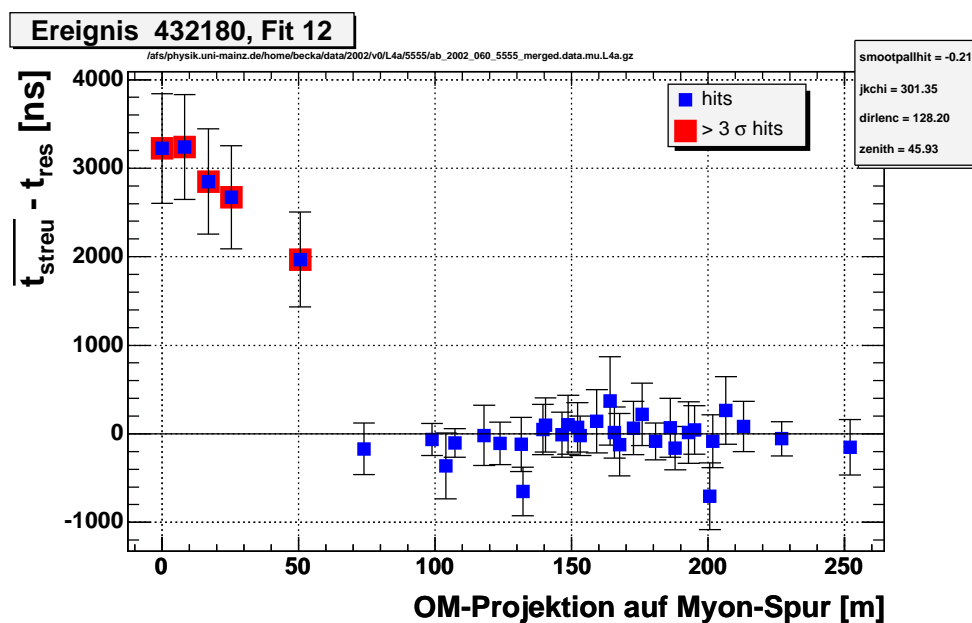


Abbildung 7.3.: Die Grundversion der Ereignisdarstellung. Zu jedem eingetragenen Treffer eines Ereignisses ist die Differenz aus erwartetem und tatsächlich gemessenem Zeitresiduum gegen die Position des zugehörigen optischen Moduls aufgetragen. Treffer, die das Kriterium der Zeitresiduen-Trefferselektion nicht erfüllen, sind durch eine zusätzliche Umrandung der Treffersymbole markiert. Details sind dem Text zu entnehmen.

⁵Hierbei wird die Position eines Moduls jeweils auf die Spur projiziert und der Abstand zum Startpunkt der Spur in [m] aufgetragen. Der kürzeste gemessene Abstand dient als Referenzpunkt und bekommt den Wert 0 m zugeschrieben.

⁶Die dem Erwartungswert zugehörige Standardabweichung wird mit Hilfe der Fehlerbalken in y-Richtung dargestellt.

7. Verbesserte Datenanalyse

Das Auftreten einer solchen Konstellation ist ein Hinweis darauf, dass eine Gruppe von „wahren“ Treffern in einem Bereich des Detektors konzentriert ist und weitere, räumlich entfernte Treffer fälschlicherweise dem Ereignis zugerechnet werden⁷. Solche Treffer können aufgrund ihres starken „Hebelarms“ leicht zu Missrekonstruktionen führen, da in der Likelihood-Methode zur Spurberechnung alle nach der Bereinigung verbleibenden Treffer genutzt werden. Das neu eingeführte Selektionskriterium ist, wie in dem Beispiel dargestellt, in der Lage, eine Anzahl dieser unerwünschten Treffer zu identifizieren.

Eine Abwandlung der Grundversion kann durch Farbkodierungen der Treffersymbole zusätzliche, leicht ablesbare Informationen wiedergeben. Somit lassen sich Korrelationen zwischen der Zeitresiduendifferenz und Größen wie beispielsweise ADC-Wert (siehe Abbildung 7.4) oder z-Koordinate der Modulposition studieren. Verschiedene Untersuchungen diesbezüglich haben keine Resultate ergeben, die die Trefferselektion signifikant verbessern würden.

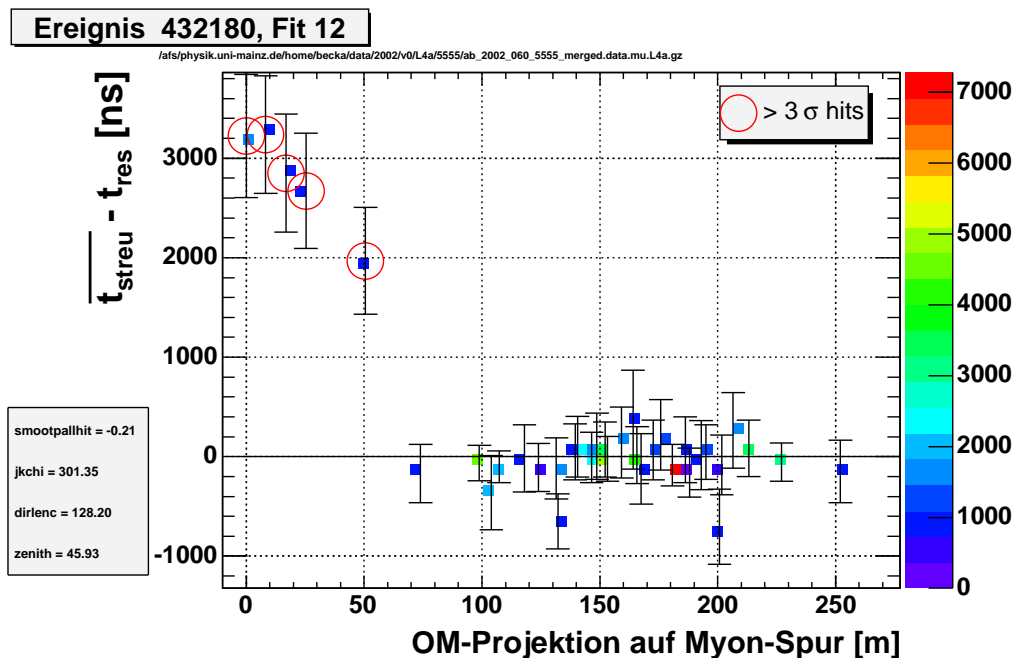


Abbildung 7.4.: Eine erweiterte Version der Ereignisdarstellung. Zusätzlich zu den standardmäßigen Größen können weitere, wie der in diesem Beispiel gewählte ADC-Wert, visualisiert werden.

⁷Diese Treffer könnten beispielsweise einer zweiten, koinzidenten Myonspur zugehörig sein oder aus lokalen elektronischen Störungen hervorgehen.

7.3. Modifizierte und neue Rekonstruktionsmethoden

Schon in den Abschnitten 4.4.3 und 7.1 ist dargelegt, dass die halb-analytische Faltung der Pandel-Funktion eine Verbesserung gegenüber der herkömmlichen Methode darstellt und daher in dieser Analyse eingesetzt wird. Weitere zur Anwendung kommende Verbesserungen bezüglich der Likelihood-Rekonstruktionen werden im Folgenden besprochen.

7.3.1. Anpassung der Zeitauflösung

Die endliche Zeitauflösung der optischen Module wird in der Standardrekonstruktion durch eine effektive Zeitkonstante⁸ $\tau = 15$ ns berücksichtigt. Allerdings kann eine Anpassung dieses Parameters die erzielten Resultate der Spurrekonstruktion verbessern. Zur Untersuchung dieses Zusammenhangs wird die mittlere Zenitwinkelauflösung⁹ in Abhängigkeit der Zeitauflösung bestimmt. Es zeigt sich das in Abbildung 7.5 dargestellte Verhalten. Betrachtet man den Anteil der Ereignisse, deren Re-

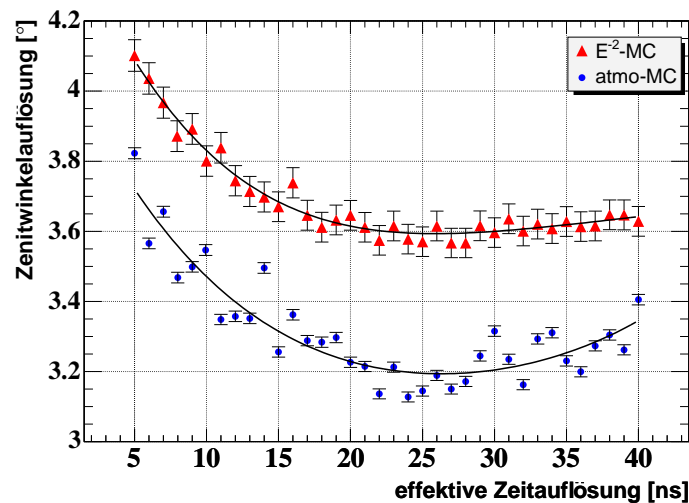


Abbildung 7.5.: Die Zenitwinkelauflösung der Spurrekonstruktion nach Stufe-2 in Abhängigkeit der Zeitauflösung (*jitter*). Sowohl für die atmosphärische als auch für die E^{-2} -Neutrinosimulation ist ein Minimum in der Winkelauflösung für eine Zeitkonstante im Bereich von $\tau = 24$ ns zu erkennen.

⁸Die effektive Zeitauflösung ist schlechter als die Unsicherheit in der Zeitkalibrierung (< 10 ns) und berücksichtigt zusätzliche systematische Unsicherheiten durch eine mangelnde Beschreibung der Lichtausbreitung oder zusätzliche, unkorrelierte Treffer. Die effektive Zeitkonstante wird üblicherweise als *jitter* bezeichnet.

⁹Die Zenitwinkelauflösung wird in diesem Fall anhand von Monte-Carlo Simulationen aus der Differenz von generiertem und rekonstruiertem Spurwinkel berechnet.

7. Verbesserte Datenanalyse

konstruktion einen der „falschen“ Hemisphäre zugehörigen Zenitwinkel $\Theta_{\text{reko}} < 90^\circ$ ergibt¹⁰, so ist zu erkennen, dass dieser Anteil für $\tau \lesssim 20 \text{ ns}$ deutlich zunimmt. Bezüglich der experimentellen Daten bedeuten Resultate unterhalb von 90° , dass diese Ereignisse mit großer Wahrscheinlichkeit richtig rekonstruiert sind. Der Anteil solcher Ereignisse sollte also möglichst hoch sein; somit sind hier entsprechend Abbildung 7.6 ebenfalls größere Werte der Zeitkonstanten zu bevorzugen.

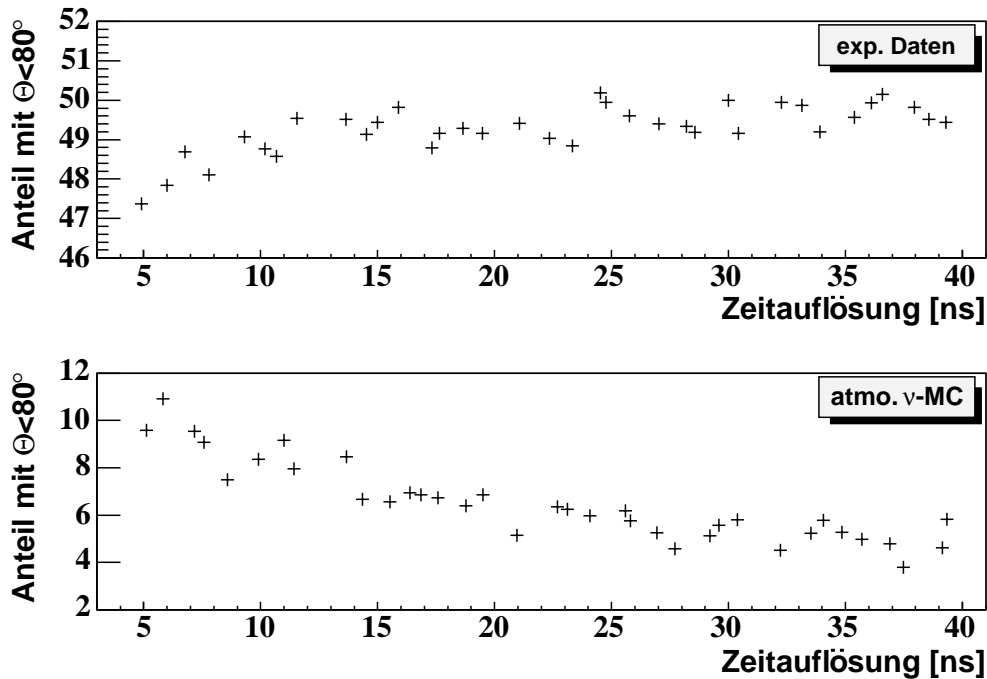


Abbildung 7.6.: Der Anteil der Ereignisse mit rekonstruierten Zenitwinkeln unterhalb von 90° in Abhängigkeit der Zeitauflösung (*jitter*). Sowohl bei den experimentellen Daten als auch bei der atmosphärischen Neutrinosimulation ist der Anteil richtig rekonstruierter Ereignisse für größere Zeitkonstanten höher.

Aus den beiden angestellten Betrachtungen ergibt sich, dass die effektive Zeitkonstante zur Verbesserung der Rekonstruktionsergebnisse auf einen Wert von $\tau = 24 \text{ ns}$ festgelegt werden sollte. Dieser Wert wird für sämtliche Rekonstruktionen dieser Analyse ab Stufe-3 verwendet.

¹⁰Die simulierten Ereignisse sind größtenteils mit Zenitwinkeln oberhalb von 90° erzeugt. Rekonstruktionen mit kleineren Winkeln bedeuten folglich Fehlrekonstruktionen. Die experimentellen Daten hingegen sollten auf niedriger Filterstufe fast ausschließlich aus abwärtslaufenden Myonereignissen mit Winkeln unterhalb von 90° bestehen.

7.3.2. Gezielte Startwertvorgabe

Zur Spurrekonstruktion mit der Maximum-Likelihood Methode werden Startparameter der Spur benötigt. Diese werden durch ein bereits vorhandenes Rekonstruktionsergebnis bereitgestellt. Das Likelihood-Verfahren sucht dann die optimale Spur durch Variation der Parameter innerhalb einstellbarer Schrittweiten. Um zu vermeiden, dass der Fit in einem Nebenminimum¹¹ landet, werden die Startparameter für Zenit- und Azimutwinkel zusätzlich mehrfach in ihren erlaubten Bereichen gewürfelt (iterativer Likelihood-Fit). Dennoch kann es vorkommen, dass eine falsche Spurhypothese ausgewählt und das Ereignis somit fehlrekonstruiert wird. Für ein eigentlich abwärtsfliegendes Myon bedeutet dies, dass ein Minimum in dem Winkelbereich aufwärts laufender Spuren ($\Theta > 90^\circ$) ermittelt wird (siehe Abbildung 7.7). Statt der

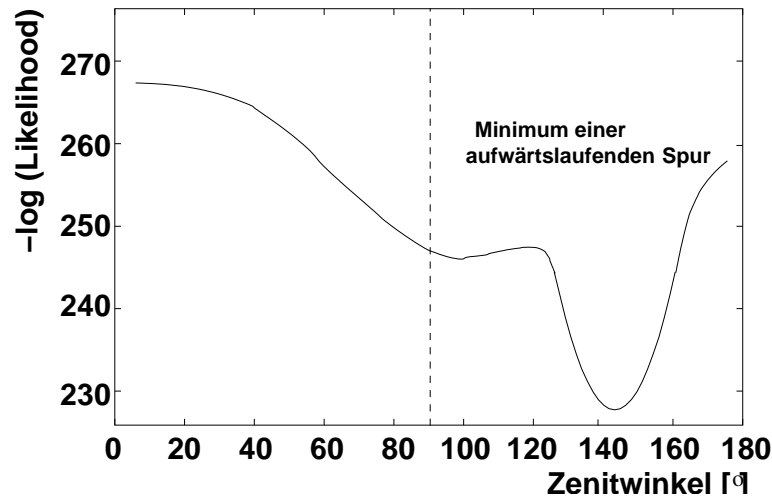


Abbildung 7.7.: Minimum der negativen Loglikelihood im Winkelbereich aufwärtslaufender Spuren. Handelt es sich bei dem betrachteten Ereignis um ein abwärtsfliegendes Myon ($\Theta < 90^\circ$), so spricht man von einer Fehlrekonstruktion.

zufälligen Wahl der Startwerte wäre es natürlich optimal, den gesamten Parameterraum in kleinen Schritten zu durchlaufen und somit alle möglichen Spurrichtungen zu testen. Dies ist wegen des enormen Zeitaufwandes nur auf kleinen Datensätzen machbar. Unter gewissen Umständen kann es sinnvoll sein, einen oder mehrere Startwerte gezielt vorzugeben. Im Folgenden wird anhand von zwei Besonderheiten der Spurrekonstruktion untersucht, ob sich hierdurch Verbesserungen erzielen lassen.

Betrachtet man die Rekonstruktionsergebnisse von Ereignissen, für welche ein Hauptminimum in der einen und ein Nebenminimum in der anderen Hemisphäre

¹¹Es sei daran erinnert, dass die Maximierung der Likelihood der Minimierung der negativen Loglikelihood entspricht.

7. Verbesserte Datenanalyse

gefunden wurde, so fallen bei ansonsten guten Übereinstimmungen die in Abbildung 7.8 dargestellten Besonderheiten ins Auge:

- Die **z-Koordinaten** der beiden Spurhypothesen sind rund 50 m gegeneinander verschoben.
- Der **räumliche Winkel** zwischen Haupt- und Nebenminimum häuft sich bei etwa 120°. Dies trifft insbesondere für Ereignisse in äußeren Bereichen des Detektors zu.

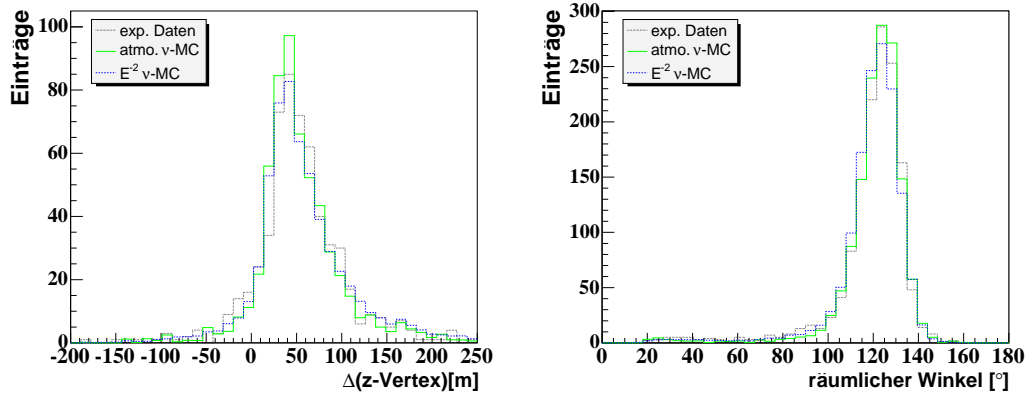


Abbildung 7.8.: Unterschiede zwischen Parametern verschiedener Spurhypothesen. Es sind jeweils die Verteilungen für experimentelle und simulierte Daten dargestellt. **Links:** Die z-Koordinaten der Vertices sind etwa 50 m gegeneinander verschoben. **Rechts:** Der räumliche Winkel zwischen den Spurhypothesen beträgt ungefähr 120°.

Die erstgenannte Besonderheit bedeutet, dass der Vertex der aufwärtslaufenden Spurhypothese in den meisten Fällen über dem Vertex der abwärtslaufenden Spur liegt. Die zweite Auffälligkeit kann mit einem geometrischen Argument qualitativ erklärt werden. Reduziert man das Problem auf den einfacheren zweidimensionalen Fall, ist leicht zu verstehen, dass Ambiguitäten in der Spurrekonstruktion auftreten können. Für eine schräg aufwärtslaufende Spur im äußersten Bereich des Detektors kann eine Wellenfront beispielsweise parallel zu den Strings in den Detektor eindringen. Alle Module eines Strings würden somit gleiche Ankunftszeiten aufzeichnen. Gleiches würde aber auch für eine schräg abwärts laufende Spur zutreffen, für welche die gleichen Zeiten gemessen würden. Umgekehrt bedeutet dies also, dass aus dem gleichen Zeitmuster verschiedene Spuren rekonstruiert werden können¹². Diese

¹²Die Informationen aus der dem Detektor abgewandten Wellenfront legen die Spur letztendlich doch eindeutig fest. Allerdings muss bedacht werden, dass es sich hierbei um Photonen handelt, die bis zum Erreichen des Detektors vielfach gestreut werden. Die daraus resultierenden Treffer sind statistisch unterdrückt und werden mit größerer Wahrscheinlichkeit der Trefferselektion zum Opfer fallen.

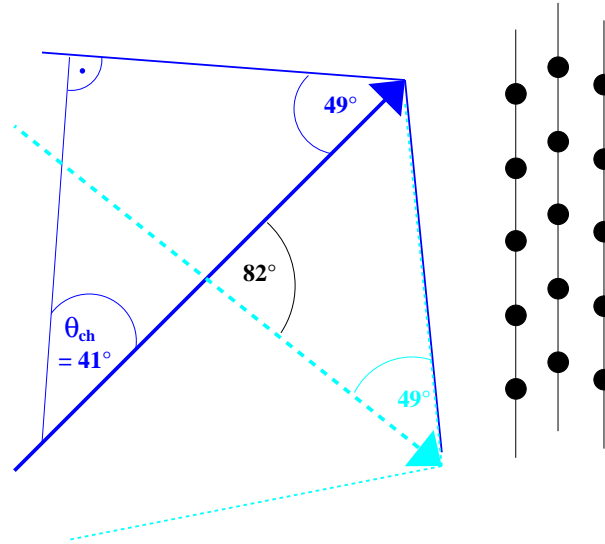


Abbildung 7.9.: Beispiel für eine Spurambiguität in zwei Dimensionen. Eine den Detektor von außen erreichende Wellenfront einer schräg aufwärtslaufenden Spur bildet das gleiche Zeitmuster getroffener optischer Module ab wie das Pendant einer schräg abwärtslaufenden Spur.

Problematik ist in Abbildung 7.9 skizziert. Die Adaption auf den dreidimensionalen Fall ist schwierig, doch ist letztlich vor allem das Phänomen der beobachteten Winkeldifferenz an sich sowie dessen Berücksichtigung bei der Spurrekonstruktion von Bedeutung.

Beide Besonderheiten werden in einer weiteren Iteration der Rekonstruktion behandelt. In dieser wird gezielt nach einer Spur mit verschobenem Vertex bzw. nach der 120° entfernten Ambiguität gesucht. Wird hierbei ein besserer Likelihood-Wert gefunden, so ist die modifizierte Spur tatsächlich die wahrscheinlichste aller betrachteten Hypothesen. Die Umsetzung der Suche nach der vertexverschobenen Spur ist trivial, der Startwert für die Suche nach der konträren Spurrichtung muss allerdings über ein iteratives Verfahren ermittelt werden. Hierzu wird zu der bereits existierenden Spurhypothese 1 mit den Winkeln (θ_1, ϕ_1) die passende Spur 2 mit (θ_2, ϕ_2) gesucht, so dass der räumliche Winkel

$$\psi_{12} = \arccos [\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cdot \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2] \quad (7.3)$$

dem beobachteten Wert von ungefähr 120° entspricht. Die Schrittweite der iterativen Anpassung kann dem hierfür entwickelten Algorithmus vorgegeben werden. Ebenso ist wählbar, ob beide oder nur einer der Winkel (θ_2, ϕ_2) für die Optimierung benutzt wird, so dass $\cos \psi_{12} \approx -0.5$ gilt.

7. Verbesserte Datenanalyse

	Standardversion	Startwertvorgabe
Exp. Daten	49.47 %	53.16 %
Simulation	7.94 %	7.23 %

Tabelle 7.2.: Der Anteil der Ereignisse mit rekonstruierten Zenitwinkeln unterhalb von 90° in Abhängigkeit der Rekonstruktionsmethode. Es liegt jeweils die Methode der Treffer- und Nichttrefferwahrscheinlichkeiten zu Grunde. Die neue Methode berücksichtigt mögliche Spurambiguitäten mit Hilfe der beschriebenen *Startwertvorgabe*. Sowohl bei den experimentellen Daten als auch bei der Simulation atmosphärischer Neutrinos ist der Anteil richtig rekonstruierter Ereignisse für die neue Methode größer.

Die Berücksichtigung der Vertexdifferenz allein ergibt nur geringfügige Verbesserungen; gemeinsam mit der Bestimmung einer entsprechend der Ambiguität möglichen Spur kann aber der Anteil der korrekt rekonstruierten Ereignisse deutlich erhöht werden. Entsprechend der Vorgehensweise im vorangegangenen Abschnitt betrachtet man den Anteil der unterhalb des Horizontes rekonstruierten Ereignisse. In Tabelle 7.2 sind diese Anteile für die standardmäßige und die entsprechend dieser Methode modifizierte Rekonstruktion¹³ einander gegenübergestellt. Es sind jeweils zwei Iterationen durchgeführt, von denen im Falle der neuen Methode die zweite Iteration mittels der Startwertvorgabe initiiert ist. Der Anteil falsch rekonstruierter Signaleereignisse sinkt um ungefähr 9 %, der Anteil richtig rekonstruierter experimenteller Ereignisse steigt um fast 8 %. Deshalb kommt die Methode der Startwertvorgabe für alle Rekonstruktionen abwärtslaufender Spuren zum Einsatz¹⁴.

7.3.3. Zenitwinkelbeschränkte Spurrekonstruktion

Im vorherigen Abschnitt wurde schon die Problematik der Fehlrekonstruktionen angesprochen. Für ein sich abwärtsbewegendes Myon kann es vorkommen, dass die Spurrekonstruktion ein Minimum im Winkelbereich aufwärtslaufender Spuren bestimmt¹⁵ (Abbildung 7.7).

Eine Möglichkeit, fehlrekonstruierte Myonen zu identifizieren, besteht darin, gezielt im Winkelbereich abwärtslaufender Spuren nach einem Minimum der negati-

¹³Der Rekonstruktion liegt die in Abschnitt 4.4.3.2 eingeführte Methode der Treffer- und Nichttrefferwahrscheinlichkeiten zu Grunde.

¹⁴Für aufwärtslaufende Spuren, nach denen in einem eingeschränkten Zenitwinkelbereich oder mittels Bayesischer Gewichtung gesucht wird, würde die Methode in einen falschen Winkelbereich springen und die Ergebnisse dadurch unbrauchbar machen.

¹⁵Ebenso ist natürlich der umgekehrte Fall denkbar; besonders im Bereich des Horizontes ist es leicht möglich, dass für aufwärtslaufende Ereignisse die Flugrichtung als in der falschen Hemisphäre liegend bestimmt wird. Die Neutrinoselktion erweist sich in dieser Region daher als sehr schwierig.

ven Loglikelihood zu suchen. Dies geschieht unter Zuhilfenahme der in SIEGMUND implementierten *Minuit* Minimierungsmethode, mit welcher man den Zenitwinkel-Suchbereich beliebig einschränken kann. Auf diese Art wird in dem Bereich von $\theta \in [0^\circ, 80^\circ]$ eine Likelihood-Optimierung vorgenommen, die allerdings nicht in allen Fällen sinnvolle Ergebnisse findet¹⁶. Ist eine gültige Spur unterhalb des Grenzwinkels gefunden, so kann die entsprechende Likelihood mit derjenigen der bereits gefundenen aufwärtslaufenden Hypothese verglichen und die wahrscheinlichere der beiden ausgewählt werden. Ein Beispiel hierfür ist in Skizze 7.10 zu sehen. In diesem Fall

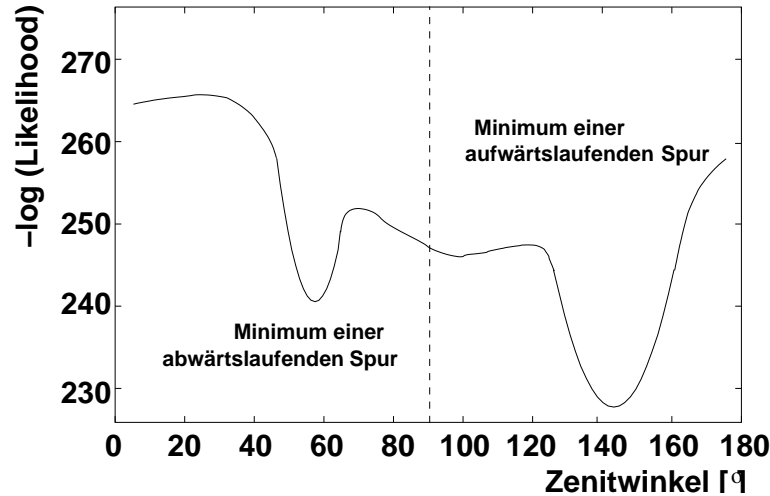


Abbildung 7.10.: Lokale Minima der negativen Loglikelihood in beiden Hemisphären. Die Likelihood-Differenz kann zur Ereignisselektion verwendet werden.

wurde ein zweites Minimum bei etwa 60° gefunden, allerdings liegt dieses höher als das in der anderen Hemisphäre gefundene. Die aufwärtslaufende Spur ist somit die wahrscheinlichere der beiden Hypothesen.

Die Methode der zenitwinkelbeschränkten Spurrekonstruktion ermöglicht es, einen großen Teil der Untergrundereignisse aus den Daten zu entfernen, während gleichzeitig vergleichsweise nur sehr wenige Neutrinoereignisse verworfen werden. Näheres zu den in der Anwendung erzielten Resultaten folgt in den anschließenden Abschnitten zur Datenprozessierung.

¹⁶Falls keine Spur gefunden werden kann, werden den Ereignissen Zenitwinkel im Bereich des Grenzwinkels $\theta_{\max} = 80^\circ$ zugeordnet, wobei die Werte zu kleineren Winkeln hin verschmiert sein können. Spuren werden aus diesem Grund erst unterhalb von $\theta = 79^\circ$ als gültig betrachtet.

7.4. Ereignisprozessierung Stufe -3 bis Stufe -7

Die Ausgangsbasis der folgenden Prozessierungsschritte bildet wiederum der Datensatz gemäß der in Abschnitt 5.4 eingeführten Stufe-2. Die Neutrino Selektion erfolgt in mehreren Schritten, die unter Berücksichtigung folgender Vorgaben definiert sind:

- Die bestmögliche Rekonstruktionsmethode wird frühestmöglich eingesetzt.
- Auf stufenförmige Selektionsparameter wird verzichtet.
- Selektionskriterien, die aus Kombinationen von Observablen¹⁷ konstruiert werden, kommen nicht zum Einsatz.
- Die Selektionen sollen anhand möglichst übersichtlicher, aus einfachen physikalischen Vorstellungen heraus intuitiv leicht zugänglichen Kriterien gebildet werden.
- Es wird gleichermaßen auf die Akzeptanz für atmosphärische und extraterrestrische Neutrinoereignisse Rücksicht genommen.

Trefferbereinigung

- Die in Abschnitt 4.4.1 eingeführten Kriterien ts1-ts4, ts6 und ts7 werden, soweit nicht anders angegeben, für alle folgenden Rekonstruktionen angewandt.
- Die neuentwickelte Zeitresiduen-Trefferselektion kommt (siehe Abschnitt 7.1) für alle Rekonstruktionen zum Einsatz.
- Bei der Rekonstruktion mit der Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten wird zusätzlich Kriterium ts5 gefordert¹⁸.

Rekonstruktions-Algorithmen

- In allen Fällen wird die gemäß Abschnitt 7.3.1 optimierte Zeitauflösungskonstante verwendet.
- Die halb-analytisch gefaltete Pandel-Funktion (Abschnitt 4.4.3) bildet die Basis aller Likelihood-Rekonstruktionen.
- Für die Identifizierung aufwärtslaufender Spuren findet die Methode der gezielten Startwertvorgabe (Abschnitt 7.3.2) Anwendung.
- Abwärtslaufende Spurhypothesen werden mit der zenitwinkelbeschränkten Rekonstruktion aus Abschnitt 7.3.3 untersucht.

¹⁷Gemeint sind hiermit einerseits Methoden neuronaler Netze, wie sie beispielsweise für eine Analyse der Daten des Jahres 2000 eingesetzt wurden [Hau03], andererseits die Kombination mehrerer Größen zu einem mehrdimensionalen Selektionsparameter, der in iterativen Verfahren auf eine bestmögliche Sensitivität hin optimiert wird.

¹⁸Nur der erste Treffer in einem Modul wird berücksichtigt.

7.4.1. Stufe -3: Ereignisklassen

Diese Stufe der Prozessierung dient der weiteren Vorselektion der Daten, um im anschließenden Schritt eine zeitaufwendigere Rekonstruktion mit bestmöglicher Auflösung durchführen zu können. Um diese mit realisierbarem Rechenaufwand zu bewerkstelligen, muss die Datenmenge zuvor auf etwa 5 % reduziert werden, gleichzeitig soll versucht werden, mindestens 2/3 des Neutrinosignals zu bewahren. Diese Ziele werden durch sorgfältige Wahl der Selektionsparameter und durch Einführung zweier Ereignisklassen umgesetzt.

Ereignis-Rekonstruktion

Auf der Grundlage des 16-fach iterierten Maximum-Likelihood Fits der Stufe-2 (16pan) wird für die damit rekonstruierten Spuren jeweils die Winkelauflösung bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Paraboloidanpassung. Zusätzlich wird mit der Methode der zenitwinkelbeschränkten Rekonstruktion gezielt nach abwärtslaufenden Spuren gesucht. Hierzu kommt eine einfach durchgeführte Spuranpassung ($1_{\text{pan}}^{0,80}$) im Bereich von $\theta \in [0^\circ, 80^\circ]$ zum Einsatz. Die Startwerte werden aus den Resultaten der zuvor durchgeführten 16-fach iterierten Bayesischen Rekonstruktion¹⁹ (16bay) bezogen. Damit ist gewährleistet, dass die Spursuche in der richtigen Hemisphäre begonnen wird.

Ereignis-Selektion

Es kommen drei Selektionskriterien zum Einsatz:

- **Likelihood-Differenz**²⁰ $L_{\text{diff}}(1_{\text{pan}}^{0,80}, 16\text{pan})$: Falls der zenitwinkelbeschränkte Fit ($1_{\text{pan}}^{0,80}$) eine Spur im Bereich $\theta \in [0^\circ, 79^\circ]$ ermittelt hat, wird der entsprechende Likelihood-Wert mit demjenigen der Standard-Rekonstruktion (16pan) verglichen²¹, so dass gelten muss

$$L_{\text{diff}} = l_{1_{\text{pan}}^{0,80}} - l_{16\text{pan}} > 5 \quad . \quad (7.4)$$

- **Zenitwinkel** $\Theta_{16\text{pan}}$: Aufwärts laufende Spuren werden ausgewählt durch

$$\Theta_{16\text{pan}} > 90^\circ \quad . \quad (7.5)$$

- **Winkelauflösung** $\sigma_a(16\text{pan})$: Für die Abschätzung der Auflösung wird die in Abschnitt 4.5 eingeführte Flächenauflösung σ_a verwendet und gemäß

$$\sigma_a(16\text{pan}) < 6^\circ \quad (7.6)$$

als Selektionskriterium eingesetzt.

¹⁹Siehe Abschnitt 4.4.3.3.

²⁰Im Folgenden wird diese im eigentlichen Sinn nicht korrekte Bezeichnung verwendet; tatsächlich handelt es sich um die Differenz der negativen Logarithmen der jeweils maximalen Likelihood.

²¹In einem untergrundangereicherten Datensatz kann das Verhältnis der gefundenen Minima stark variieren, wobei es durchaus vorkommen kann, dass das „falsche“ Minimum tiefer liegt als das der tatsächlichen Spur entsprechende.

7. Verbesserte Datenanalyse

	ϵ_{Daten}		ϵ_{atmo}		ϵ_{E-2}	
Stufe-2	100		100		100	
	A	B	A	B	A	B
$L_{\text{diff}} > 5$	77.1	22.9	59.8	40.2	47.5	52.5
$\Theta_{16\text{pan}} > 90^\circ$	7.2	-	50.3	-	38.0	-
$\sigma_a(16\text{pan}) < 6^\circ$	6.6	7.4	49.9	25.3	37.8	35.0
	2.9	2.1	48.0	21.2	35.2	31.7
Stufe-3	5.0		69.2		66.9	

Tabelle 7.3.: Die Stufe-3 Durchlassraten bezogen auf Stufe-2 in [%] für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische bzw. extraterrestrische Neutrinoereignisse. Die Werte sind für Ereignisklasse A (Ereignisse mit Likelihoodminima in beiden Hemisphären) und Klasse B (Minimum nur in oberer Hemisphäre) angegeben. Die Schnitte beinhalten jeweils die zuvor in der Tabelle aufgeführten Selektionen. Die letzte Zeile gibt die Durchlassraten nach allen Schnitten für die Kombination beider Klassen an.

Die Selektion mittels der Likelihood-Differenz kann also nur für Ereignisse angewandt werden, für welche eine Spur sowohl in der unteren, als auch in der oberen Hemisphäre gefunden wird (siehe Abbildung 7.10). Die Gesamtheit dieser Ereignisse wird im Folgenden als *Klasse A* bezeichnet. Ereignisse, für welche nur für den Winkelbereich $\Theta > 90^\circ$ eine Spur gefunden wird (siehe Abbildung 7.7), werden entsprechend *Klasse B* zugeordnet. In Tabelle 7.3 sind die Ereignisanteile an diesen Klassen und die Selektionsraten für die sukzessiv angewandten Schnitte innerhalb dieser Klassen, jeweils bezogen auf Stufe-2, angegeben. Es ist zu beachten, dass die zu Beginn des Kapitels gestellte Vorgabe, den Untergrund auf etwa 5% zu reduzieren, erfüllt ist. Allerdings fällt die Signalakzeptanz für Klasse B bei der geforderten Datenunterdrückung nicht sonderlich hoch aus. Der Grund hierfür ist, dass diese Klasse hauptsächlich aus Ereignissen aus dem Bereich des Horizontes gebildet wird. Wie schon an früherer Stelle erwähnt, ist die Behandlung horizontaler Ereignisse sehr schwierig und geht mit entsprechend großen Signalverlusten einher. In Abbildung 7.11 sind Verteilungen der für die Ereignis-Selektion relevanten Parameter und die applizierten Schnitte gezeigt.

7.4.2. Stufe-4: Hochauflösender Fit

Ziel dieser Stufe ist die Anwendung derjenigen Rekonstruktion, welche eine realitätsnähere Beschreibung der AMANDA-Ereignisse ermöglicht und die beste mit den verfügbaren Mitteln erreichbare Auflösung ergibt. Auf den Rekonstruktionsergebnissen aufbauend können Schnitte definiert werden, die geringe Signalverluste bei hinreichender Untergrundunterdrückung ermöglichen.

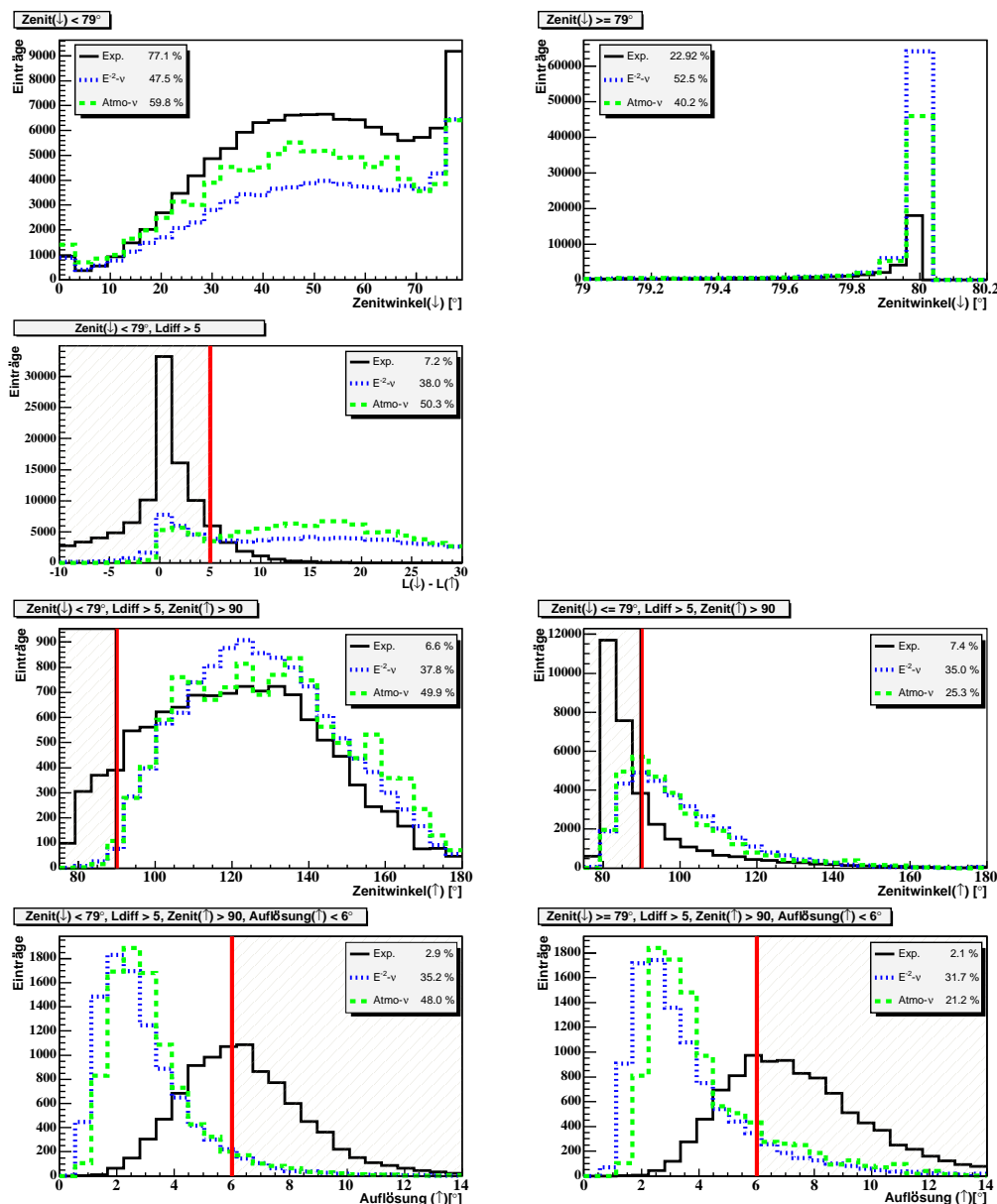


Abbildung 7.11.: Die Verteilungen der zur Selektion auf Stufe-3 benutzten Parameter. Mit (\uparrow) sind Parameter gekennzeichnet, die zur aufwärtslaufenden Spurhypothese (16pan) gehören. Die beiden oberen Bilder zeigen die Verteilung des Zenitwinkels der auf $\Theta < 80^\circ$ beschränkten Rekonstruktion (\downarrow). Aufgrund dieser Verteilung werden die Daten in zwei Klassen eingeteilt. Die linken Bilder zeigen Ereignisse der Klasse A (Likelihoodminima in beiden Hemisphären), die rechten Bilder zeigen Ereignisse der Klasse B (Minimum nur in oberer Hemisphäre). Die schraffierten Bereiche kennzeichnen die von der Selektion ausgeschlossenen Ereignisse. Die Histogramme sind jeweils auf die gleiche Ereigniszahl vor Anwendung des betrachteten Schnittes normiert.

Ereignis-Rekonstruktion

Die für diese Rekonstruktion eingesetzte Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion beruht auf der in Abschnitt 4.4.3.2 eingeführten Methode der Treffer- und Nichttrefferwahrscheinlichkeiten (P^{Tr} bzw. P^{kTr}). Es ist hierbei essenziell, dass die Sensitivitäten der defekten und unbrauchbaren optischen Module in Simulation und Datenrekonstruktion auf Null gesetzt werden²².

Als Startwert wird die auf Stufe-2 berechnete Spur (16pan) eingesetzt. Um ein sinnvolles Verhältnis zwischen Rechenaufwand und erreichbarer Auflösung zu ermitteln, wird zunächst die Anzahl der durchzuführenden Iterationen in einer Untersuchung bestimmt. Es stellt sich heraus, dass oberhalb eines Wertes von 10 Iterationen nur eine geringe Zunahme der Auflösung zu verzeichnen ist, diese Anzahl an Wiederholungen andererseits noch in einem vertretbaren Zeitrahmen zu bewerkstelligen ist²³. Der Einfachheit halber wird diese Rekonstruktion im Folgenden mit **10ptr** bezeichnet.

Zusätzlich wird auch für diese Spuren die jeweilige Winkelauflösung mittels der Paraboloidanpassung bestimmt.

Ereignis-Selektion

Die Stufe-4 Filterung beruht lediglich auf einfachen Schnitten bezüglich der Zenitwinkel der Pandelrekonstruktion (16pan) sowie der neu gewonnenen Spur (10ptr):

- **Zenitwinkel $\Theta_{10\text{ptr}}$** : Nur aufwärtslaufende Spuren werden ausgewählt durch

$$\Theta_{10\text{ptr}} > 90^\circ \quad . \quad (7.7)$$

- **Zenitwinkeldifferenz (10ptr,16pan)**: Die Spuren beider Rekonstruktionen müssen im gleichen Zenitwinkelbereich angesiedelt sein, so dass gilt

$$\Delta\Theta_{10\text{ptr},16\text{pan}} = |\Theta_{10\text{ptr}} - \Theta_{16\text{pan}}| < 20^\circ \quad . \quad (7.8)$$

Die Durchlassraten dieser aufeinander folgenden Schnitte sind in Tabelle 7.4 bezogen auf Stufe-3 eingetragen. Die relativ weichen Schnitte dieser Selektionsstufe halten die Signalverluste sehr gering und verwerfen etwa 70 % der experimentellen Daten.

7.4.3. Stufe-5: Ereignisklassen

Analog zu dem Vorgehen auf Stufe-3 werden zwei Ereignisklassen eingeführt, die auf einem zenitwinkelbeschränkten Spurfit basieren.

²²Diese Module entsprechen dem Trefferselektions-Kriterium ts1, siehe Abschnitt 4.4.1.

²³Die Prozessierung sämtlicher experimenteller und simulierter Daten benötigt auf einer Rechnerfarm mit über 120 Knoten etwa drei Wochen.

	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	ϵ_{E-2}
Stufe-3	100	100	100
$\Theta_{10\text{ptr}} > 90^\circ$	39.7	97.1	95.9
$\Delta\Theta_{10\text{ptr},16\text{pan}} < 20^\circ$	30.0	96.4	94.6

Tabelle 7.4.: Die Stufe-4 Durchlassraten in [%] für die experimentellen Daten, die Simulation atmosphärischer und extraterrestrischer Neutrinoereignisse beziehen sich auf Stufe-3. Die in der untersten Zeile angegebenen Durchlassraten beziehen sich auf die gleichzeitige Anwendung beider Schnitte.

Ereignis-Rekonstruktion

Unter Verwendung der Treffer- und Nichttrefferwahrscheinlichkeiten wird eine einfach durchgeführte Spurrekonstruktion ($1_{\text{ptr}}^{0,80}$) im Bereich von $\theta \in [0^\circ, 80^\circ]$ vorgenommen²⁴. Somit kann für die nach dem vorangegangenen Fit (10ptr) als aufwärtslaufend klassifizierten Ereignisse gezielt nach abwärtslaufenden Spurhypothesen gesucht werden.

Ereignis-Selektion

Lediglich die Wahrscheinlichkeiten der Spurhypothesen werden zur Selektion verwendet:

- **Likelihood-Differenz** $L_{\text{diff}}(1_{\text{ptr}}^{0,80}, 10\text{ptr})$: Falls mit ($1_{\text{ptr}}^{0,80}$) eine Spur im Bereich $\theta \in [0^\circ, 79^\circ]$ gefunden ist, wird der entsprechende Likelihood-Wert mit dem des vorangegangenen Fits (10ptr) verglichen, so dass gelten muss

$$L_{\text{diff}} = l_{1_{\text{ptr}}^{0,80}} - l_{10\text{ptr}} > 20 \quad . \quad (7.9)$$

Diese Selektion kann wiederum nur für Ereignisse angewandt werden, für welche in beiden Hemisphären Spuren gefunden sind. Somit wird wieder eine Einteilung in *Klasse A* (zwei Minima) und *Klasse B* (ein Minimum) vorgenommen. Tabelle 7.5 zeigt die Klassenanteile und Durchlassraten bezüglich Stufe-4. Die Ereigniseselektion ist bezüglich Klasse A sehr effektiv. Der Reduktion der Datenereignisse auf etwa 10 % stehen hohe Signalakzeptanzen von über 90 % gegenüber. Da der Hauptteil der experimentellen Ereignisse ($\sim 72\%$) jedoch in der nicht reduzierten Klasse B liegt, sind auch die Gesamtraten entsprechend hoch. Die folgenden Selektionsschritte dienen also der besseren Untergrundunterdrückung in Klasse B, die zum Großteil aus schlecht rekonstruierbaren horizontalen Ereignissen besteht.

²⁴Um die Spursuche in der richtigen Hemisphäre zu beginnen, werden die Startwerte aus der 16-fach iterierten Bayesischen Rekonstruktion (16bay) bezogen.

7. Verbesserte Datenanalyse

	ϵ_{Daten}		ϵ_{atmo}		ϵ_{E-2}	
Stufe -4	100		100		100	
	A	B	A	B	A	B
	27.9	72.1	26.0	74.0	17.3	82.7
$L_{\text{diff}} > 20$	3.0	-	23.6	-	16.2	-
Stufe -5	75.1		97.6		98.9	

Tabelle 7.5.: Die Stufe-5 Durchlassraten bezogen auf Stufe-4 in [%] für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische bzw. extraterrestrische Neutrinoereignisse. Die Werte sind für Ereignissklasse A (Ereignisse mit Likelihoodminima in beiden Hemisphären) und Klasse B (Minimum nur in oberer Hemisphäre) angegeben. Die Schnitte beinhalten jeweils die zuvor in der Tabelle aufgeführten Selektionen. Die letzte Zeile gibt die Durchlassraten nach allen Schnitten für die Kombination beider Klassen an.

7.4.4. Stufe-6: Jams

Auf dieser Stufe wird die abschließende der innerhalb dieser Analyse verwendeten Rekonstruktionsmethoden durchgeführt. Es folgt ein Satz von Selektionen, die jeweils zenitwinkelabhängig auf eine Mindesteffizienz abgestimmt sind. Mit diesen Schnitten gelingt es, die Anzahl verbleibender Datenereignisse von ca. $6.9 \cdot 10^4$ auf $1.1 \cdot 10^4$ zu reduzieren.

Ereignis-Rekonstruktion

Als abschließende Methode zur Spurrekonstruktion kommt der Mustererkennungs-Algorithmus *Jams* [S⁺03] zum Einsatz. Es handelt sich hierbei um eine Weiterentwicklung des in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Verfahrens *Direct Walk* mit einer im Vergleich zu diesem weit besseren Spurauflösung. Das Prinzip der Mustererkennung ist ein gänzlich anderes als dasjenige der bisherigen Likelihood-Methoden. Daher ist es mit den Ergebnissen von *Jams* möglich, eine bisher nicht berücksichtigte Klasse von Untergründereignissen zu identifizieren.

Ereignis-Selektion

Auch auf dieser Stufe kommen nur leicht zugängliche Selektionsparameter zum Einsatz. Die dafür in Frage kommenden Größen sind wiederum Likelihood- oder Winkeldifferenzen der verschiedenen Rekonstruktionen. Für die Auswahl und Anpassung der Schnitte werden zunächst die vielversprechendsten Selektionsparameter ausgewählt:

- **Likelihood-Differenz** $L_{\text{diff}}(\mathbf{1}_{\text{pan}}^{0,80}, \mathbf{16pan})$
- **Differenz im räumlichen Winkel**²⁵ $\Psi_{\mathbf{16pan}, \mathbf{10ptr}}$
- **Differenz im räumlichen Winkel** $\Psi_{\mathbf{jams}, \mathbf{10ptr}}$

Ihre Auswirkungen auf die verschiedenen Zenitwinkelbereiche werden getestet, indem die Selektionsraten für jeweils 10° breite Zenitwinkelbänder bestimmt werden. Die endgültigen Positionen der Schnittparameter werden unter der Vorgabe einer Mindesteffizienz von 95 % für die Selektion simulierter atmosphärischer Neutrinos optimiert. Es zeigt sich, dass die Winkeldifferenz-Schnitte über den gesamten Zenitwinkelbereich relativ konstant sind. Die Einführung einer Winkelabhängigkeit ist lediglich für die Selektion mittels der Likelihood-Differenz notwendig. Diese kann aber als stetige Funktion formuliert werden, die Einführung stufenförmiger Schnitte ist somit in keinem der Fälle erforderlich. In Abbildung 7.12 sind für jeden der drei Selektionsparameter zenitwinkelabhängig jeweils dessen Position sowie die entsprechenden Durchlassraten dargestellt. Zusätzlich ist der letztlich gewählte Schnitt als Linie eingetragen.

Mit der Forderung, dass die Ereignisfilter jeweils etwa 95 % der atmosphärischen Neutrinos akzeptieren, ergeben sich folgende Selektionskriterien:

- $L_{\text{diff}}(\mathbf{1}_{\text{pan}}^{0,80}, \mathbf{16pan}) > L_0(\Theta) = 0.10 \cdot \Theta - 3.06$
- $\Psi_{\mathbf{16pan}, \mathbf{10ptr}} < 11$
- $\Psi_{\mathbf{jams}, \mathbf{10ptr}} < 30$

Mit diesen bestimmen sich die Durchlassraten zu den in Tabelle 7.3 eingetragenen Werten. Insgesamt passieren etwa 16 % der experimentellen und über 80 % der simulierten Ereignisse die drei Selektionsschnitte. Die nach diesen Schnitten verbleibenden Daten sind für Zenitwinkel $\Theta_{\mathbf{10ptr}} > 110^\circ$ weitgehend untergrundfrei. Der wie schon erwähnt schwieriger zu behandelnde Bereich in der Nähe des Horizontes ist hingegen nach wie vor von Untergrundereignissen dominiert. Dies ist in Abbildung 7.13 anhand der Verteilung der mit der Paraboloidanpassung bestimmten Spurwinkelauflösung²⁶ verdeutlicht. Die Behandlung der horizontalen Ereignisse wird Aufgabe der nächsten Filterstufe sein.

7.4.5. Stufe-7: Vertikale Strukturen

Wie schon aus Messungen zu den Absorptionskoeffizienten (siehe Abschnitt 3.2) bekannt ist, befinden sich innerhalb des Detektoreises mehrere vertikale Schichten, die im Vergleich zu den restlichen Bereichen deutliche Abweichungen in ihrem optischen

²⁵Der räumliche Winkel zwischen zwei Spuren verschiedener Rekonstruktionen ist durch $\cos \psi_{12} = \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cdot \cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2$ gegeben.

²⁶Es ist zu beachten, dass diese Auflösung für simulierte Ereignisse überschätzt und daher mit einem Korrekturfaktor von 1.1 versehen ist.

7. Verbesserte Datenanalyse

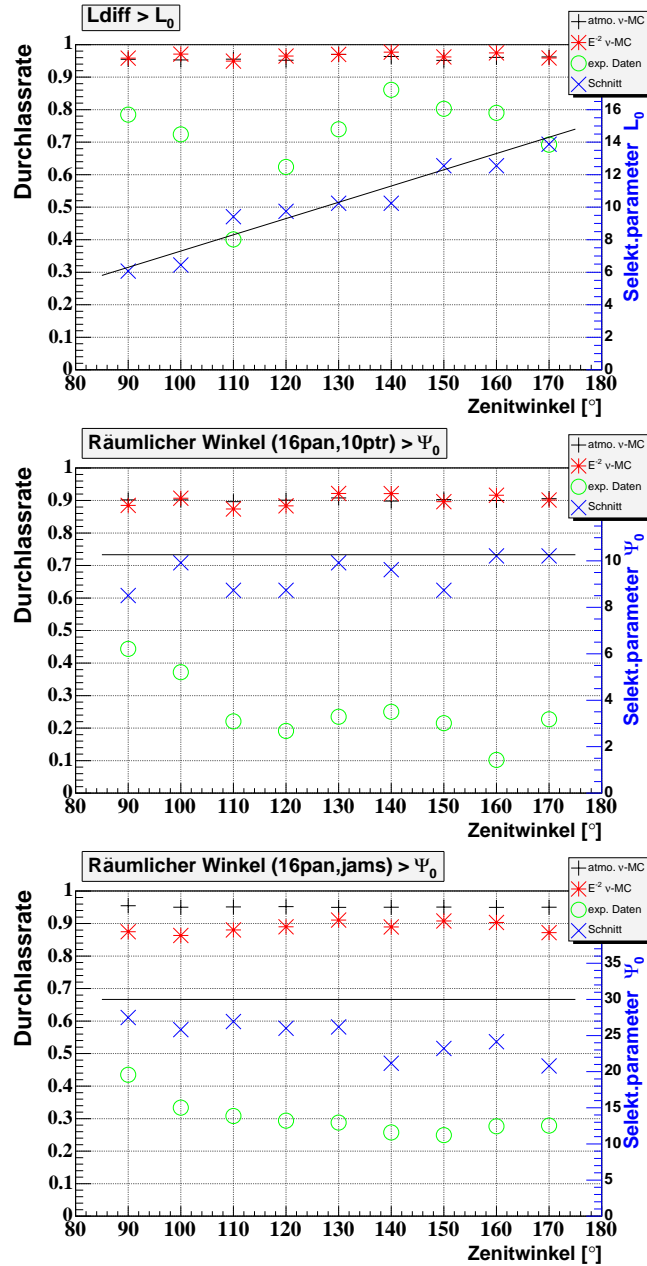


Abbildung 7.12.: Die Stufe-6 Selektionsparameter mit den zugehörigen Durchlassraten, aufgetragen gegen den Zenitwinkel in Bins von jeweils 10° Breite. Die linke Achse bezieht sich auf die Durchlassrate für experimentelle Daten (Kreise), atmosphärische Neutrinos (Kreuze) und E^{-2} -Neutrinos (Doppelkreuze). Die rechte Achse entspricht dem jeweiligen Selektionsparameter (verkippte Kreuze). Die Lage der Schnitte ist durch die Bedingung, dass etwa 95 % der atmosphärischen Neutrinos die Selektion passieren müssen, festgelegt.

	ϵ_{Daten}		ϵ_{atmo}		ϵ_{E-2}	
Stufe-5	100		100		100	
	A	B	A	B	A	B
$L_{\text{diff}} > L_0(\Theta)$	49.0	51.0	68.3	31.7	53.9	46.1
$\Psi_{16\text{pan},10\text{ptr}} < 11$	27.4	-	64.8	-	51.2	-
$\Psi_{\text{jams},10\text{ptr}} < 30$	9.7	17.9	60.7	28.6	47.7	40.6
	5.3	10.7	59.8	27.8	45.5	37.0
Stufe-6	16.0		87.6		82.5	

Tabelle 7.6.: Die Stufe-6 Durchlassraten bezogen auf Stufe-5 in [%] für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische bzw. extraterrestrische Neutrinoereignisse. Die Werte sind für Ereignisklasse A (Ereignisse mit Likelihoodminima in beiden Hemisphären) und Klasse B (Minimum nur in oberer Hemisphäre) angegeben. Die Schnitte beinhalten jeweils die zuvor in der Tabelle aufgeführten Selektionen. Die letzte Zeile gibt die Durchlassraten nach allen Schnitten für die Kombination beider Klassen an. Es ist zu beachten, dass sich die Likelihood-Differenz auf die schon für Stufe-3 verwendete Standard-Rekonstruktion bezieht.

Verhalten aufweisen. In den experimentellen Daten zeigen sich diese Schichten als Anhäufungen sogenannter *Ereignisschwerpunkte*²⁷ in den Gebieten geringer Streuung. Unter dem Schwerpunkt eines Ereignisses versteht man den über alle (verwendeten) Treffer gebildeten Mittelwert der Ortskoordinaten \vec{r}_i gemäß

$$\vec{r}_{\text{cog}} \approx \frac{\sum_i A_i^w \cdot \vec{r}_i}{\sum_i A_i^w} \quad , \quad (7.10)$$

wobei A_i^w eine optionale Gewichtung²⁸ bezeichnet. In den Verteilungen der x- und y-Koordinaten der Ereignisschwerpunkte spiegelt sich die Anordnung der Strings wider, die Strukturen in der Verteilung der z-Koordinaten zeigen die erwähnten Korrelationen mit der Tiefenschichtung des Eises (siehe Abbildung 7.14).

Da die vertikalen Schichten nur grob simuliert werden und der Algorithmus zum Lichttransport die Staublagen nur teilweise berücksichtigen kann, ist es erforderlich, die experimentellen Ereignisse in den Strukturen zu entfernen. Dies geschieht unter der durch die Monte-Carlo Simulation gestützten Annahme, dass der Effekt durch Fehlrekonstruktionen von atmosphärischen Myonen auftritt, nicht aber bei den Signalereignissen.

²⁷Im Englischen wird dieser Parameter in Anlehnung an die klassische Mechanik mit *Center of Gravity* (COG) bezeichnet.

²⁸Das Standardprogramm sieht die Verwendung des ADC-Wertes zur Gewichtung vor, üblicherweise wird aber auf eine solche verzichtet.

7. Verbesserte Datenanalyse

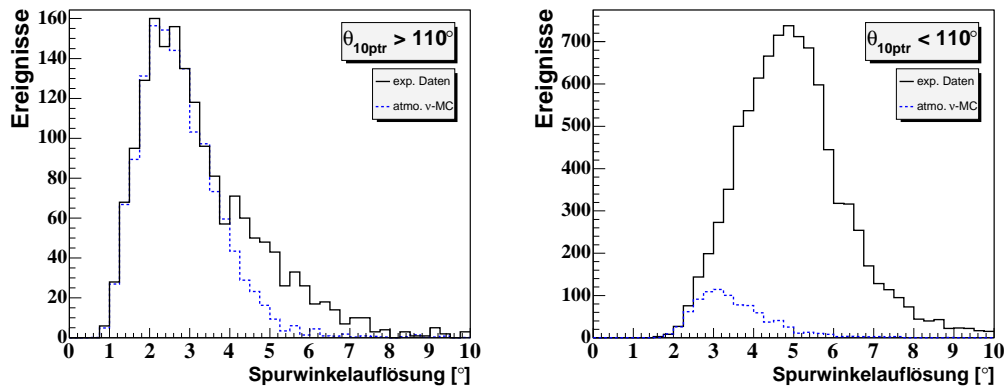


Abbildung 7.13.: Die Verteilung der mit der Paraboloidanpassung bestimmten Spurwinkelauflösung für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische Neutrinoereignisse. Die Daten sind für Zenitwinkel $\Theta_{10\text{ptr}} > 110^\circ$ (links) annähernd untergrundfrei, für $\Theta_{10\text{ptr}} < 110^\circ$ (rechts) sind sie weiterhin von Untergrundeignissen dominiert. Die Auflösung für simulierte Ereignisse ist überschätzt und daher in dieser Abbildung und für folgende Anwendungen durch einen Faktor 1.1 angepasst.

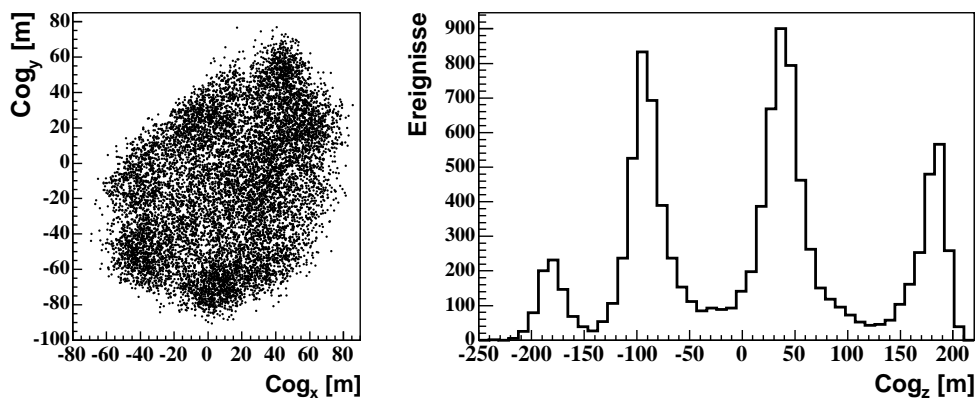


Abbildung 7.14.: Die Ereignisschwerpunkte spiegeln in der Projektion auf die xy-Ebene (links) die Anordnung der Strings wider. In z-Richtung sind mehrere Bereiche zu erkennen, in denen eine Anhäufung von Ereignissen auftritt. Dies korreliert mit den aus der Tiefenschichtung des Detektoreises bekannten Zonen geringer Streuung.

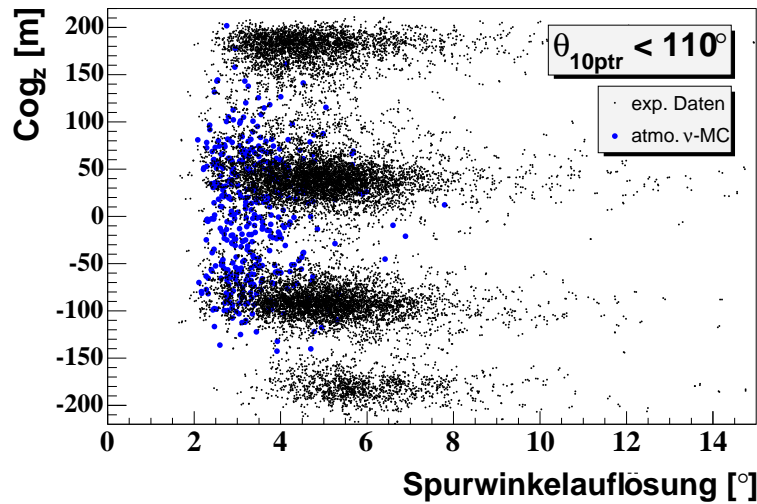


Abbildung 7.15.: Die Verteilung der z-Komponente (bezogen auf den Detektormittelpunkt) der Ereignisschwerpunkte in Abhängigkeit der Spurauflösung. Für die experimentellen Daten sind die bekannten tiefenabhängigen Bereiche mit Ereignisanhäufungen zu erkennen. Die Auflösungen dieser Ereignisse liegen typischerweise im Bereich zwischen 3° und 6° .

Ereignis-Selektion

Als sehr effektive und effiziente Methode zur Behandlung des Untergrundes im Bereich horizontaler Spuren erweist sich die Ausnutzung der Korrelation zwischen der Spurauflösung $\sigma_a^\epsilon(10\text{ptr})$ und der z-Komponente der Ereignisschwerpunkte COG_z . Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 7.15 für Spuren mit $\Theta_{10\text{ptr}} < 110^\circ$ gezeigt. Mit einem zweidimensionalen Schnitt ist es nun möglich, diese Bereiche hoher Untergrundanteile ohne große Signalverluste zu bereinigen. Dies ist auf elegante Weise zu bewerkstelligen, indem alle in einer der betroffenen COG_z -Zonen liegenden Ereignisse zu Null hin verschoben werden. Die Verschiebung erfolgt jeweils entsprechend der relativen Lage zu den Maximalwerten der auffälligen Bereiche bei $COG_z^1 = -180\text{ m}$, $COG_z^2 = -93\text{ m}$, $COG_z^3 = 39\text{ m}$ und $COG_z^4 = 183\text{ m}$. Die zusammengefassten Ereignisse bilden in der zweidimensionalen Darstellung die Form einer Ellipse ab und sind nun mittels einer gemeinsamen Selektionsbedingung, die zusätzlich eine generelle Mindestauflösung $\sigma_a^\epsilon(10\text{ptr})$ fordert, abgrenzbar. Die Selektionskriterien sind in Abbildung 7.16 zusammen mit einer Darstellung der nach ihrer Anwendung verbleibenden Ereignisse verbildlicht. In Ergänzung zu der zweidimensionalen Selektionsbedingung dient der mit *Jams* rekonstruierte Zenitwinkel Θ_{Jams} der Ereignisauswahl. Die optimale Lage der Schnittparameter wird aus dem in Abschnitt 7.5.1 beschriebenen Normierungsverfahren bestimmt und an dieser Stelle lediglich wiedergegeben:

7. Verbesserte Datenanalyse

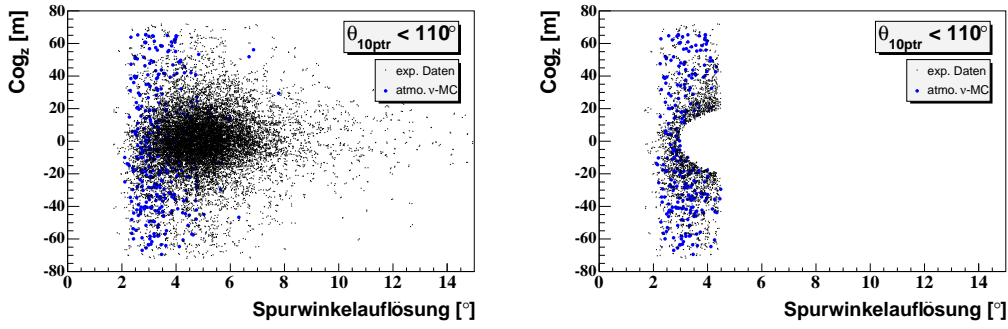


Abbildung 7.16.: Die Selektionskriterien in der $COG_z - \sigma_a^\epsilon(10\text{ptr})$ -Ebene. Alle Ereignisse, die in einer der angereicherten COG_z -Zonen liegen, sind zu Null hin verschoben und können durch eine Ellipsenanpassung abgegrenzt werden. Außerdem ist für alle Ereignisse eine Mindestauflösung von $\sigma_a^\epsilon(10\text{ptr}) = 4.4^\circ$ gefordert. In der rechten Darstellung sind die nach der Selektion verbleibenden experimentellen und simulierten Daten zu sehen.

	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	ϵ_{E-2}
Stufe-6	100	100	100
Ellipse ($COG_z, \sigma_a^\epsilon(10\text{ptr})$)	44.7	91.7	92.7
$\sigma_a^\epsilon(10\text{ptr}) < 4.4^\circ$	23.5	83.9	86.5
$\Theta_{\text{Jams}} > 93^\circ$	18.8	78.2	80.4

Tabelle 7.7.: Die Stufe-7 Durchlassraten bezogen auf Stufe-6 in [%] für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische bzw. extraterrestrische Neutrinoereignisse. Nachfolgende Schnitte beinhalten jeweils die vorhergehenden.

- Spurauflösung $\sigma_a^\epsilon(10\text{ptr}) < 4.4^\circ$
- Ellipsenparameter²⁹: $x_h = 2.072$, $y_h = 20.072$, $x_0 = 5$, $y_0 = 0$
- Zenitwinkel $\Theta_{\text{Jams}} > 93^\circ$

Nach Anwendung dieser Schnitte verbleiben 2021 der experimentellen Ereignisse gegenüber 1802 atmosphärischen Neutrinoereignissen. Oberhalb von etwa 110° kann das Datenensemble als weitgehend untergrundfrei betrachtet werden. Die Durchlassraten der Stufe-7 Filterung sind in Tabelle 7.7 zusammengestellt.

²⁹Es sind (x_h, y_h) die Halbachsen und (x_0, y_0) die Mittelpunktskordinaten der Ellipse in Einheiten der Spurauflösung $\sigma_a^\epsilon(10\text{ptr})$ bzw. der Ereignisschwerpunkte COG_z .

	N_{Daten}	ϵ_{Daten}	ϵ_{atmo}	ϵ_{E-2}
Stufe-2	$6.05 \cdot 10^6$	100	100	100
Stufe-3	$3.06 \cdot 10^5$	5.06	69.21	66.95
Stufe-4	$9.16 \cdot 10^4$	1.52	66.69	63.30
Stufe-5	$6.88 \cdot 10^4$	1.14	65.07	59.85
Stufe-6	$1.08 \cdot 10^4$	0.18	56.99	49.39
Stufe-7	2021	0.03	44.57	39.71

Tabelle 7.8.: Ereigniszahlen und Durchlassraten in [%] für sämtliche Stufen der verbesserten Analyse. Nachfolgende Schnitte beinhalten jeweils alle vorgegangenen. Die Durchlassraten für die experimentellen Daten und für die Simulation atmosphärischer bzw. extraterrestrischer Neutrinos beziehen sich auf Stufe-2 der Analyse.

7.4.6. Zusammenfassung

Die Betrachtung der Zenitwinkelabhängigkeit der Selektionsstufen bestätigt die Tatsache, dass die Neutrino Selektion besonders für Bereiche nahe des Horizontes problematisch bleibt. Obwohl in diesen Bereichen beispielsweise durch Einführung der Ereignisklassen auf Stufe-3 und Stufe-5 der Analyse im Vergleich zur Standardanalyse an Signalakzeptanz gewonnen wurde, fällt hier die Effizienz auf bis zu unter 20% ab. Insbesondere die Stufen 3, 4 und 7 sind für die in diesen Regionen notwendigen Einschnitte zur Reduktion des dort stark dominierenden Untergrundes verantwortlich. Für Zenitwinkel oberhalb von 120° ist die Selektion hingegen sehr viel unkritischer und erlaubt Effizienzen von bis zu über 70%. In Abbildung 7.17 sind die Durchlassraten der verschiedenen Analysestufen bezüglich Stufe-2 dargestellt.

Die in Abbildung 7.18 gezeigte Energieabhängigkeit der Signaleffizienz bestätigt den Bereich von $E_\nu \sim 1 \text{ TeV}$ als denjenigen, der für den Nachweis extraterrestrischer Neutrinos bevorzugt ist. Für atmosphärische Neutrinos ist der Bereich optimaler Energien zu kleineren Werten hin verschoben. In Anhang C finden sich entsprechende Abbildungen, in denen die Raten auf die jeweils vorangehende Stufe bezogen sind. Mit Hilfe der vorgestellten Selektionsstufen werden 2021 Ereignisse aus den experimentellen Daten selektiert. Sämtliche zur Anwendung kommenden Schnitte sind bis auf eine Ausnahme³⁰ zenitwinkelunabhängig und basieren auf anschaulichen, leicht zugänglichen Parametern.

Die Durchlassraten der verschiedenen Selektionsschritte sind bezüglich Stufe-2 gemeinsam mit den jeweiligen Ereigniszahlen der experimentellen Daten in Tabelle 7.8 zusammengefasst.

³⁰In diesem Fall ist der Schnitt als stetige Funktion des Zenitwinkels beschreibbar.

7. Verbesserte Datenanalyse

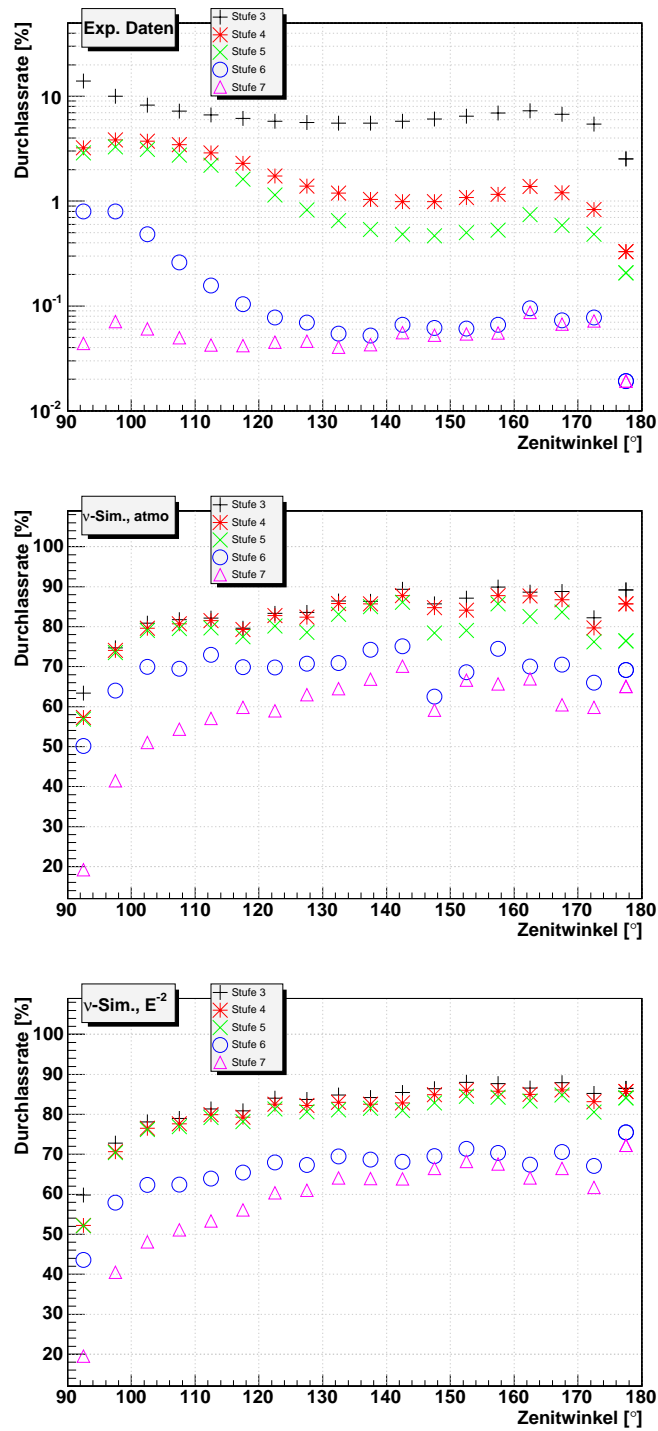


Abbildung 7.17.: Winkelabhängigkeit der Selektionsraten der verschiedenen Stufen bzgl. Stufe-2 der Analyse für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische bzw. einem E^{-2} -Spektrum folgende Neutrinos.

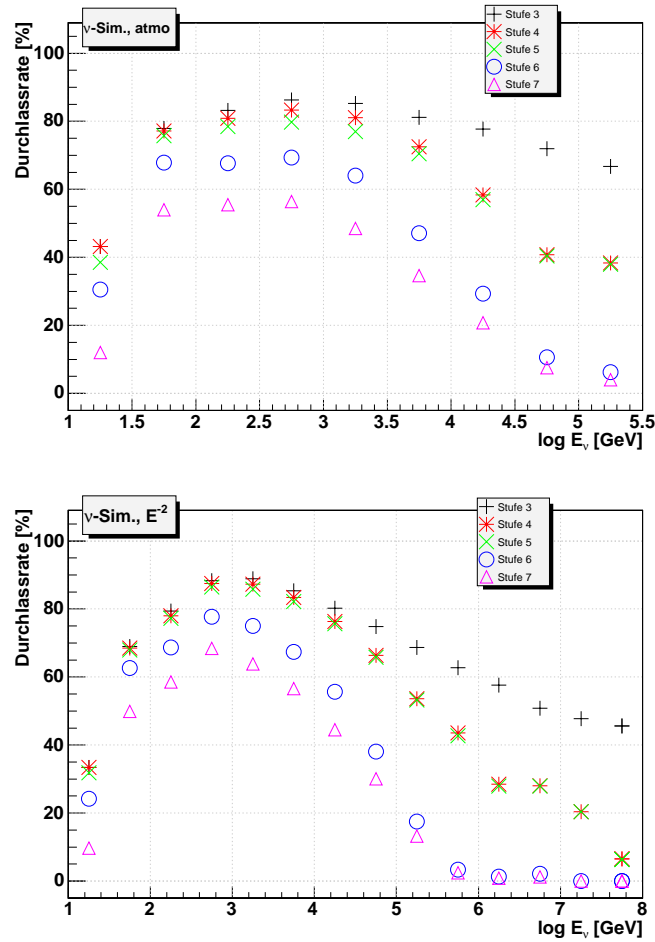


Abbildung 7.18.: Energieabhängigkeit der Selektionsraten der verschiedenen Stufen bezüglich Stufe-2 der Analyse für simulierte atmosphärische und einem E^{-2} -Spektrum folgende Neutrinos.

7. Verbesserte Datenanalyse

Durch die Einführung der neuen Selektions- und Rekonstruktionsmethoden konnte die Selektionseffizienz entscheidend gegenüber der Standardanalyse verbessert werden. Die wichtigsten Ergebnisse, relativ zu Stufe-2 der Selektion, sind:

- vierfach höhere Selektionseffizienz (11 % \rightarrow 45 %) für atmosphärische Neutrinos, untergrundfrei oberhalb von 120°
- nahezu 50%ige Verbesserung der Selektionseffizienz (28% \rightarrow 40%) für Neutrinos mit E^{-2} -Energiespektrum
- Selektionseffizienz von mehr als 60% für Zenitwinkel $\Theta > 120^\circ$.

7.5. Resultate zur Punktquellensuche

In den folgenden Abschnitten werden physikalische Ergebnisse vorgestellt, die mit der verbesserten Selektion der Daten des Jahres 2002 erzielt wurden. Zur Einschätzung ihrer Qualität sind Vergleiche mit den Resultaten der Standardanalyse ange stellt.

7.5.1. Normierung der Simulationsdaten

In Analogie zu dem Vorgehen in Abschnitt 6.4.1 wird das Verhältnis der Ereigniszahl simulierter atmosphärischer Neutrinos zu der Anzahl experimenteller Ereignisse bestimmt. Die sich daraus ergebende Konstante wird für die Normierung der Simulationsdaten in der Punktquellenanalyse benutzt. Die Methode zur Bestimmung der Normierungskonstanten ist in Abbildung 7.19 mit den gefundenen Resultaten dargestellt. Die aus den Anpassungen bestimmten Normierungskonstanten der verschiedenen Analysen für das Jahr 2002 sind in Tabelle 7.9 abzulesen.

7.5.2. Neutrिनokandidaten

Mit der verbesserten Analyse können gegenüber der Standardanalyse etwa viermal so viele atmosphärische Neutrinos selektiert werden. Dies ist für Zenitwinkel oberhalb von jeweils 90° , 95° und 110° in Tabelle 7.10 festgehalten. Ebenfalls dort eingetragen ist der auf die Standardanalyse bezogene Anteil der Ereignisse, die in beiden Datensätzen gefunden werden. Für Zenitwinkel oberhalb von 110° beträgt die Schnittmenge der beiden Ereignisselektionen etwa 72% (204 Ereignisse) bezüglich

Analyse	Standard	Verbessert
n_{norm}	1.05	1.01

Tabelle 7.9.: Die Normierungskonstanten der Standardanalyse und der verbesserten Analyse.

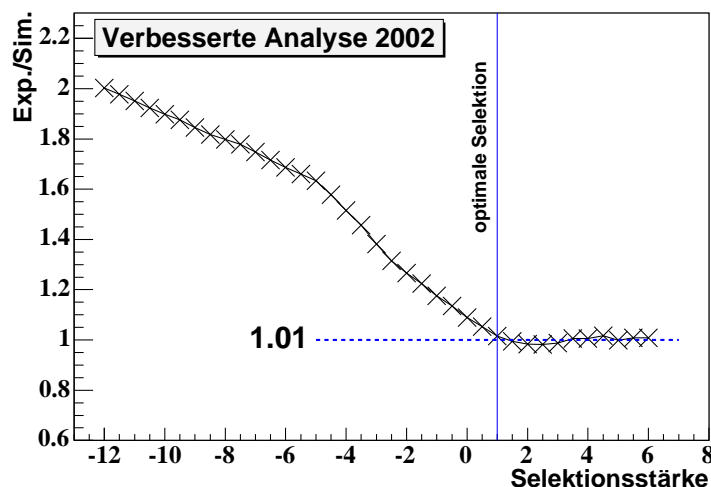


Abbildung 7.19.: Das Auffinden der Normierungskonstante für die Neutrinosimulation. Das Verhältnis zwischen der Anzahl an Ereignissen in den experimentellen Daten und der Anzahl simulierter atmosphärischer Neutrinos ist gegen den Stärkegrad der applizierten Schnitte aufgetragen. Ab einem bestimmten Stärkegrad stellt sich ein flacher Kurvenverlauf ein, was bedeutet, dass die experimentellen Daten für den betrachteten Zenitwinkelbereich $\Theta \in [95^\circ, 175^\circ]$ ab dieser Stärke der Schnitte quasi frei von Untergrundeignissen sind. Das derart gefundene Verhältnis stellt die Normierungskonstante dar.

der Standardanalyse. Dies bedeutet, dass die verbesserte Analyse einen Großteil der mit der Standardanalyse bestimmten Ereignisse ebenfalls als Neutrिनोकandidaten ermittelt. Die Standardselektion findet in diesem Winkelbereich nur 79 Ereignisse, die nicht mit den neuen Verfahren erkannt werden. Anders betrachtet ist die Anzahl von 990 Ereignissen, die mit der verbesserten, nicht aber mit der Standardanalyse gefunden sind, vergleichsweise sehr groß. Unter der Annahme, dass die Daten für diesen Winkelbereich als untergrundfrei zu betrachten sind, zeigt sich hier wiederum eine der Stärken der neuen Selektionsmethoden.

Die in Abbildung 7.20 gezeigte Zenitwinkelverteilung zeigt oberhalb von 100° eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Ereignissen. Wie auch schon für die Standardanalyse beobachtet, ist in den Bereichen bei 135° und 140° ein auffälliger, bisher nicht erklärbarer Überschuss an Simulationsereignissen zu finden.

7. Verbesserte Datenanalyse

Analyse	N_{Daten}	N_{atmo}	N_{Daten}	N_{atmo}	N_{Daten}	N_{atmo}
	$\Theta_{64\text{pan}} \in [90^\circ, 175^\circ]$		$\Theta_{64\text{pan}} \in [95^\circ, 175^\circ]$		$\Theta_{64\text{pan}} \in [110^\circ, 175^\circ]$	
Standard	459	437.3	429	416.4	283	312.0
Verbessert	2021	1792.8	1747	1704.0	1194	1238.0
Schnittmenge	63.4%		66.4%		72.1%	

Tabelle 7.10.: Anzahl der selektierten Neutrinoereignisse für verschiedene Zenitwinkelbereiche. Für die Standardanalyse und die verbesserte Analyse sind jeweils die experimentellen Daten mit den Simulationsdaten atmosphärischer Neutrinos verglichen. Mit Schnittmenge ist der Anteil von Ereignissen, die von beiden Analysen selektiert sind, bezeichnet. Er ist bezogen auf die mit der Standardanalyse ermittelte Anzahl an Ereignissen.

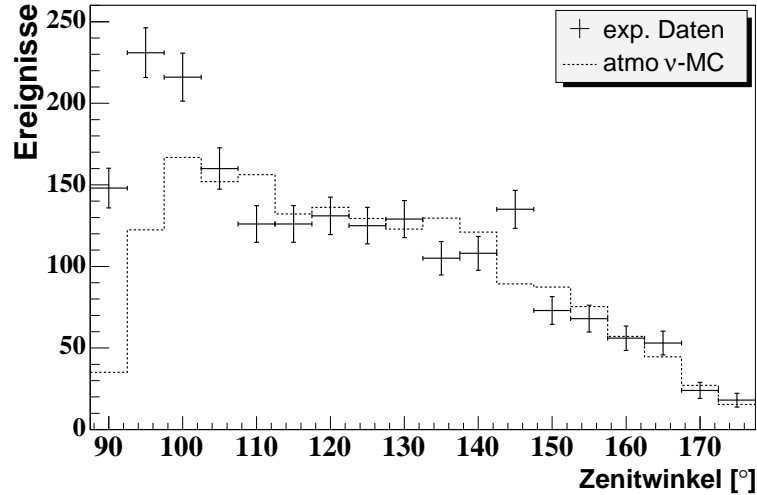


Abbildung 7.20.: Zenitwinkelverteilung der selektierten Ereignisse nach allen Schritten im Vergleich zur Simulation atmosphärischer Neutrinos.

7.5.3. Neutrino-effektive Fläche

Die in Abschnitt 4.8 beschriebenen und in Abschnitt 6.4.3 für die Standardanalyse angewandten Verfahren zur Bestimmung der effektiven Fläche A_{eff}^ν werden gleichermaßen für diese Analyse eingesetzt. Abbildung 7.21 stellt die für verschiedene Energiespektren erwarteten Zenitwinkelabhängigkeiten der Neutrino-effektiven Fläche beider Analysen gegenüber. Lediglich für horizontale Ereignisse, d. h. für $\Theta = 90^\circ$, kann die Standardanalyse einen Vorteil erzielen, da genau dieser Wert als Selektionsbedingung der verbesserten Analyse eingesetzt ist. In allen anderen Fällen

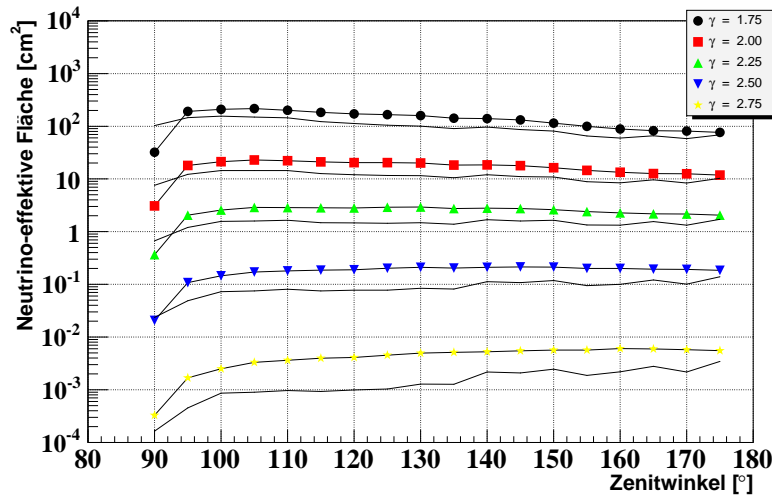


Abbildung 7.21.: Neutrino-effektive Fläche in Abhängigkeit des Zenitwinkels für verschiedene Neutrinospektren $E^{-\gamma}$ mit $\gamma \in [1.75, 2.75]$, gemittelt über den Energiebereich $E_\nu \in [10 \text{ GeV}, 10^8 \text{ GeV}]$. Zu jeder der mit Markierungspunkten versehenen Kurven der verbesserten Analyse ist die der Standardanalyse entsprechende Kurve ohne zusätzliche Markierungen eingetragen.

ergibt diese größere Werte für A_{eff}^ν . Bei der Betrachtung weicherer Spektren ($\gamma \gtrsim 2$) zeigt sich, dass die neuen Methoden weitaus besser zur Selektion von Neutrinos niedrigerer Energien geeignet sind. So ist beispielsweise für ein $E^{-2.75}$ -Spektrum eine bis zu vierfach größere effektive Fläche erreicht. Auffällig ist des Weiteren der glattere Kurvenverlauf gegenüber der Standardanalyse, was aus der Vermeidung stufenförmiger zenitwinkelabhängiger Schnittparameter resultiert.

Auch der Verlauf der effektiven Fläche in Abhängigkeit der Neutrinoenergie zeigt die erwarteten Eigenschaften (Abbildung 7.22). Für horizontale Ereignisse nimmt A_{eff}^ν über den gesamten Energiebereich zu, im Falle größerer Deklinationen ist bei höheren Energien eine Abnahme der effektiven Fläche zu beobachten³¹. Oberhalb von Energien $E_\nu \approx 300 \text{ TeV}$ wird eine effektive Teleskopfläche von 1 m^2 erreicht und sogar überschritten. Der in Abbildung 7.23 dargestellte Vergleich zur Standardanalyse bestätigt die schon erwähnte Verbesserung im Bereich niedriger Energien. Bei höheren Energien gleichen sich die effektiven Flächen der beiden Analysen einander an, nur für $\delta = 0^\circ$ ergibt die neue Analyse wegen der bereits erwähnten Ereignis Selektion kleinere Werte für A_{eff}^ν .

³¹Dies resultiert, wie schon besprochen, aus der mit der Energie zunehmenden Neutrinoabsorption in der Erde.

7. Verbesserte Datenanalyse

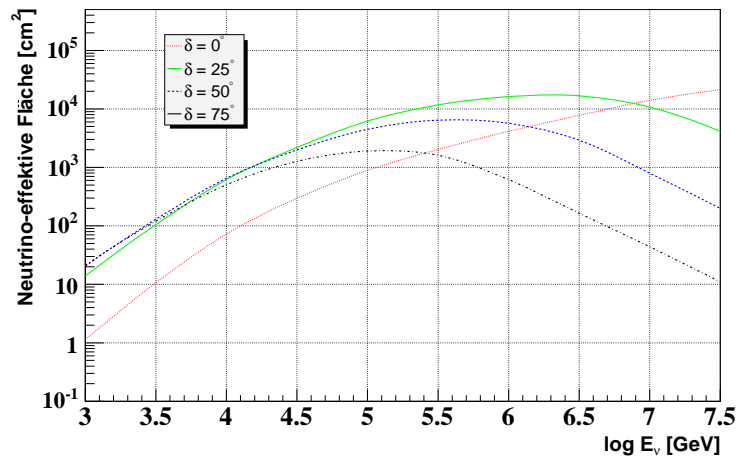


Abbildung 7.22.: Neutrino-effektive Fläche als Funktion der Neutrinoenergie für verschiedene Deklinationen.

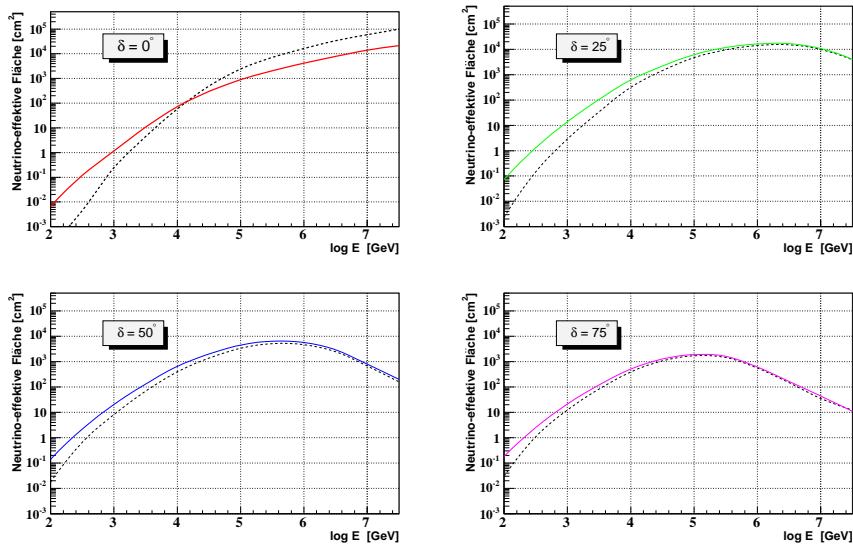


Abbildung 7.23.: Neutrino-effektive Fläche als Funktion der Neutrinoenergie im Vergleich von verbesserter (durchgezogene Linie) und Standardanalyse (gestrichelte Linie). Für alle betrachteten Deklinationen können gegenüber der Standardanalyse Verbesserungen im Bereich niedriger Energien erzielt werden.

7.5.4. Sensitivität

Analog dem Vorgehen aus Abschnitt 6.3 wird der Berechnung der Sensitivitäten zunächst ein E^{-2} -Verhalten des extraterrestrischen Signals zugrunde gelegt. Für feste Deklinationen in Schritten von 5° wird der Suchbin-Radius des betroffenen Deklinationsbandes derart angepasst, dass sich jeweils die bestmögliche Sensitivität ergibt. Da für den Suchbin-Radius eine Mindestgröße von 2.5° gefordert wird, ist ein Zenitband immer vollständig abgedeckt. Die Überschneidung benachbarter Suchbins kann zur Folge haben, dass das selbe Ereignis in die Berechnungen für verschiedene Deklinationen eingeht. Die mit dieser Analyse erreichbaren Sensitivitäten hängen von der Wahl weiterer Qualitätskriterien ab. Wird einzig der Suchbin-Radius angepasst, so kann eine geringe Verbesserung gegenüber der Standardanalyse (siehe Abschnitt 6.4.4) erreicht werden, allerdings nur für Deklinationen $\delta \in [10^\circ, 45^\circ]$. Außerhalb dieses Bereichs verschlechtert sich die Sensitivität geringfügig. Zu beachten ist hierbei, dass die neue Analyse optimiert wurde, um möglichst viele Neutrinos untergrundfrei zu selektieren. Besonderes Augenmerk ist hierbei auf den Bereich niedriger Energien gerichtet worden, was sich in der im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Zunahme der Neutrino-effektiven Fläche niederschlägt. Dies bedeutet, dass bei weicheren Spektren die Verbesserung der Sensitivität deutlicher ausfällt.

Aber auch für ein E^{-2} -Spektrum ist eine weitere Verbesserung der Sensitivität durch Hinzunahme zusätzlicher Selektionsparameter leicht zu erreichen. Als solche sind vorzugsweise „natürliche“ Größen wie beispielsweise die Spurwinkelauflösung σ_a^e oder die Myonenergie E_μ zu verwenden. Letztere ist im Rahmen dieser Analyse aus der Rekonstruktion mit Trefferwahrscheinlichkeiten (Abschnitt 4.4.3.2) zugänglich, allerdings stimmt die rekonstruierte Energie nicht mit der wahren überein (siehe Abbildung 7.24 links). Aus diesem Grund ist eine Korrekturfunktion konstruiert worden [Ahr04b], die den Verlauf der rekonstruierten an die generierte Energie angleicht (siehe Abbildung 7.24 rechts).

Unter Verwendung der Spurwinkelauflösung und der korrigierten Myonenergie als Qualitätsparameter können sowohl gegenüber der nur auf der Anpassung des Suchbin-Radius beruhenden Methode, als auch gegenüber der Methode der Standardanalyse bessere Sensitivitäten erreicht werden. Lediglich für den Bereich oberhalb von $\delta \sim 75^\circ$ kann keine Verbesserung erzielt werden. Die Anzahl der oberhalb des Horizontes befindlichen Ereignisse in den experimentellen Daten reduziert sich durch Anwendung der zusätzlichen Schnitte auf etwa 1200 und liegt somit immer noch weit über derjenigen der Standardanalyse. In Abbildung 7.25 sind die deklinationsabhängigen Sensitivitätskurven dargestellt, die sich mit bzw. ohne Anwendung der zusätzlichen Qualitätsselektionen für ein E^{-2} -Spektrum ergeben. Die Kurven sind dem Ergebnis der Standardanalyse gegenübergestellt.

Legt man der Energieabhängigkeit möglicher Neutrinoquellen ein weicheres Spektrum zugrunde, so sind, wie schon erwähnt, deutlichere Vorteile der verbesserten

7. Verbesserte Datenanalyse

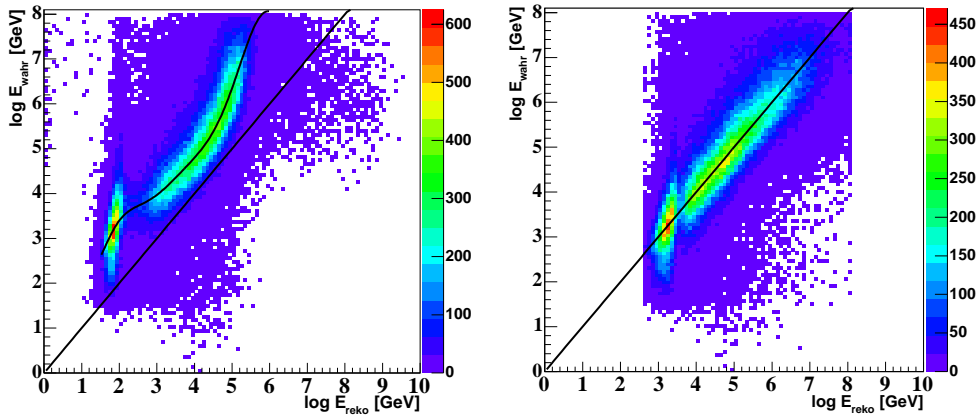


Abbildung 7.24.: Korrelation zwischen rekonstruierter und wahrer Myonenergie ohne (links) und mit (rechts) applizierter Korrekturfunktion.

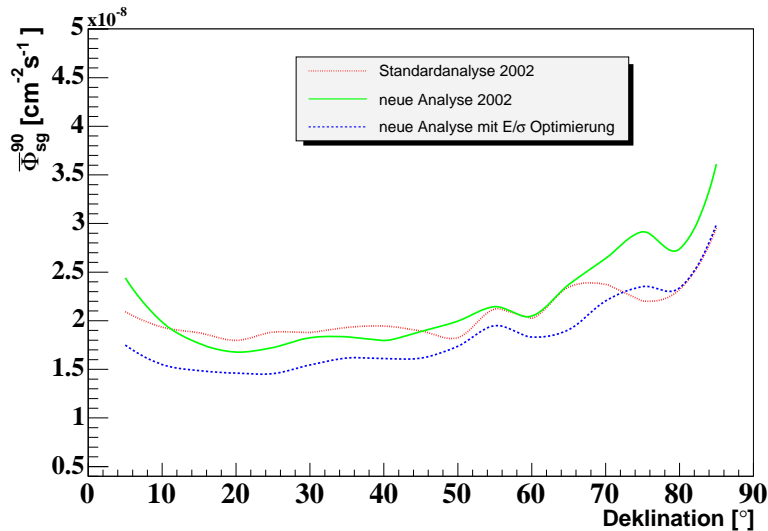


Abbildung 7.25.: Die Sensitivität $\bar{\Phi}_{sg}^{90}$ als Funktion der Deklination unter der Annahme eines E^{-2} -Spektrums. Es sind die Ergebnisse der verbesserten Analyse mit und ohne zusätzliche Qualitätsselektionen und der Standardanalyse vergleichend dargestellt.

Analyse bezüglich der Sensitivität zu erwarten. Dies bestätigt sich unter der Annahme eines E^{-3} -Spektrums, für welches sich die in Abbildung 7.26 gezeigten Sensitivitäten ergeben. Die neue Analyse ist über den gesamten Winkelbereich (mit Ausnahme von $\delta = 85^\circ$) sensitiver als die Standardanalyse.

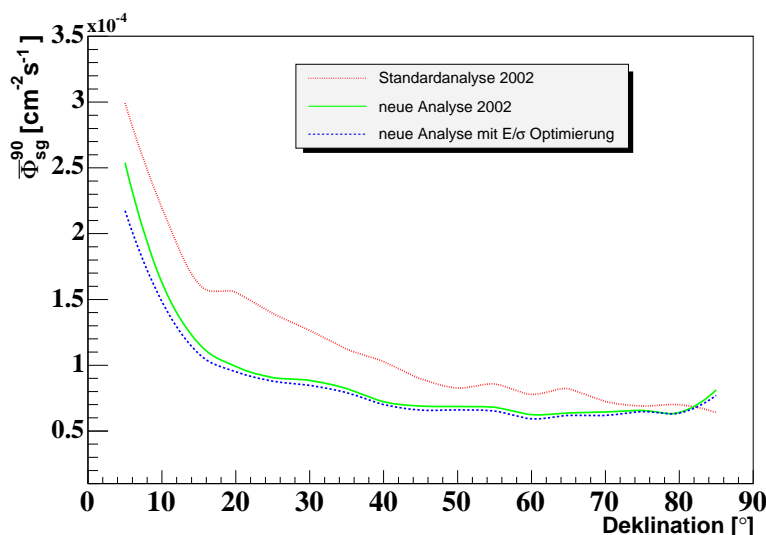


Abbildung 7.26.: Die Sensitivität $\bar{\Phi}_{sg}^{90}$ als Funktion der Deklination unter der Annahme eines E^{-3} -Spektrums. Es sind die Ergebnisse der verbesserten Analyse mit und ohne zusätzliche Qualitätsselektionen und der Standardanalyse vergleichend dargestellt.

7.5.5. Punktquellensuche

Das in Abschnitt 4.6.1 vorgestellte Likelihood-Verfahren zur Punktquellensuche ist bereits für die mit der Standardanalyse selektierten Ereignisse des Jahres 2002 zur Anwendung gekommen (siehe Abschnitt 6.4.5). Analog wird der mit dieser Analyse auf Stufe-7 gewonnene Datensatz als Grundlage für die Suche nach Punktquellen am gesamten Nordhimmel verwendet. Die entsprechenden Signifikanzen sind in Einheiten der gaußischen Standardabweichung zusammen mit den zugrunde liegenden Ereignissen auf einer Himmelskarte³² eingetragen (siehe Abbildung 7.27).

Die höchste gemessene Signifikanz ist $\zeta_{\max} = 3.81$ und liegt in einer auch durch ihre Größe besonders auffälligen, näher zu betrachtenden Region bei etwa $(10 \text{ h}, 6^\circ)$. Neben dieser werden drei weitere Regionen mit $\zeta \gtrsim 3$ ermittelt.

In Abschnitt 6.4.5 ist bereits auf die Bestimmung der statistisch zu erwartenden Signifikanzverteilung eingegangen und das Vorgehen des „Würfels“ der Ereigniszeit beschrieben. Die Verteilung der Signifikanzen oberhalb von $\zeta > 2$ ist für den derart veränderten Datensatz (Abbildung 7.28) derjenigen der ursprünglichen Daten (Abbildung 7.29) gegenübergestellt.

³²Die Darstellung ergibt sich wiederum aus der flächentreuen *Hammer-Aitoff* Projektion.

7. Verbesserte Datenanalyse

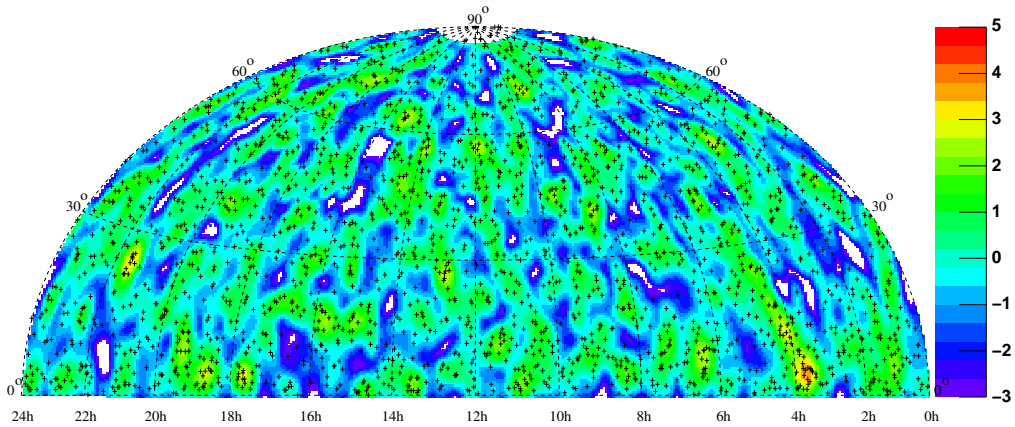


Abbildung 7.27.: Die Ereignisse und Signifikanzen für die Punktquellensuche am gesamten Nordhimmel angewandt auf die Selektion der verbesserten Analyse 2002.

Für den „gewürfelten“ Datensatz ergeben sich acht Bereiche mit $\zeta \gtrsim 3$, wobei der höchste Wert $\zeta_{\max} = 3.35$ beträgt. Dies ist mit den entsprechenden Werten der unveränderten Daten verträglich. Andererseits kann, wie ebenfalls in Abschnitt 6.4.5 beschrieben, der zu erwartende Maximalwert der Signifikanz in Abwesenheit einer Signalquelle aus der Anzahl effektiver Suchstellen N_{eff} abgeschätzt werden. Diese liegt für diese Analyse wegen der verbesserten Rekonstruktion und wegen des Schnittes auf die Spürwinkelauflösung höher als für die Standardanalyse. Dass daraus aber nur eine geringfügig höhere maximale Signifikanz im Bereich von $\zeta_{\max} \approx 3.3$ resultiert, ist in Anhang D.3 dargestellt.

Die genauere Studie der auffälligen Region höchster Signifikanz ergibt die Ereignis- und Signifikanzverteilung aus Abbildung 7.30. Der hohe Anteil von Ereignissen mit großen Fehlerellipsen und die für die Rekonstruktion problematische Nähe zum Horizont lässt darauf schließen, dass hier ein größerer Anteil an fehlrekonstruiertem Myonuntergrund einfließt. Der gleiche Bereich zeigt weder für die Standardanalyse 2002, noch für die Punktquellensuche mit den kombinierten Neutrino-kandidaten der Jahre 2000–2002 (siehe Anhang D.2) ähnliche Auffälligkeiten.

Die Region, in dessen Zentrum sich der Blazar Markarian 501 befindet, zeigt für die Punktquellensuche der Standardanalyse eine erhöhte Signifikanz (siehe Abbildung 6.12). Mit den Neutrino-kandidaten dieser Analyse ergibt sich in diesem Bereich keine überdurchschnittlich erhöhte Signifikanz (siehe Abbildung 7.31). Auch die Kombination der Jahre 2000–2002 kann hier keine Bestätigung einer Auffälligkeit erbringen (siehe Anhang D.2).

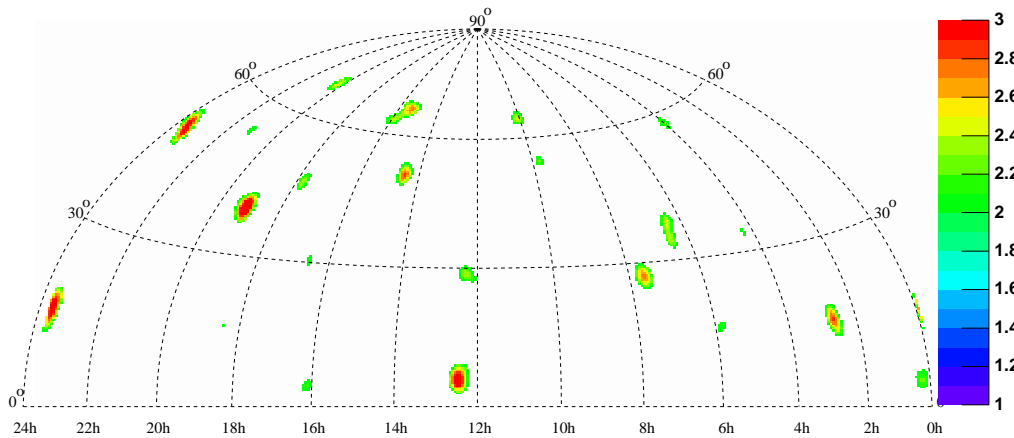


Abbildung 7.28.: Die Signifikanzen für die durch Auswürfeln der Ereigniszeit zufallsverteilten Ereignisse. Es sind nur Ereignisse oberhalb des Horizontes und Signifikanzen $\zeta > 2$ berücksichtigt.

Somit wird mit dieser verbesserten Analyse, wie auch schon für die Punktquellensuche mit der Standardanalyse, kein Hinweis auf eventuell vorhandene neutrinoemittierende Objekte erbracht.

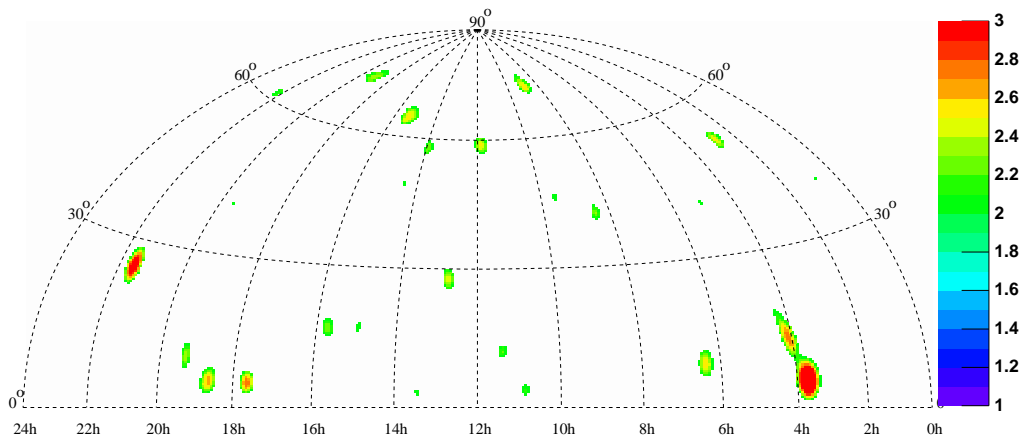


Abbildung 7.29.: Verteilung der Signifikanzen $\zeta > 2$ für den unveränderten Datensatz. Es sind nur Ereignisse oberhalb des Horizontes berücksichtigt.

7. Verbesserte Datenanalyse

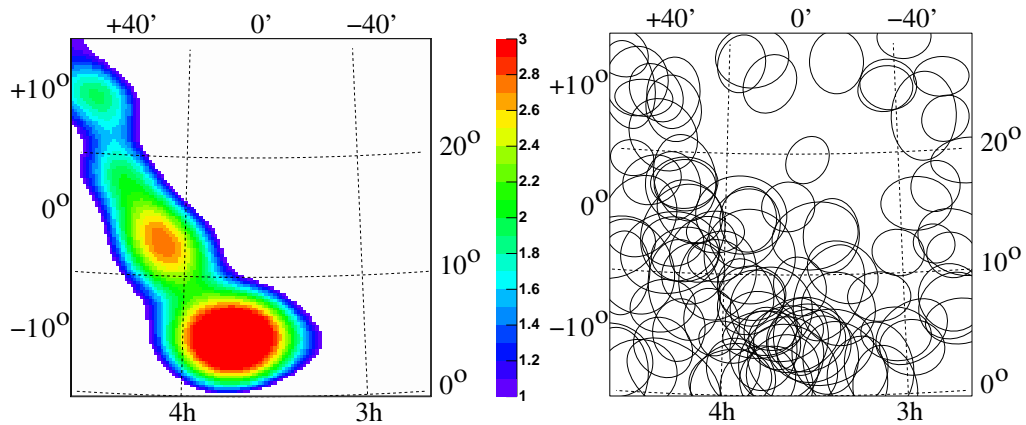


Abbildung 7.30.: Die auch durch ihre Größe auffällige Region höchster Signifikanz. **Links** ist die Signifikanzkontur dargestellt, **rechts** ist die Verteilung der zugrunde liegenden Ereignisse in Form ihrer Fehlerellipsen abgebildet.

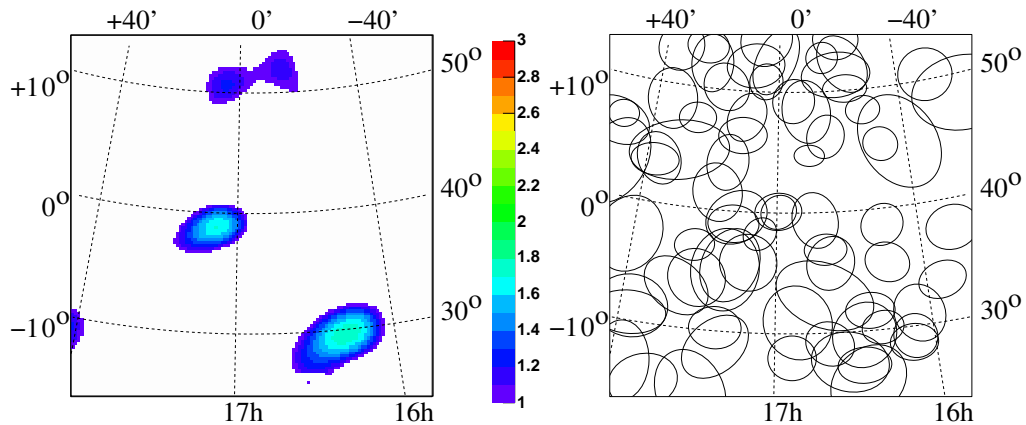


Abbildung 7.31.: Mit der verbesserten Analyse erzielte Ergebnisse für den Blazar Markarian 501. **Links** sind die Signifikanzkonturen dargestellt, **rechts** ist die Verteilung der zugrunde liegenden Ereignisse in Form ihrer Fehlerellipsen abgebildet.

7.6. Resultate zu atmosphärischen Neutrinos

In den vorangehenden Abschnitten ist dargelegt, dass die mit dieser Analyse erreichbare Akzeptanz für atmosphärische Neutrinos bisherige Analysen um das mehr als Vierfache übertrifft. Die damit verbundene hohe Anzahl an selektierten Neutrinoereignissen bietet beispielsweise die Möglichkeit, die Sensitivität für den Nachweis von Neutrino-Oszillationen mit dem AMANDA-Detektor zu untersuchen. Die Auswirkungen von $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Oszillationen auf das Zenitwinkelspektrum atmosphärischer Neutrinos sind im Folgenden für die AMANDA-Daten des Jahres 2002 beispielhaft dargestellt.

7.6.1. Neutrino-effektive Fläche

Die Kenntnis der Neutrino-effektiven Fläche A_{eff}^ν für den Nachweis atmosphärischer Neutrinos ist essenziell für die Korrektur des Zenitwinkelspektrums. Die Zenitwinkelabhängigkeit der effektiven Fläche wird entsprechend dem in Abschnitt 6.4.3 eingesetzten Verfahren für Neutrinoenergien oberhalb von $E_{\text{min}} = 50 \text{ GeV}$ bestimmt. Es zeigt sich, dass A_{eff}^ν für Zenitwinkel oberhalb von 105° nahezu konstant ist (Abbildung 7.32).

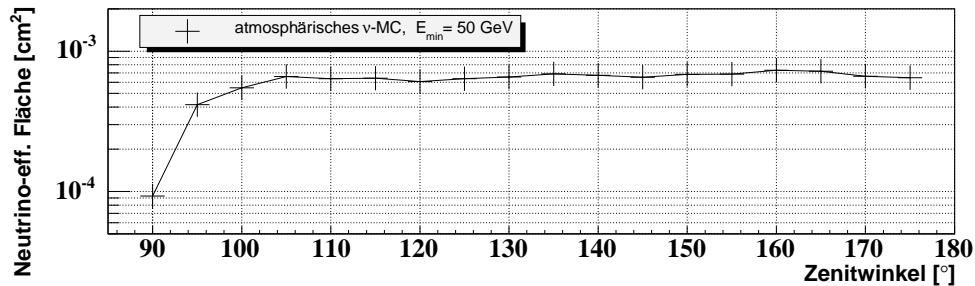


Abbildung 7.32.: Neutrino-effektive Fläche für atmosphärische Neutrinos mit einer Minimalenergie von $E_{\text{min}} = 50 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit des Zenitwinkels.

7.6.2. Systematische Unsicherheiten

Im Folgenden werden die Unsicherheiten in der Ereignis- und Detektorsimulation und ihr Effekt auf die Anzahl der atmosphärischen Neutrinos in den selektierten Daten abgeschätzt. Zu den dominierenden Faktoren zählen Eiseigenschaften wie Streu- und Absorptionslänge, die wegen lokal eingeschlossener Luftblasen und Staubpartikel bisher nur unzureichend modelliert sind. Diese Faktoren sind zudem kaum von

7. Verbesserte Datenanalyse

den eigentlichen Sensitivitäten der optischen Module trennbar. Deren relevante Eigenschaften (Quanteneffizienz der Photonenvervielfacher, Transmissionseigenschaften der verwendeten Gläser und Gele) sind zwar im Labor für einzelne Module vermessen, es fehlt aber eine in-situ Vermessung *aller* optischen Module. Zudem kann sich die Transmission des Gels aufgrund von Alterungseffekten verschlechtern. Die Abhängigkeit der Modulsensitivität vom Eintrittswinkel der Photonen in die optischen Module stellt in diesem Zusammenhang eine weitere Unsicherheit dar. Für die Kombination der Effekte von lokalen Eiseigenschaften in den Bohrlöchern und der winkelabhängigen Modulsensitivität kann die Unsicherheit bis zu 50 % betragen³³. Der Hauptteil des Detektoreises wird als homogen betrachtet. Aus den damit verbundenen Eiseigenschaften ergibt sich eine weitere Unsicherheit von 15 % [A⁺02c]. Durch Vereinfachungen in der Beschreibung der Hardware-Komponenten des Detektors werden Unsicherheiten von höchstens 10 % impliziert. Aus der Detektorkalibration resultieren Unsicherheiten von etwa 5 %, die Unsicherheit in der Simulation der Myonpropagation beträgt etwa 2 % [Hau03].

Des Weiteren muss der in den Daten verbleibende Untergrund atmosphärischer Myonen berücksichtigt werden. Idealerweise würde man diesen aus Untergrundsimulationen bestimmen, wofür jedoch wegen der großen Unterdrückung riesige Datenmengen erzeugt und prozessiert werden müssten. Dies ist im Rahmen derzeitiger Möglichkeiten, selbst unter Nutzung sämtlicher der AMANDA-Kollaboration zugehörigen Computerressourcen, nicht realisierbar. Alternativ kann eine Abschätzung aus der Betrachtung von Verteilungen geeigneter Selektionsparameter gewonnen werden. Hierzu werden die experimentellen und simulierten Daten in einem als untergrundfrei betrachteten Bereich aufeinander normiert. Mit der derart ermittelten Normierungskonstanten werden die Daten, die dem nicht untergrundfreien Bereich zugehören, angepasst. Falls in diesem Bereich nach Anwendung der Normierung ein Überschuss an experimentellen Ereignissen verbleibt, so kann dieser als verbleibender Untergrund eingestuft werden. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 7.33 anhand der auf Stufe-6 als Selektionsparameter verwendeten Likelihood-Differenz L_{diff} illustriert. Der Bereich mit $L_{\text{diff}} > 15$ wird als untergrundfrei betrachtet und zur Normierung herangezogen. Mit dieser Normierung ergibt sich ein Überschuss experimenteller Ereignisse aus dem Bereich $L_{\text{diff}} \leq 15$ von etwa 10 % gegenüber der Gesamtzahl an Ereignissen. Dieser Wert dient als Abschätzung der Unsicherheit bezüglich des verbleibenden Untergrundes. Auch mit Hilfe anderer Selektionsparameter kann ein Überschuss an Untergrundereignissen identifiziert werden, der größte Überschuss tritt jedoch für die Verteilung der Likelihood-Differenz auf. Somit kann die Unsicherheit von 10 % als obere Grenze betrachtet werden.

Sämtliche berücksichtigten systematischen Unsicherheiten sind in Tabelle 7.11 zusammengefasst.

³³Es ist zu beachten, dass die genannten Unsicherheiten bezüglich der Modul- und Eiseigenschaften für härtere Energiespektren abnehmen ($\pm 30\%$ für E^{-2} , $\pm 19\%$ für $E^{-1.5}$) [Hau03].

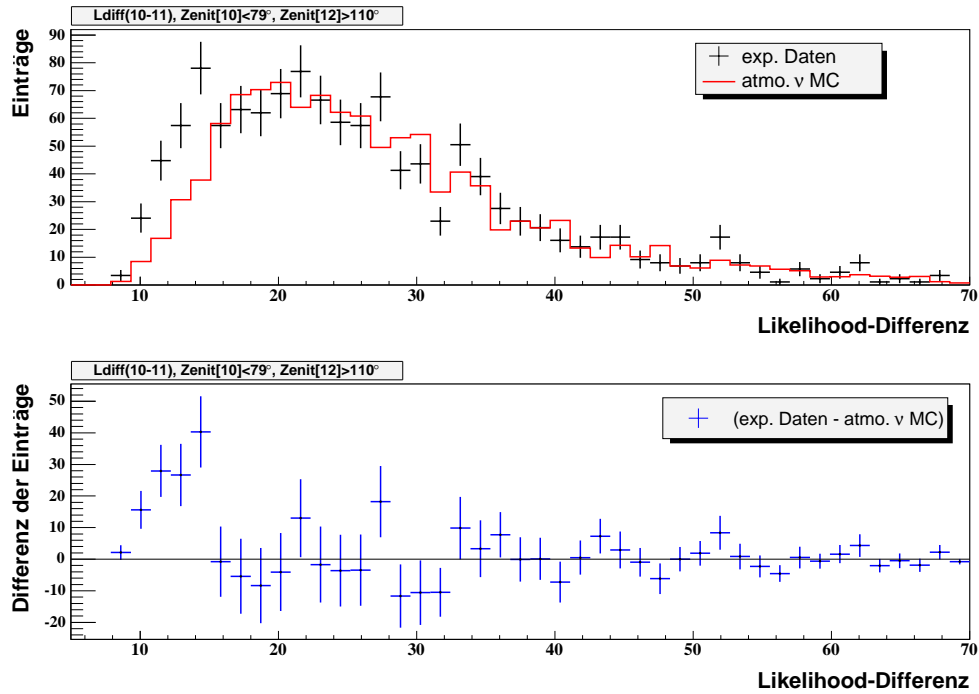


Abbildung 7.33.: Abschätzung des verbleibenden Untergrundes in der finalen Ereignisselektion. Die auf Stufe-6 als Selektionsparameter verwendete Likelihood-Differenz dient der Eingrenzung des als untergrundfrei betrachteten Bereichs, anhand dessen experimentelle und simulierte Daten aufeinander normiert werden. (**oben**). Der Überschuss experimenteller Ereignisse unterhalb von $L_{\text{diff}} = 15$ (**unten**) wird als verbleibender Untergrund in Relation zur Gesamtheit der Ereignisse gesetzt.

Fehlerquelle	Fehler [%]
homogene Eiseigenschaften	± 15
gesamte Modulsensitivität	± 50
Hardware-Beschreibung	± 10
Kalibration	± 5
Myonpropagation	± 2
verbleibender Untergrund	± 10
Summation	± 54

Tabelle 7.11.: Systematische Unsicherheiten in der Rate atmosphärischer Neutrinos.

7.6.3. Neutrino-Oszillationen

In Abschnitt 1.5 ist das Konzept der Neutrino-Oszillationen für den allgemeinen Fall mit drei Neutrinozuständen eingeführt worden. Die Einschränkung auf atmosphärische Myoneneutrinos reduziert die Problematik auf den zweidimensionalen Fall mit den Zuständen ν_μ und ν_τ . Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myoneneutrino der Energie E_ν nach der Wegstrecke L in seinem Zustand verblieben ist, berechnet sich zu

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - \sin^2 2\Theta_M \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E_\nu(\text{GeV})} \right) . \quad (7.11)$$

Hierbei ist Δm^2 die Differenz der quadrierten Eigenwerte der Massenzustände und Θ_M der Mischungswinkel zwischen den Neutrinozuständen. Diese Größen werden als *Oszillationsparameter* bezeichnet. Sie sind durch Messungen mit Super-Kamiokande auf die Bereiche $1.9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ und $\sin^2 2\Theta_M > 0.90$ bei einem Konfidenzniveau $CL = 90\%$ eingeschränkt [A⁺04c]. Die entsprechende Analyse beruht auf der Selektion von etwa 2700 Ereignissen, die in 1489 Tagen Detektorlaufzeit aufgezeichnet wurden. Die Flugstrecke L der Neutrinos ergibt sich näherungsweise³⁴ aus dem rekonstruierten Zenitwinkel Θ und dem Erddurchmesser d_{Erde} gemäß

$$L = d_{\text{Erde}} \cdot |\cos \Theta| . \quad (7.12)$$

Für die im Folgenden betrachteten Zenitwinkelspektren $\Theta \in [110^\circ, 180^\circ]$ ergeben sich damit Flugstrecken zwischen ungefähr 4400 km und 13000 km.

7.6.4. Korrigiertes Zenitwinkelspektrum

Zunächst wird mit der in Abschnitt 7.6.1 bestimmten Neutrino-effektiven Fläche eine Akzeptanzkorrektur für die Zenitwinkelverteilung der selektierten Neutrinos vorgenommen. Lediglich der Winkelbereich von $110^\circ - 180^\circ$ kommt zur Betrachtung, da die experimentellen Daten im Bereich des Horizontes einen für diese Zwecke zu großen Anteil an Untergründereignissen beinhalten. Um den Einfluss von Neutrino-Oszillationen auf das mit dem AMANDA-Detektor messbare Zenitwinkelspektrum zu berücksichtigen, werden sowohl die simulierten als auch die experimentellen Daten mit einem weiteren Korrekturfaktor versehen. Dieser berücksichtigt die Auswirkungen der Oszillationen auf die Zenitwinkelspektren des gesamten und des gemessenen Neutrino-flusses³⁵. Die simulierten Daten sind zusätzlich mit der Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(L, E)$ aus Gleichung 7.12 zu korrigieren. Die Energie und die zurückgelegte Wegstrecke der simulierten Neutrinos werden jeweils aus den generierten Werten $(E_{\text{gen}}, \Theta_{\text{gen}})$ bezogen. Der Mischungswinkel wird als maximal

³⁴Die genauen Positionen des Wechselwirkungspunktes der Neutrinoentstehung in der Atmosphäre und der Myonerzeugung im Detektor bzw. in Detektornähe sind vernachlässigt.

³⁵Für ein festes Zenitwinkelband und ein Energiespektrum $E^{-\gamma}$ ergibt sich der Korrekturfaktor unter Verwendung von $a = 1.27 \Delta m^2 d \cos \Theta$ zu $K = 1 - \sin^2 2\Theta_M \int E^{-\gamma} \sin(a/E) dE / \int E^{-\gamma} dE$, wobei jeweils von E_{min} bis E_{max} zu integrieren ist.

angenommen ($\sin^2 2\Theta_M = 1$). In Abbildung 7.34 sind die korrigierten³⁶ Zenitwinkelverteilungen der simulierten atmosphärischen Neutrinos und der experimentellen Daten einander gegenübergestellt. Letztere sind mit ihren statistischen Fehlern und den detektorspezifischen systematischen Unsicherheiten versehen. Die Simulationsdaten sind als Band dargestellt, welches die Unsicherheiten in der Bestimmung des erwarteten Flusses atmosphärischer Neutrinos widerspiegelt. Diese Unsicherheiten resultieren hauptsächlich aus der ungenauen Kenntnis des primären Spektrums der kosmischen Strahlung ($\pm 5\%$ für $E < 100$ GeV, bis zu $\pm 10\%$ für $E \sim 1$ TeV) und aus den Unsicherheiten in Bezug auf die hadronischen Wechselwirkungen [GH02]. Insgesamt werden die theoretischen Unsicherheiten für Energien unterhalb von 100 GeV zu $\pm(20 - 25)\%$ abgeschätzt. Die Unsicherheit nimmt für höhere Energien etwas zu.

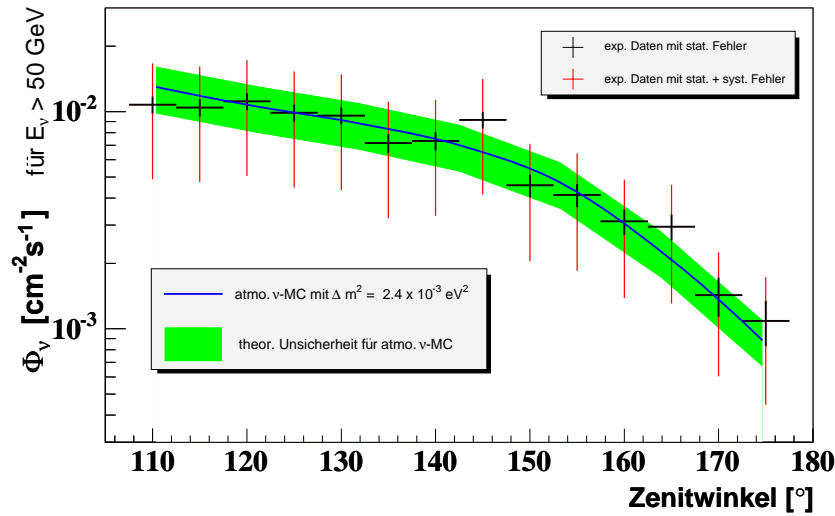


Abbildung 7.34.: Der Neutrinofluss pro cm^2 und s für Energien oberhalb von $E_{\text{min}}^\nu = 50$ GeV. Sowohl die Akzeptanzkorrektur als auch der Einfluss von Neutrino-Oszillationen mit $\Delta m^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ sind berücksichtigt. Die experimentellen Daten sind mit ihren statistischen Fehlern und den detektorspezifischen systematischen Unsicherheiten dargestellt. Die Simulationsdaten sind mit einer theoretischen Unsicherheit von 25% in der Kenntnis des erwarteten Flusses behaftet.

Abbildung 7.35 zeigt Neutrinoflüsse, die auf den in Abbildung 7.34 dargestellten simulierten Neutrinofluss für $\Delta m^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ normiert sind. Das abgebilde-

³⁶Für die Korrektur bezüglich der Neutrino-Oszillationen wird $\Delta m^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ angenommen. Die entspricht dem mit Super-Kamiokande bestimmten Zentralwert für $CL = 90\%$.

7. Verbesserte Datenanalyse

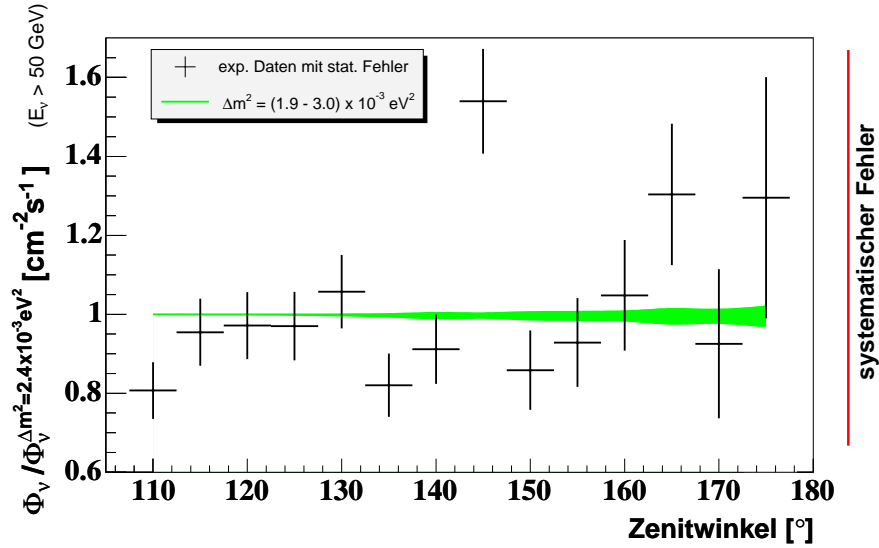


Abbildung 7.35.: Der Neutrinofluss für $E_{\min}^{\nu} = 50 \text{ GeV}$, normiert auf den simulierten Fluss mit $\Delta m^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Der normierte simulierte Neutrinofluss zeigt die Auswirkung der Variation von Δm^2 innerhalb des Intervalls $[1.9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, 3.0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2]$. Die experimentellen Daten sind gleichermaßen normiert und mit ihren statistischen Fehlern versehen. Der mittlere systematische Fehler ist rechts dargestellt.

te Band entspricht dem derart normierten simulierten Neutrinofluss für variierende Werte von Δm^2 innerhalb des Intervalls $[1.9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, 3.0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2]$. Die ebenfalls normierten experimentellen Daten sind mit ihren statistischen Fehlern dargestellt. Die resultierenden Spektren unterscheiden sich nur geringfügig und liegen innerhalb des Bereichs der experimentellen Daten. Allerdings deutet sich an, dass unter alleiniger Berücksichtigung des statistischen Fehlers durchaus in Bereiche vorgedrungen werden kann, die Ausschlussgrenzen auf Δm^2 in den durch andere Experimente eingegrenzten Regionen zulassen würden. Der bei Weitem dominierende systematische Fehler macht diesbezügliche Hoffnungen aber zunichte. Somit ist der Effekt von Neutrino-Oszillationen für diese Regionen von Δm^2 nicht nachweisbar. Da die untere Energienachweisschwelle des AMANDA-Teleskops bei ungefähr 100 GeV liegt, entspricht diese Beobachtung den Erwartungen³⁷.

Untersuchungen zu Ausschlussgrenzen sind bereits zu den Daten des Jahres 1999 [BCHdlH00] und zu einem Datensatz des Jahres 2002, der auf einem vorläufigen Status dieser Analyse basiert, angestellt worden [Ahr04a]. Es ist klar, dass derartige

³⁷Erst für Energien unterhalb von 30 GeV wären deutliche Effekte zu erwarten. Ein globales Minimum in der Überlebenswahrscheinlichkeit innerhalb des zugänglichen Zenitwinkelbereichs ergibt sich erst für $E < 10 \text{ GeV}$.

Ausschlussgrenzen nicht in Bereiche vordringen können, für welche Detektoren wie beispielsweise Super-Kamiokande sensitiv sind. Durch die Verminderung der Nachweisschwelle von AMANDA mittels des Stringtriggers (siehe Abschnitt 3.4) kann zwar der Nachweis niederenergetischer Neutrinos signifikant gesteigert werden, allerdings ist die Rekonstruktion und Untergrundabtrennung für diese Ereignisse sehr schwierig.

Vielversprechend sind Untersuchungen alternativer Oszillations-Modelle, die nur für hohe Neutrinoenergien unterscheidbar sind. In [Gla04] ist die Möglichkeit von Geschwindigkeitseigenzuständen diskutiert, die zu Oszillationen beitragen könnten und deren Existenz eine Verletzung der Lorentz-Invarianz implizieren würde. Für Energien $E_\nu \gtrsim 100 \text{ GeV}$ und Flugstrecken $L \gtrsim 10000 \text{ km}$, also für von AMANDA erschlossene Bereiche, könnten Ausschlussgrenzen für dieses Modell bestimmt werden. In der nächsten Zeit wird es möglich sein, die in dieser Analyse entwickelten Selektionskriterien auf den gesamten Datensatz der Jahre 2000–2004 anzuwenden. Die daraus erwartete Anzahl von etwa 10000 extrahierten atmosphärischen Neutrinos wird die Möglichkeit erschließen, die Lorentz-Invarianz und damit die spezielle Relativitätstheorie zu testen.

7. *Verbesserte Datenanalyse*

Zusammenfassung und Ausblick

Eines der Hauptziele dieser Dissertation ist die Separation atmosphärischer und eventueller extraterrestrischer Neutrinos aus den Daten des Jahres 2002 unter der Verwendung verbesserter und neuer Analysemethoden. Sowohl eine Punktquellen-Analyse als auch Untersuchungen zum Fluss atmosphärischer Neutrinos werden mit dieser Selektion durchgeführt.

Die während des Jahres 2002 aufgezeichneten Daten werden mit einem speziell für diesen Zweck entwickelten Echtzeitfilter vorselektiert und per Satellit direkt nach Mainz weitergeleitet. Mit diesem System kann eine stabile Vorselektion und Übertragung der Daten etabliert werden. Die Echtzeitfilterung ist mittlerweile fester Bestandteil der Kollaborationprojekte. Die selektierten Daten werden zunächst bezüglich bestehender und neu definierter Kriterien auf ihre Stabilität und Verwendbarkeit hin untersucht. Die getroffene Auswahl entspricht 204 Tagen effektiver Detektorlaufzeit mit etwa 1.4 Milliarden getriggerten Rohdaten-Ereignissen. Anhand dieser Daten können auf Monte-Carlo Methoden basierende Untergrundsimulationen angepasst werden. Es kann gezeigt werden, dass die Detektorkonfiguration des Jahres 2002 durch die Simulation sehr gut beschrieben ist. Auf der gleichen Basis können daher auch Signalereignisse in Form von atmosphärischen und extraterrestrischen Neutrinos simuliert werden.

Die Qualität des betrachteten Datensatzes wird im Weiteren aus einem Vergleich zu den beiden Vorjahren bestätigt. Hierzu wird eine bestehende, als Standard betrachtete NeutrinoSelektion angewandt und die Ergebnisse für die entsprechenden Jahre verglichen. Für die Jahre 2000, 2001 und 2002 werden mit dieser Analyse 429, 383 bzw. 459 NeutrinoKandidaten oberhalb des Horizontes ermittelt. Eine auf den jeweiligen Ereignissen basierende Punktquellensuche findet keine Evidenz für vorhandene Neutrino-Emitter. Weitere wichtige Resultate sind die Sensitivität und die Neutrino-effektive Fläche dieser Analyse, anhand derer die Verbesserungen der neu entwickelten Analysemethoden gemessen werden können.

Zur Verbesserung der bisherigen Analyse-Ergebnisse werden mehrere Ansätze kombiniert. So wird durch die Entwicklung einer neuen Methode zur Trefferbereinigung, durch welche übermäßig häufig gestreute Photonen identifiziert werden, die Untergrundreduktion erheblich verbessert. Im Zuge der Entwicklung dieser Methode ist eine Ereignis-Darstellung mit einer Vielzahl von Einsatzmöglichkeiten entstanden. In einem weiteren Ansatz werden bestehende Rekonstruktions-Algorithmen

optimiert, wodurch die Spurwinkelauflösung verbessert und die Anzahl falsch rekonstruierter Spuren verringert werden kann. Durch die Einführung winkelbeschränkter Rekonstruktionen und der sorgfältigen Wahl der angewandten Selektionen gelingt es letztendlich, eine mehr als *vierfach* höhere Effizienz bei der Selektion atmosphärischer Neutrinos zu erreichen. Hierbei ist hervorzuheben, dass ausschließlich physikalisch leicht verständliche Selektionsparameter zur Anwendung kommen. Insgesamt werden 2021 Ereignisse oberhalb des Horizontes als Neutrino-Kandidaten klassifiziert. Die effektive Fläche ist, ebenso wie die Sensitivität, gegenüber der Standardanalyse vor allem für weichere Energiespektren deutlich verbessert. Auch eine auf dieser Analyse basierte Punktquellensuche findet keinen Hinweis auf Neutrinoquellen. Eine Studie zum Einfluss von Neutrino-Oszillationen auf das Zenitwinkelspektrum atmosphärischer Neutrinos zeigt, dass mit den AMANDA-Daten keine Einschränkungen auf das gängige, am besten durch Super-Kamiokande geprüfte Oszillationsmodell gemacht werden können.

Die mit den neu entwickelten Analysemethoden erreichten Verbesserungen werden in naher Zukunft auf einen sehr viel größeren Datensatz übertragbar sein. Aus den AMANDA-Daten der Jahre 2000–2004 könnten somit mehr als 10000 atmosphärische Neutrinos mit Energien bis zu etwa 300 TeV selektiert werden. Dies verbessert einerseits die Voraussetzungen für Punktquellenanalysen. Andererseits erschließt sich hierdurch die Möglichkeit, Ausschlussgrenzen für alternative Oszillations-Modelle, die nur für hohe Neutrinoenergien unterscheidbar sind, zu bestimmen und die Neutrinoerzeugung in einem bislang noch unerschlossenen Energiebereich zu untersuchen.

A. Trefferselektion

A.1. Ausgeschlossene Module

In Tabelle A.1 sind die 81 optischen Module eingetragen, die grundsätzlich von der Analyse der Daten des Jahres 2002 ausgeschlossen sind (siehe Abschnitt 5.3.1). Es handelt sich hierbei um instabile oder gänzlich funktionsunfähige Module. Vier Module (409,412,474,551) werden zwar für Analysen, aber nicht für das Re-Triggern verwendet.

String (OM-Nr.)	ausgeschlossene Module
1 (001-020)	3
2 (021-040)	28 32 40
3 (041-060)	47 50 57
4 (061-086)	62 78 81 82 83 84 85 86
5 (087-122)	93 96 117
6 (123-158)	143
7 (159-194)	172 186
8 (195-230)	195 197 199 215
9 (231-266)	231 232 235 265 266
10 (267-302)	267
11 (303-344)	303 304 305 306 308 327
12 (345-386)	354
13 (387-428)	387 400 401 406 408 413 416 418 419
14 (429-470)	430 447 455
15 (471-512)	483 494 503 509
16 (513-554)	528 543
17 (555-596)	557 558 559 563 564 569 571 573 574 575 577 578 587 590 595 596
18 (597-638)	601 604 610 616 620 632
19 (639-680)	675 676 677

Tabelle A.1.: Von den Analysen der Daten des Jahres 2002 ausgeschlossene optische Module.

A.2. Zeitresiduen-Trefferselektion

Die neu entwickelte Methode der Trefferbereinigung (Abschnitt 7.1) ist den `rdmc`-Routinen der SIEGMUND-Distribution angepasst. Sie kann über folgende Kommandozeilen-Option aufgerufen werden:

$$-y e = fitnr : \sigma \quad .$$

Hierbei bezeichnet $fitnr = 1, 2, \dots$ die Rekonstruktion, für deren Spur die Residuen ausgewertet werden. σ ist derjenige Wert, mit welchem die Differenz von erwartetem und gemessenem Zeitresiduum verglichen wird. Nur Treffer, für welche $|t_{res}^{diff}| < \sigma$ gilt, werden ausgewählt.

A. Trefferselktion

B. Datenprozessierung

B.1. Ausgeschlossene Dateien

In Tabelle B.1 sind sämtliche Dateien des Jahres 2002 aufgeführt, die nicht für in dieser Arbeit vorgestellte Analysen verwendet sind. Die Detektorlaufzeit wird hierdurch um insgesamt 10.9% verringert. Die Ausschlusskriterien sind in Abschnitt 5.3.3 erläutert.

Run	Datei	Run	Datei	Run	Datei	Run	Datei
5542	0-21	5544	112-115	5554	82-109	5572	45-49
5573	75-101 114-161 176-198	5606	153-189	5607	0-66	5608	69-85
5624	10-82	5625	0-7	5626	0-6 83-93	5628	73-80
5629	129-139	5630	0-24 90-97	5634	25-110	5635	0-18
5636	0-20	5664	130-136	5707	0-20	5719	0-130
5720	0-40	5721	0-62 83-88	5721	83-88	5721	121-159
5722	0-48	5722	89-94	5722	115-132	5723	74-148
5724	39-141	5726	0-32	5735	46-103	5737	16-169
5738	0-16	5739	30-61	5742	0-40	5743	89-149
5744	0-66 112-152	5745	0-39	5754	16-20	5794	92-155
5795	0-300	5796	0-300	5797	0-300	5799	101-147
5800	0-300	5802	32-155	5803	0-132	5806	0-79 113-151
5807	15-17 91-95 118-150	5808	0-4	5809	42-163	5810	110-124
5816	56-111	5818	0-300	5825	0-101	5828	28-180
5829	0-47 120-147	5831	0-95 146-149	5832	0-37	5833	95-157
5834	0-79	5836	100-160	5837	0-55	5841	98-160
5842	0-3	5843	39-169	5844	0-300	5845	0-45
5854	120-160	5855	45-75	5856	20-180	5857	0-33
5858	45-160	5884	29-78	5918	83-112	5923	34-123
5924	101-112	5945	0-20	5959	9-14		

Tabelle B.1.: Dateien des Jahres 2002, die nicht für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen verwendet werden.

B.2. Vorselektion

Die erste Stufe der Vorselektion wird durch die Echtzeitfilterung (Abschnitt 5.2.2) realisiert. Die von den Rekonstruktionen auszuschließenden optischen Module sind im Echtzeitbetrieb für jeden Tag der Datennahme neu bestimmt¹. Stufe-1a wird von dem Programm `ofip` abgedeckt, welches die Funktionen einer Reihe von SIEGMUND-Programmen übernimmt. Stufe-1b beinhaltet verschiedene Likelihood-Fits und eine mit `ofip` realisierte Ereignisselektion. Stufe-2 der Prozessierung (Abschnitt 5.4)

¹Dies geschieht auf Basis der aus der Detektorüberwachung gewonnenen Rauschraten.

B. Datenprozessierung

wurde nach Abschluss der Datennahme 2002 vorgenommen. Da im Unterschied zur Echtzeitfilterung eine für das ganze Jahr einheitliche Liste auszuschließender Module vorliegt, wird die Trefferbereinigung wiederholt. Zusätzlich wird eine erweiterte Form der sogenannten *Crosstalk-Bereinigung* (Abschnitt 4.4.1.1) durchgeführt, für welche die Daten in unkalibrierter Form vorliegen müssen. Sämtliche Prozessierungsschritte der ersten beiden Stufen sind in Tabelle B.2 festgehalten. Die Abkürzungen, die darin für die verschiedenen Kriterien der Trefferselektion verwendet sind, werden in der folgenden Auflistung erläutert.

Abk.	Trefferselektion
bom1	im Echtzeitbetrieb auszuschließende Module
bom2	auszuschließende Module gemäß einheitl. Konfiguration 2002
bom-retr	zusätzliche, nur vom Re-Triggern auszuschließende Module
add	grundsätzlich nicht verwendete Module ^a
tot	einfache TOT Crosstalk-Bereinigung
xt	erweiterte Crosstalk-Bereinigung
iso	Isolationskriterium (-y I = 100:500:1)
R	Zeitfenster um Triggerzeitpunkt (-y R = -2500:4500)
A	Mindestamplitude (-y A = 0.1:1000)
lamp	Ausschluss des 1. Treffers mit großer Amplitude (-y f=1:10)
A=1	nur der erste Treffer in einem Modul wird berücksichtigt

^aString17, oberste und unterste Module der Strings 11, 12 und 13.

Aus Kombinationen dieser Kriterien werden Trefferselektionen gebildet, die formal als Triggerbedingungen behandelt werden. Ebenso können Ereignisselektionen als Softwaretrigger aufgefasst und den Hardwaretriggern (Trig_Def 1-8) formal gleichgestellt werden. Das Kennzeichnungsschema der Triggerbedingungen und der Rekonstruktionsergebnisse ist in den folgenden Tabellen festgehalten.

Trig_Def	Trigger
1	main
2	amaa
3	amab10
4	amaab
5	spase2
6	string
7	Bsc1
8	LTDC

Trig_Def	Trigger
9	track
10	cascade
11	hmult
12	dscale
13	strtr
14	track1
15	cascade1
16	hmult1
17	dscale1
18	strtr1
19	deff
20	deff1
21	deff2
22	xt-filt

Fit_Def	Fit
0	direct walk
1	linefit
2	tensorfit
3	c-first
4	8pan
5	lppan (Schauer)
6	lpmp (Schauer)
7	16pan
8	P7
9	16bay

Stufe-1a		
<i>Programm</i>	<i>Details/Optionen</i>	<i>Kommentar</i>
ofip	vereint folgende Funktionalitäten (in STEGMUND-Notation)	
reader	2.2.2, -r 2002	binäres → ASCII-Format
cpfeil	-p 100 -o [DS]	1:100 Skalierung der Rohdaten
amacalib	-z -T -P -D vme	nur VME-Kalibration
deff	-P 22500:2500:9500:all	ADC-Zuweisung
amacalib	-Z	Rücknahme der VME-Kalibration
amacalib	-z -y 0:32000	volle Kalibration
deff	-D -19000	Verschiebung der Zeitwerte
recoos	-rn -is -Xg=n -Xs=n	Direct Walk (dw)
deff	bom1,add,tot,iso,A,R,A=1	Trefferselektion [TS]
recoos	-rn -im -Xg=f -Xs=o	Linefit; Anwendung von [TS]
recoos	-rn -ii -Xg=f -Xs=n -pw=1. -pp=e-	Tensorfit; Anwendung von [TS]
deff	lamp	Trefferselektion für C-First [TS-C]
recoos	-rn -ik -Xg=n -Xs=n -pp=e-	C-First (cf); [TS],[TS-C]
muff	zenith(1) > 70	Stufe-1 Selektion für Myonen
muff	rchi2(1) < 0.05	Schauerselektion 1
muff	prob(1) > 8	Schauerselektion 2
muff	nhits_clean > 140	Selektion hochenerg. Ereignisse
cpfeil	-p 10000	Skalierung 1:10000
muff	zenith(1) > 80	Selektion von Stringtrig.-Ereign. 1
Stufe-1b		
recoos	-pM=8 -za_upandel -pf=1 -Xg=f -Xs=c	8span (Start: dw); [TS]
recoos	-za_pp_upandel -pf=4	1ppan (Start: cf); [TS],[TS-C]
recoos	-za_upandel_ps_mpe -pf=6	1pmpe (Start: 1ppan); [TS],[TS-C]
ofip	-m2 -C11111 -Zz=0.174	Selektion von Stringtrig.-Ereign. 2
Stufe-2		
soff	-e 100	nur Multiplizitätstrigger
soff	-e 100000000	Auswahl der Spurereignisse
deff	bom2,add,tot	Trefferselektion [19]
deff	bom-retr	Trefferselektion [20]
deff	-D 19000	Rücknahme der Zeitverschiebung
amacalib	-Z	Rücknahme der Kalibration
amacalib	-z -T -P -D vme	nur VME-Kalibration
xtfilt	-a87:302 -m -t20 -p20	Crosstalk Bereinigung [21]
amacalib	-z -y 0:32000	volle Kalibration
deff	-D -19000	erneute Zeitverschiebung
soff	-yu=19 -yu=20 -yu=21 -O 24:2500	Re-Triggern; [19],[20],[21]
deff	A,R,iso	Trefferselektion [22]
recoos	-pM=16 -za_upandel -Xg=n -Xs=c	16pan (Start: dw); [19],[21],[22]
muff	zenith(8)>80	Stufe-2 Selektion für Myonen
topf	-i7 -T -S -C	topolog. Parameter; [19],[21],[22]
recoos	-rp -p c=3 -p d=10:10 -p f=8	P7 (Paraboloid-Fit für 16pan)
recoos	-pM=16 -za_up+a_zen_ran+a_zwght3	16bay (Start: 16pan); [19],[21],[22]

Tabelle B.2.: Detaillierte Beschreibung der Vorselektion. Die Nummerierungen der Trefferselektionen innerhalb Stufe-2 beziehen sich auf die Triggernummerierung (Trig_Def).

B.3. Standardanalyse

In der Standardanalyse werden zwei weitere Rekonstruktionen durchgeführt:

Fit_Def	Fit
10	64pan
11	64bay

Die entsprechenden Prozessierungsschritte sind gemeinsam mit den Ereignisselektionen der Standardanalyse in Tabelle B.3 zusammengefasst.

Stufe-3		
Programm	Details/Optionen	Kommentar
psfilt	-	Ldiff-Filter (16pan,16bay)
recoos	-pM=64 -za_upandel	64pan (Start: 16pan); [19],[21],[22]
recoos	-pM=64 -za_up+a_zen_ran+a_zwght3	64bay (Start: 16bay); [19],[21],[22]
Stufe-4 und Stufe-5		
ofip	-C1 -F0 -m40 -yu=19 -yu=21 -yu=22	ndirc-Schnitt + finale Schnitte

Tabelle B.3.: Die Rekonstruktions- und Selektionsschritte der Standardanalyse. Die Stufe-4 und Stufe-5 Selektionen werden in einem Schritt ausgeführt. Die Nummerierungen der Trefferselektionen beziehen sich auf die Triggernummerierung (Trig_Def).

B.4. Verbesserte Analyse

Die im Rahmen der verbesserten Analyse durchgeführten Rekonstruktionen und Selektionen sind in Kapitel 7.4 beschrieben. Eine Zusammenstellung der entsprechenden Prozessierungsschritte findet sich in Tabelle B.4. Die darin in der letzten Spalte angegebenen Fitnummern entsprechen dem Nummerierungsschema (Fit_Def) der vorangegangenen Abschnitte. Es ist zu beachten, dass für alle auf Berechnungen der Likelihood basierenden Rekonstruktionen die Trefferauswahl auf den in Abschnitt B.2 eingeführten Kriterien [19], [21] und [22] beruht. Zusätzlich kommt die Methode der Zeitresiduen-Trefferselektion (Abschnitt 7.1) zum Einsatz. Diese ist spurabhängig und wird im Allgemeinen auf diejenige Spurhypothese bezogen, die den Startwert der Rekonstruktion liefert. Für diejenigen Fälle allerdings, in denen eine Ereignisselektion anhand der Likelihood-Differenz zweier Spuren vorgenommen wird, ist es notwendig, dass beiden Spuren die gleiche Trefferselektion zugrunde liegt. Daher wird für jede der Spuren eine weitere Iteration der Likelihood-Minimierung durchgeführt und dabei jeweils die spurabhängige Trefferselektion der anderen Spur mitberücksichtigt. Diese Rekonstruktionen sind in der Tabelle mit einem (+) gekennzeichnet.

Stufe -3			
<i>Programm</i>	<i>Details/Optionen</i>	<i>Kommentar</i>	<i>Fit</i>
deff	-r bom2	Sensitivität=0 für diese OM	
recoos	-zf_pan -p Z=0.17:1 -y(e=8:2,e=10:2)	$1_{\text{pan}}^{0,80}$ (Start: 16bay)	10
recoos	-zf_pan -ye=8:2 -ye=10:2	16pan+ (Start: 16pan)	11
ofip	-m 3 [P7,10,11]	Ereignisselektion	
Stufe -4			
recoos	-zf_phit -pM=10 -y(e=8:2,A=1)	10ptr (Start: 16pan)	12
recoos	-rp -pc=3 -pd=10:10 -pf=13	P12 (Paraboloid-Fit für 10ptr)	13
ofip	-m 4 [11,12]	Ereignisselektion	
Stufe -5			
recoos	-zf_phit -pM=10 -p(0-80) -y(e=10:2,A=1)	$10_{\text{ptr}}^{0,80}$ (Start: 16bay)	14
recoos	-zf_phit -p(0-80) -y(e=13:2,e=15:2,A=1)	$10_{\text{ptr}}^{0,80} +$ (Start: $10_{\text{ptr}}^{0,80}$)	15
recoos	-zf_phit -y(e=13:2,e=15:2,A=1)	16ptr+ (Start: 16ptr)	16
ofip	-m 5 [15,16]	Ereignisselektion	
Stufe -6			
recoos	-zf_pan -pM=64 -p(0-80) -ye=10:2	$64_{\text{ptr}}^{0,80}$ (Start: 16bay)	17
recoos	-zf_pan -pM=64 -ye=8:2	64pan (Start: 16pan)	18
recoos	-zf_pan -p(0-80) -y(e=18:2,e=19:2) -pf=19	Test (Start: 64pan)	19
recoos	-zf_pan -y(e=18:2,e=19:2) -pf=18	Test (Start: $64_{\text{ptr}}^{0,80}$)	20
recoos	-zf_pan -p(0-80) -y(e=18:2,e=19:2) -pf=18	$64_{\text{ptr}}^{0,80} +$ (Start: $64_{\text{ptr}}^{0,80}$)	21
recoos	-zf_pan -ye=(e=18:2,e=19:2) -pf=19	64pan+ (Start: 64pan)	22
recoos	-rn -is -yu=19 -yu=21 -yR=-2500:4500	Direct Walk(T)	23
sieglinde	-	Jams (Start: Direct Walk(T))	24
ofip	-m 6 [10,11,12,24]	Ereignisselektion	
Stufe -7			
ofip	-m 7 [P12]	Ereignisselektion	

Tabelle B.4.: Die Rekonstruktions- und Selektionsschritte der verbesserten Analyse. Die Nummerierungen der Rekonstruktionen schließen an die Fitdefinitionen (Fit_Def) aus Anhang B.2 an. Sie werden unter anderem verwendet, um zu kennzeichnen, welche Spurrekonstruktionen für die verschiedenen Ereignisselektionen herangezogen werden. Es ist zu beachten, dass die Fitnummerierung zwar bei $n = 0$ beginnt, aber der Zugriff auf Rekonstruktionen durch `rdmc`-Funktionen über Zahlenwerte $n + 1$ erfolgt. Für sämtliche Likelihood-Rekonstruktionen basiert die Trefferauswahl auf den in Anhang B.2 eingeführten Kriterien [19], [21] und [22].

B. Datenprozessierung

C. Stufenbezogene Durchlassraten

Die folgenden Abbildungen ergänzen die Darstellungen zu den Durchlassraten der verbesserten Analyse aus Abschnitt 7.4.6. Die Raten beziehen sich nun allerdings nicht auf Stufe-2, sondern auf die jeweils vorangehende Stufe.

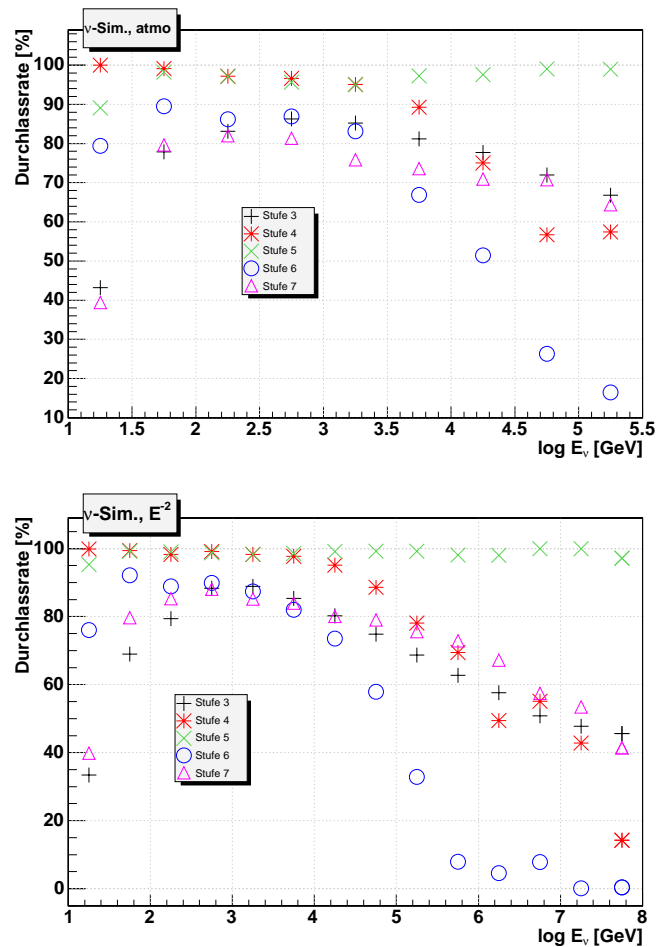


Abbildung C.1.: Energieabhängigkeit der Selektionsraten der verschiedenen Stufen bezüglich der jeweils vorangehenden Stufe für simulierte atmosphärische und einem E^{-2} -Spektrum folgende Neutrinos.

C. Stufenbezogene Durchlassraten

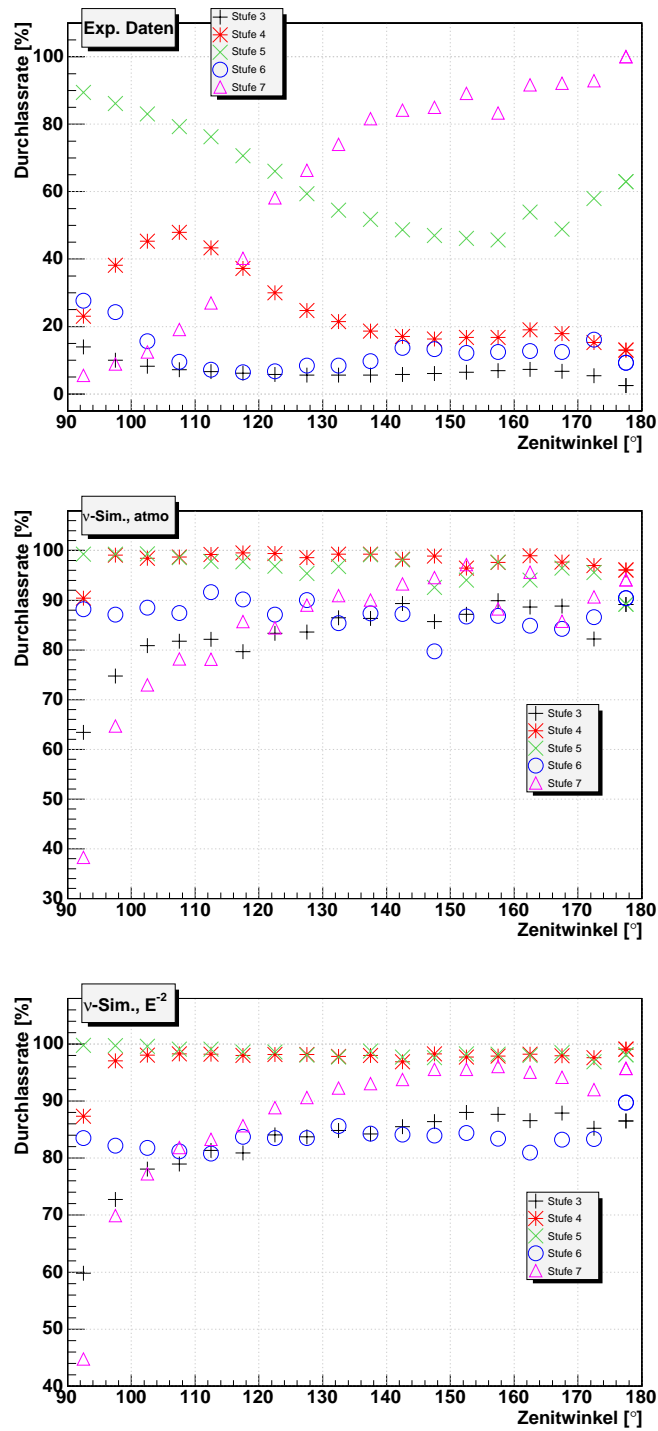


Abbildung C.2.: Winkelabhängigkeit der Selektionsraten der verschiedenen Stufen bezüglich der jeweils vorangehenden Stufe für experimentelle Daten und simulierte atmosphärische bzw. einem E^{-2} -Spektrum folgende Neutrinos.

D. Neutrinoquellen

D.1. Potentielle Neutrinoemitter

Die wichtigsten bekannten Himmelsobjekte, die als Quellen hochenergetischer Neutrinos in Frage kommen, sind entsprechend der Nummerierung aus Tabelle D.1 in Abbildung D.1 eingetragen.

Nr.	Objekt	δ	α	Nr.	Objekt	δ	α
GeV Blazare				TeV Blazare			
1	Markarian 421	38.2°	11.1 h	6	QSO 0528+134	13.4°	5.5 h
2	Markarian 501	39.8°	16.9 h	7	QSO 0235+164	16.6°	2.6 h
3	1ES 1426+428	42.7°	14.5 h	8	QSO 1611+343	34.4°	16.2 h
4	1ES 2344+514	51.7°	23.8 h	9	QSO 1633+382	38.2°	16.6 h
5	1ES 1959+650	65.1°	20.0 h	10	QSO 0219+428	42.9°	2.4 h
				11	QSO 0954+556	55.0°	9.9 h
				12	QSO 0716+714	71.3°	7.4 h
Mikroquasare				Supernova Überreste			
13	SS433	5.0°	19.2 h	21	SGR 1900+14	9.3°	19.1 h
14	GRS 1915+105	10.9°	19.1 h	22	Krebs Nebel	22.0°	5.6 h
15	GRO J0422+32	32.9°	4.4 h	23	Cassiopeia A	58.8°	23.4 h
16	Cygnus X1	35.2°	20.0 h	Sonstige			
17	Cygnus X3	41.0°	20.6 h	24	3EG J0450+1105	11.4°	4.9 h
18	XTE J1118+480	48.0°	11.3 h	25	M 87	12.4°	12.5 h
19	CI Cam	56.0°	4.3 h	26	Geminga	17.9°	6.6 h
20	LS I +61 303	61.2°	2.7 h	27	UHE CR Triplett	20.4°	1.3 h
				28	NGC 1275	41.5°	3.3 h
				29	Cyg. OB2 region	41.5°	20.5 h
				30	UHE CR Triplett	56.9°	12.3 h

Tabelle D.1.: Potentielle Neutrinoquellen.

D. Neutrinoquellen

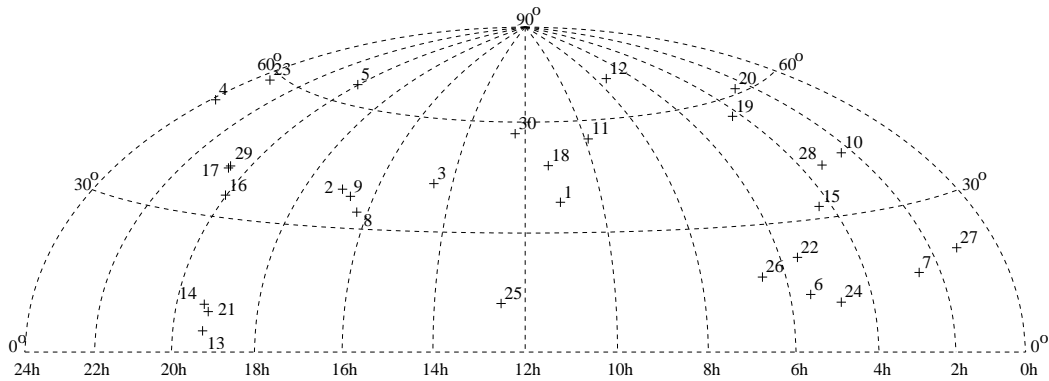


Abbildung D.1.: Potentielle Neutrinoquellen.

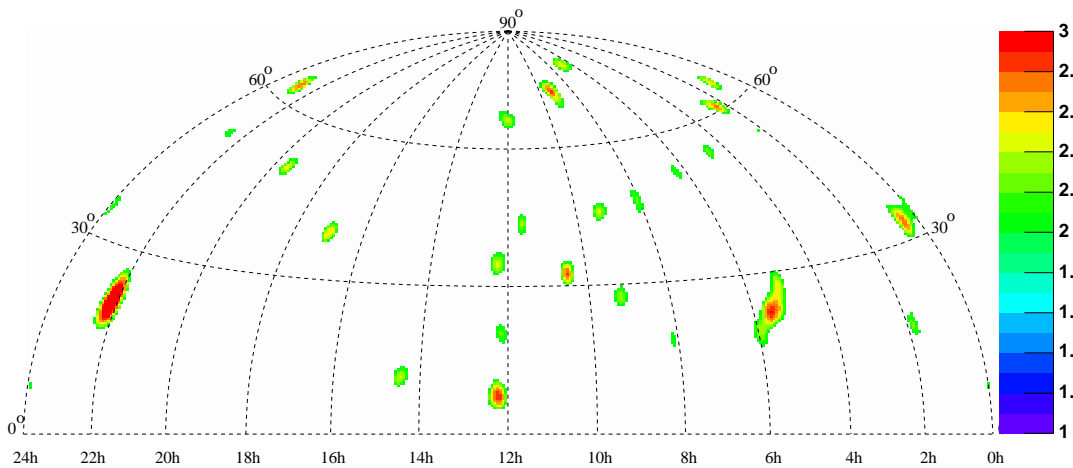


Abbildung D.2.: Die Signifikanz für die Punktquellensuche am gesamten Nordhimmel angewandt auf die Kombination der Neutrinoauswertungen der Jahre 2000–2003 gemäß der Standardanalyse. Es sind nur Ereignisse oberhalb des Horizontes und Signifikanz $\zeta > 2$ berücksichtigt.

D.2. Punktquellensuche in den Daten der Jahre 2000–2002

Aus einer gemeinsamen Betrachtung der Daten der Jahre 2000–2002 können 1885 Neutrinoauswertungen selektiert werden. Hierzu sind die Daten der Jahre 2000 und 2001 einer gemeinsamen Optimierung der Selektionsparameter unterzogen und anschließend mit dem getrennt optimierten Datensatz des Jahres 2002 vereinigt. Abbildung D.2 zeigt die auf dieser Basis berechneten Signifikanzwerte für den Bereich $\zeta > 2$.

D.3. Verteilung der maximalen Signifikanz

Die in Abwesenheit einer Punktquelle zu erwartende maximale Signifikanz ζ_{\max} ist abhängig von der Anzahl effektiver Suchstellen N_{eff} . Diese wiederum lässt sich aus der Größe der lokalen Maxima, die in den Verteilungen der Signifikanzen auf der Himmelskarte auftreten, abschätzen. Einer Größe von beispielsweise $3^\circ \times 3^\circ$ entsprechen $N_{\text{eff}} \approx 2290$ effektive Suchstellen. Analytisch kann die Verteilung der maximalen Signifikanzen gemäß

$$f^{N_{\text{eff}}}(\hat{\zeta}_{\max}) = N_{\text{eff}} \cdot f(\hat{\zeta} = \hat{\zeta}_{\max}) \cdot \left(\int_{-\infty}^{\hat{\zeta}_{\max}} f(\hat{\zeta}) d\hat{\zeta} \right)^{N_{\text{eff}}-1} \quad (\text{D.1})$$

berechnet werden [Neu04]. Die mit Schwankungen der Anzahl effektiver Suchstellen verbundenen Änderungen der zu erwartenden maximalen Signifikanz sind, wie in Abbildung D.3 zu sehen ist, gering.

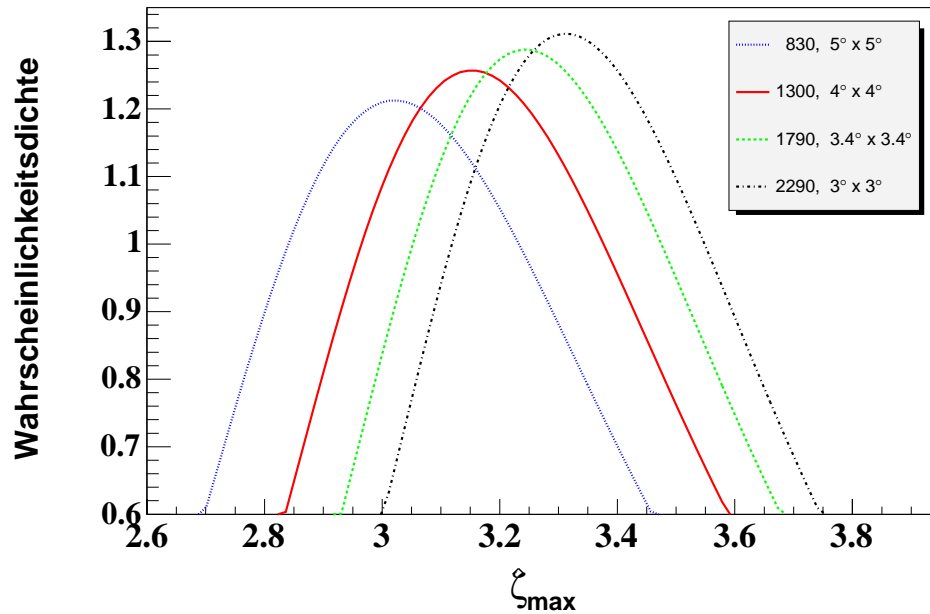


Abbildung D.3.: Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte für den Schätzwert der höchsten Signifikanz ζ_{\max} . Es sind verschiedene Werte für die Anzahl effektiver Suchstellen angenommen.

D. Neutrinopunktquellen

Literaturverzeichnis

- [A⁺98] C. Allen et al. Status of the Radio Ice Cherenkov Experiment (RICE). *New Astronomy Review*, 42:319–329, September 1998.
- [A⁺99] M. Apollonio et al. *Physics Letters B*, 466:415, 1999.
- [A⁺02a] Q. R. Ahmad et al. Measurement of day and night neutrino energy spectra at sno and constraints on neutrino mixing parameters. *Phys. Rev. Lett.*, 89:011302, 2002. nucl-ex/0204009.
- [A⁺02b] J. Ahrens et al. Limits to the muon flux from wimp annihilation in the center of the earth with the amanda detector. *Phys. Rev.*, D66:032006, 2002. astro-ph/0202370.
- [A⁺02c] J. Ahrens et al. Observation of high energy atmospheric neutrinos with the antarctic muon and neutrino detector array. *Phys. Rev.*, D66:012005, 2002. astro-ph/0205109.
- [A⁺03] J. Ahrens et al. Search for High Energy Neutrinos from Gamma-Ray Bursts with the AMANDA South Pole Neutrino Telescope. 2003. in Vorbereitung.
- [A⁺04a] Markus Ackermann et al. The AMANDA Datahandler. DESY-Zeuthen, Berlin, 2004. <http://www.ifh.de/nuastro>.
- [A⁺04b] J. Ahrens et al. Muon track reconstruction and data selection techniques in amanda. *Nucl. Instrum. Meth.*, A524:169–194, 2004.
- [A⁺04c] Y. Ashie et al. Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation. *Phys. Rev. Lett.*, 93:101801, 2004. hep-ex/0404034.
- [Ahr03] J. Ahrens. AMANDA Monitoring. Institut für Physik, Mainz, 2003. <http://butler.physik.uni-mainz.de/amanda-monitoring/html>.
- [Ahr04a] J. Ahrens. Can AMANDA exclude regions in the $\sin^2 2\Theta_{\text{Mix}} - \Delta m^2$ -plane? Institut für Physik, Mainz, 2004. <http://butler.physik.uni-mainz.de/ama-oscillation>.
- [Ahr04b] Jens Ahrens. Korrektur der rekonstruierten Myonenergie. Private Kommunikation, September 2004.

- [AJJ02] H. Athar, M. Jezabek, and O. Jasuda. Effects of neutrino mixing on high-energy cosmic neutrino flux. *Physical Review D*, 62:103007, 2002.
- [AZ⁺02] T. Abu-Zayyad et al. Measurement of the spectrum of uhe cosmic rays by the fadc detector of the hires experiment. 2002. astro-ph/0208301.
- [B⁺97] Alexander Biron et al. Upgrade of AMANDA-B towards AMANDA-II. Proposal to the DESY PRC, DESY-Zeuthen, Germany, September 1997. Revised version.
- [BCHdlH00] Olga Botner, Jan Conrad, Allan Hallgren, and Carlos Pérez de los Heros. On the Sensitivity of AMANDA-II and B10 to oscillation parameters using zenith angle distributions. Internal report AIR/20000402, AMANDA Collaboration, April 2000.
- [Bec00] Thomas Becka. Entwicklung einer Echtzeit-Datenfilterung für das Neutrinoobservatorium AMANDA. Diplomarbeit, Universität Mainz, Dezember 2000.
- [Bec02a] T. Becka. AMANDA Online Filtering. Institut für Physik, Mainz, 2002. http://butler.physik.uni-mainz.de/amanda/online_filtering.
- [Bec02b] T. Becka. AMANDA Pointsource Analysis. Institut für Physik, Mainz, 2002. <http://butler.physik.uni-mainz.de/amanda/ps2002>.
- [Bir00] Alexander Biron. Reconstruction Uncertainties due to Time Calibration Errors. Internal report AIR/20001101, AMANDA Collaboration, November 2000.
- [Bir02] Alexander Biron. *Search for Atmospheric Muon-Neutrinos and Extraterrestrial Neutrino Point Sources in the 1997 AMANDA-B10 Data*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, Januar 2002.
- [BMT03] Peter L. Biermann and Gustavo Medina-Tanco. Ultra high energy cosmic ray sources and experimental results. 2003. astro-ph/0301299.
- [CGS97] J. Cronin, T.K. Gaisser, and S.P. Swordy. Cosmic Rays at the energy frontier. *Scientific American*, 276:44, 1997.
- [CHt01] Douglas F. Cowen, Kael Hanson, and the AMANDA Collaboration. Time Calibration of the AMANDA Neutrino Telescope with Cosmic Ray Muons. In Heinzlmann et al. [HKS01], pages 1133–1136. HE.237.
- [Con03] Jan Conrad. *Search for Neutrinos from Cosmic Point Sources using AMANDA-B10 with Emphasis on Limit Calculation Techniques*. PhD thesis, Uppsala University, 2003. AIR/20001002.

- [CR01] Dimitri Chirkin and Wolfgang Rhode. Muon Monte Carlo: a new high-precision tool for tracking of muons in medium. In Heinzlmann et al. [HKS01], pages 1017–1020. HE.220.
- [D⁺00] E. Dickinson et al. The new south pole air shower experiment - SPASE-2. *Nucl. Inst. Meth. A*, 440 (1):95–113, 2000.
- [E⁺03] K. Eguchi et al. First results from kamland: Evidence for reactor anti- neutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90:021802, 2003. hep-ex/0212021.
- [F⁺00] S. Fukuda et al. Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3999–4003, 2000. hep-ex/0009001.
- [F⁺02] S. Fukuda et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of super-kamiokande-i data. *Phys. Lett.*, B539:179–187, 2002. hep-ex/0205075.
- [FC98] Gary J. Feldman and Robert D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D*, 57(7):3873–3889, 1998.
- [Fes04] Thomas Feser. *Echtzeitsuche nach Neutrinoausbrüchen von Supernovae mit dem AMANDA-II Detektor*. PhD thesis, Universität Mainz, 2004.
- [G⁺98] Raj Gandhi et al. Neutrino interactions at ultrahigh energies. *Phys. Rev.*, D58:093009, 1998. hep-ph/9807264.
- [GDLW02] D. Guetta, C. Distefano, A. Levinson, and E. Waxman. Tev neutrinos from galactic microquasar jets. 2002. astro-ph/0207359.
- [GH02] T. Gaisser and M. Honda. Flux of atmospheric neutrinos. *Annual Reviews of Nuclear and Particle Science*, 52:153–199, 2002.
- [GK03] A. Gazizov and M. Kowalski. ANIS (All Neutrino Interaction Generator), 2003. <http://amanda.wisc.edu/software/anis>.
- [Gla04] Sheldon Lee Glashow. Atmospheric neutrino constraints on lorentz violation. 2004. hep-ph/0407087.
- [Gre66] Kenneth Greisen. End to the cosmic ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16:748–750, 1966.
- [H⁺95] M. Honda et al. Calculation of the flux of atmospheric neutrinos. *Physical Review D*, 52:4985, 1995.

- [H⁺99] N. Hayashida et al. Updated agasa event list above $4 \cdot 10^{19}$ -ev. *Astrophys. J.*, 522:225, 1999. astro-ph/0008102.
- [H⁺02a] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66:010001+, 2002. <http://pdg.lbl.gov>.
- [H⁺02b] Gary Colin Hill et al. Ice property investigations with muons and implications for AMANDA analyses. Beitrag zum Kollaborationstreffen in Berkeley, 2002.
- [Hau03] Tonio Hauschildt. *Search for Extraterrestrial Neutrino Point Sources in the 2000 AMANDA Data*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, 2003.
- [Hil96] Gary C. Hill. *Experimental and Theoretical Aspects of High Energy Neutrino Astrophysics*. PhD thesis, University of Adelaide, Adelaide, Australia, 1996.
- [Hil97] Gary C. Hill. Detecting neutrinos from AGN: New fluxes and cross sections. *Astroparticle Physics*, 6:215–227, 1997. arXiv:astro-ph/9607140.
- [Hil01] Gary C. Hill. Bayesian event reconstruction and background rejection in neutrino detectors. In Heinzlmann et al. [HKS01], pages 1279–1282. HE.267.
- [HKC⁺98] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Wissenschaftlicher Bericht FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Germany, 1998. http://hikwww4.fzk.de/hbk/literatur/FZKA_Berichte/FZKA6019.pdf.
- [HKS01] G. Heinzlmann, K.-H. Kampert, and Christian Spiering, editors. *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference*, Hamburg, Germany, August 2001.
- [Hun99a] Stephan Hundertmark. AMASIM Neutrino Detector Simulation Program. In Spiering [Spi99], pages 276–286.
- [Hun99b] Stephan Hundertmark. *Simulation und Analyse von Myonereignissen im AMANDA-B4 Neutrino Teleskop*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, February 1999.
- [Jac96] John David Jackson. *“Classical Electrodynamics”*. Wiley, New York, USA, third edition, 1996.
- [Jap03] George Japarizde. Photon arrival time distribution and PMT jitter. Beitrag zum Kollaborationstreffen in Madison, 2003.

- [Kar99] Albrecht Karle. Monte Carlo simulation of photon transport and detection in deep ice: muons and cascades. In Spiering [Spi99], pages 174–185.
- [Kow03] Marek Kowalski. *Search for Cascades from extraterrestrial Neutrinos with the AMANDA-II Detector*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, 2003.
- [LM00] John Gregory Learned and Karl Mannheim. High-Energy Neutrino Astrophysics. *Annual Reviews of Nuclear and Particle Science*, 50:679–749, 2000.
- [Mio01] Predrag Miočinović. *Muon energy reconstruction in the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array (AMANDA)*. PhD thesis, University of California at Berkeley, Berkeley, California, USA, December 2001.
- [MNS62] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. *Progress of Theoretical Physics*, 28:870, 1962.
- [Neu04] Till Neunhoffer. *Die Entwicklung eines neuen Verfahrens zur Suche nach kosmischen Neutrino-Punktquellen mit dem AMANDA-Neutrino-Teleskop*. PhD thesis, Universität Mainz, 2004.
- [Nie00] Peter Niessen. *Search for relativistic magnetic monopoles with the AMANDA detector*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, November 2000.
- [Pan96] Dirk Pandel. Bestimmung von Wasser- und Detektorparametern und Rekonstruktion von Myonen bis 100 TeV mit dem Baikal-Neutrino-Teleskop NT-72. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, February 1996.
- [Poh04] Arvid Pohl. *A Statistical Tool for Finding Non-Particle Events from the AMANDA Neutrino Telescope*. PhD thesis, Uppsala Universitet, 2004.
- [PTVF97] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. V. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C – The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2nd edition, 1997.
- [S⁺01] Ole Streicher et al. The SIEGMUND software package, 2001. <http://www.ifh.de/nuastro/software/siegmund>.
- [S⁺03] Peter Steffen et al. The SIEGLINDE software package, 2003. <http://www-zeuthen.desy.de/nuastro/sieglinde/sieglinde.html>.

- [Spi99] Christian Spiering, editor. “*Proceedings of Workshop on the Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes*”, DESY-Proc-1999-01, DESY Zeuthen, Germany, July 1999.
- [Ste02] Peter Steffen. Direct Walk II. Internal report AIR/20020201, AMANDA Collaboration, February 2002.
- [Tab02] Ignacio Taboada. *Search for High Energy Neutrino Induced Cascades with the AMANDA-B10 Detector*. PhD thesis, University of Pennsylvania, 2002.
- [TIG96] M. Thunmann, G. Ingelman, and P. Gondolo. Charm production and high energy atmospheric muon and neutrino fluxes. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 48(472), April 1996.
- [Wag03] Wolfgang Wagner. New Capabilities of the AMANDA-II High Energy Neutrino Detector. June 2003. Internal Report AIR/20030601.
- [Wal03] Christian Walck. Live- and dead-time analysis. Universitet Stockholm, Schweden, 2003. <http://www.physto.se/walck/amanda/livedead>.
- [Wan] Y. R. Wang. Point Source Analysis of Blind Data 2001 and of Combined Data (2000+2001). AMANDA collaboration meeting at Bartol, March 2004.
- [Wan04] Y. R. Wang. Unblinding Proposal. University of Wisconsin-Madison, USA, 2004. <http://amanda.wisc.edu/yrwang/proposal-5-27.pdf>.
- [Wax00] Eli Waxman. High energy cosmic-rays and neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs. *Phys. Scripta*, T85:117–126, 2000. [astro-ph/9911395](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9911395).
- [Wos00] K. Woschnagg. Optical Properties of Ice in AMANDA and IceCube, 2000. <http://amanda.berkeley.edu/kurt/ice2000>.
- [ZK66] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4:78–80, 1966.