

Entwicklung und Analyse eines  
Hitselektionsalgorithmus für  
Niedrigenergieereignisse im ANTARES  
Neutrino-Teleskop basierend auf einer  
Hough-Transformation

**Diplomarbeit**

vorgelegt von  
Stefanie Wagner

Erlangen Center for Astroparticle Physics  
Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: Prof. Dr. Ulrich Katz

Februar 2010



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2 Das ANTARES-Experiment</b>	<b>7</b>
2.1 Theoretische Grundlagen . . . . .	7
2.1.1 Wechselwirkungsprozesse von Neutrinos mit Materie . . . . .	7
2.1.2 Cherenkov-Strahlung und Lichtpropagation in Wasser . . . . .	8
2.1.3 Energieverlustmechanismen von Leptonen . . . . .	9
2.2 Der ANTARES-Detektor . . . . .	10
2.3 Atmosphärische Neutrinos und Myonen . . . . .	13
2.4 Optischer Untergrund . . . . .	14
2.5 Physik im Niedrigenergiebereich . . . . .	15
<b>3 Entwicklung der Hough-Transformation als Hitselektion</b>	<b>17</b>
3.1 Mustererkennung als Hitselektion bei ANTARES . . . . .	18
3.2 Grundlagen der Hough-Transformation . . . . .	22
3.3 Der Algorithmus . . . . .	23
3.3.1 Geraadenauswahl . . . . .	24
3.3.2 Selektion von L0-Hits . . . . .	29
<b>4 Analyse der Hough-Hitselektion</b>	<b>37</b>
4.1 Vergleich des Algorithmus mit und ohne Parallelverschiebung der gefundenen Geraden . . . . .	37
4.2 Fehlschlägen des Hough-Algorithmus . . . . .	40
4.3 Abhängigkeit der Hiteffizienz und -reinheit von der Neutrinoenergie .	41
4.4 Verhalten für unterschiedliche Untergrundraten . . . . .	44
<b>5 Vergleich der Hough-Hitselektion mit weiteren Hitselektionen bei ANTARES</b>	<b>46</b>
5.1 Hitselektionen bei ANTARES . . . . .	46
5.1.1 L1-Hitselektion . . . . .	46
5.1.2 L2-Hitselektion . . . . .	50
5.1.3 HM-Hitselektion . . . . .	51
5.2 Vergleich der Hitselektionen mit der Hough-Hitselektion . . . . .	53
<b>6 Verwendung der Hough-Hits für die Spurrekonstruktion</b>	<b>59</b>
6.1 Der Spurrekonstruktionsalgorithmus Posidonia . . . . .	59
6.2 Posidonia mit Hough-Hits . . . . .	61

6.3	Posidonia mit Vereinigung von Hough- und HM-Hits . . . . .	64
6.4	Posidonia mit der Schnittmenge aus Hough- und HM-Hits . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Anwendung der Hitselektion auf Messdaten</b>	<b>66</b>
7.1	Vergleich für L0- und L1-Hits . . . . .	67
7.2	Vergleich für Hough-Hits . . . . .	71
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>74</b>
<b>A</b>	<b>Triggeralgorithmen</b>	<b>76</b>
<b>B</b>	<b>Schnitt des Cherenkov-Lichtkegels mit einer Detektorline</b>	<b>78</b>
B.1	Kegelschnitte . . . . .	78
B.2	Herleitung der Signalentstehung an einer Line in $t$ - $z$ -Darstellung . . . . .	79
<b>C</b>	<b>Plots</b>	<b>83</b>
C.1	Hough Plots . . . . .	83
C.2	Verteilungsplots . . . . .	85
C.3	Posidonia Plots . . . . .	89
<b>D</b>	<b>Tabellen</b>	<b>92</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Um die Gültigkeit des Energie- und Drehimpulserhaltungssatzes beim  $\beta$ -Zerfall zu retten, postulierte Wolfgang Pauli 1930 das Neutrino, welches erstmals 1956 von Cowan und Reines durch Messung von Elektron-Antineutrinos aus Kernreaktoren nachgewiesen wurde [1]. Seither gibt es eine Vielzahl von Experimenten, die sich mit der Neutrino-physik beschäftigen. Experimente wie Homestake, GALLEX oder SAGE wiesen Neutrinos, die bei der Kernfusion in der Sonne entstehen, radiochemisch nach. Kamiokande bzw. Super-Kamiokande und SNO bedienten sich des Nachweis-prinzips der Cherenkov-Strahlung um solare und atmosphärische Neutrinos, die bei der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre entstehen, nachzuweisen. Diese Neutrinos haben dabei Energien im MeV-Bereich. Mit wesent-lich höheren Energien von über 1 TeV können Neutrinos z.B. durch Wechselwirkung beschleunigter Hadronen der kosmischen Stahlung mit niederenergetischen Proto-nen bzw. Photonen im Kosmos entstehen. Solche Beschleuniger können zum Beispiel Aktive Galaxienkerne (AGN), Binärsysteme bzw. Supernovareste sein [1]. Um diese hochenergetischen Neutrinos nachzuweisen bedarf es aufgrund des geringen Wech-selwirkungsquerschnittes und des starken Abfalls des vorhergesagten Neutrino-flusses mit der Energie eines sehr großen Detektionsvolumens.

ANTARES (ein Akronym für „Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch“) ist ein Unterwasser-detektor, der zum Zweck der Neutri-noastronomie mit einem instrumentierten Volumen von  $0,01 \text{ km}^3$  im Mittelmeer in-stalliert wurde. Neutrinos eignen sich aufgrund ihrer Eigenschaften, der elektrischen Neutralität und des geringen Wechselwirkungsquerschnittes, für astronomische Un-tersuchungen, da sie auf dem Weg von der Quelle zum Detektor nicht absorbiert und nicht durch galaktische oder intergalaktische Magnetfelder abgelenkt werden. Daher zeigen sie in Richtung ihrer Quelle und lassen ebenfalls eine Untersuchung des Inneren der Quellenobjekte zu. Der Neutrinonachweis bei ANTARES geschieht dabei indirekt über das emittierte Cherenkov-Licht der bei der Neutrinowechsel-wirkung mit Materie entstehenden hochrelativistischen geladenen Teilchen. Dieses Licht wird über ca. 900 optische Module an insgesamt 12 Detektor-Lines detek-tiert, wobei über die detektierte Menge und die Ankunftszeiten des Lichts (Hits) auf die Richtung der Neutrinos geschlossen werden kann. Da Myonspuren prinzipi-ell mit hoher Winkelauflösung rekonstruiert werden können, eignen sich besonders Myon-Neutrinos für die Neutri-noastronomie. Obgleich ANTARES zur Detektion von

Neutrinos oberhalb von einigen 100 GeV optimiert ist, erlaubt der Detektor auch die Detektion von Neutrinos bis hinunter zu etwa 10 GeV. Im Niedrigenergiebereich von einigen 10 bis 100 GeV sind zwei physikalische Phänomene interessant. Neutrinos können sich in eine andere Neutrinosorte umwandeln. Dieses als Neutrinooszillation bezeichnete Phänomen wurde von Super-Kamiokande durch das Defizit an atmosphärischen Myon-Neutrinos entdeckt [2]. ANTARES könnte dieses Defizit in einem höheren Energiebereich nachweisen. Ein weiteres, bisher ungelöstes, kosmologisches Phänomen, ist das der Dunklen Materie. Aus Messungen, wie z.B. der Temperaturanisotropien der kosmischen (Mikrowellen-) Hintergrundstrahlung, geht hervor, dass nicht-baryonische Materie im Universum vorhanden sein muss [3], welche nicht sichtbar ist. Ein Kandidat für die Dunkle Materie ist das sogenannte Neutralino. Diese können sich in Gravitationspotentialen wie dem der Erde, der Sonne oder des galaktischen Zentrums ansammeln und dort über einen Zwischenschritt zu Neutrinos annihieltern. Diese Neutrinos könnten mit ANTARES nachgewiesen werden.

Für diese Zwecke müssen die Richtungen der niederenergetischen Neutrinos mit hoher Präzision rekonstruiert werden. Dies wird erschwert durch die geringe Anzahl an detektierten Photonen. Zusätzlich müssen diese vom optischen Untergrund separiert werden, der durch radioaktiven Zerfall von  $^{40}\text{K}$  und durch biologische Organismen im Meer entsteht. Gerade im Energiebereich von 10 bis 500 GeV ist eine effiziente und reine Auswahl an Hits für die Spurrekonstruktion sehr wichtig, da hier nur ca. 20% der detektierten Hits eines Ereignisses Signalhits sind.

In dieser Arbeit wird für diesen Energiebereich ein Algorithmus zur Hitselektion entwickelt, welcher auf Mustererkennung basiert. Aufgrund des Schnitts des Cherenkov-Lichtkegels mit einer Line sind Signalhits geometrisch korreliert. Untergrundhits weichen von dieser Form ab, da sie statistisch verteilt auftreten. Dieses nutzt man um Signal- von Untergrundhits für jedes Ereignis zu trennen. Als Mustererkennungsalgorithmus wird das Prinzip der Hough-Transformation gewählt. Damit lassen sich parametrisierbare geometrische Strukturen durch Transformation in den Parameterraum durch Maxima in diesem erkennen. Ausgehend von dieser Struktur wird ein Kriterium zur Hitauswahl entwickelt und die Qualität dieses Algorithmus durch Anwendung auf simulierte Neutrinoereignisse getestet. Dabei wird untersucht, ob sich dieser Algorithmus zur effektiven Trennung von Signal- und Untergrundhits im Niedrigenergiebereich bis zu 500 GeV eignet. Dazu wird die Hitselektion mit weiteren Hitselektionsalgorithmen von ANTARES verglichen und ihre Auswirkung auf eine Spurrekonstruktionsstrategie für den Niedrigenergiebereich getestet. Letztlich wird der Algorithmus auf Daten angewandt und mit Monte Carlo Simulationen verglichen, um das Verhalten des Hitselektionsalgorithmus bei Daten zu analysieren.

# Kapitel 2

## Das ANTARES-Experiment

### 2.1 Theoretische Grundlagen

#### 2.1.1 Wechselwirkungsprozesse von Neutrinos mit Materie

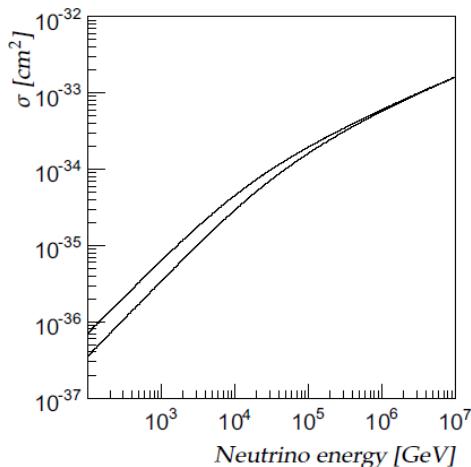
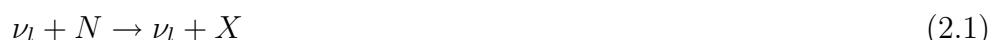


Abbildung 2.1: Totaler Wechselwirkungsquerschnitt für Myon-Neutrinos (obere Kurve) und -Antineutrinos (untere Kurve) in CC-Reaktionen als Funktion der Neutrinoennergie. Abbildung entnommen aus [4].

Da Neutrinos elektrisch neutral sind, wechselwirken sie ausschließlich über die schwache Wechselwirkung. Hierbei können sie ein  $Z$ - bzw. ein  $W^\pm$ -Boson austauschen. Zum Beispiel wechselwirken Neutrinos  $\nu_l$  bzw. Antineutrinos  $\bar{\nu}_l$  mit einem Nukleon  $N$  nach folgenden Reaktionen [4]:

- Neutral-Strom-Reaktionen (NC):



- Geladene-Strom-Reaktionen (CC):



Dabei steht  $X$  für den hadronischen Endzustand und  $l$  für Lepton. Der Nachweis der Neutrinos basiert vor allem auf CC Reaktionen. Wie in Abbildung 2.1 ersichtlich, ist der Wechselwirkungsquerschnitt für Neutrinos und Antineutrinos für diese Reaktion sehr klein, er beträgt für Neutrinos mit einer Energie von  $10^4$  GeV ca.  $4 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2$ . Da zusätzlich der Neutrinostrahl mit der Energie stark abfällt, benötigt man ein großes Detektionsvolumen um eine genügend hohe Anzahl an Neutrinos nachzuweisen. Im Folgenden werden mit Neutrinos sowohl Neutrinos als auch Anti-Neutrinos bezeichnet.

### 2.1.2 Cherenkov-Strahlung und Lichtpropagation in Wasser

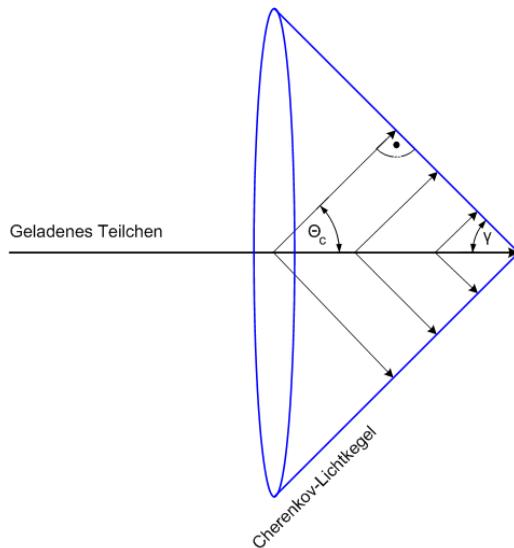


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Entstehung des Cherenkov-Lichtkegels.

Der Nachweis dieser hochrelativistischen Leptonen beruht auf der Detektion des emittierten Cherenkov-Lichts in einem durchsichtigen Medium. Cherenkov-Strahlung entsteht, wenn geladene Teilchen in einem Medium mit Brechungsindex  $n$  (für Wasser ist  $n = 1,35$  bei einer Wellenlänge  $\lambda = 450\text{nm}$  [5]), sich schneller als Licht in diesem Medium ( $v > c/n$ ) bewegen. Sie polarisieren die Atome entlang ihrer Spur. Durch die zeitliche Änderung des dadurch entstandenen Dipolfeldes, strahlen sie Licht unter dem Cherenkov-Winkel  $\theta_c$  ab [6]. Dieser Winkel ergibt sich aus  $\cos \theta_c = 1/\beta n$ , wobei  $\beta = v/c$  und  $c$  die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit ist. Dabei entsteht ein Lichtkegel mit Öffnungswinkel  $\gamma = 90^\circ - \theta_c$  (siehe Abbildung 2.2), wobei sich für Wasser  $\theta_c = 42^\circ$  ergibt [5]. Dieses Licht kann mittels mehrerer optischer Sensoren detektiert werden.

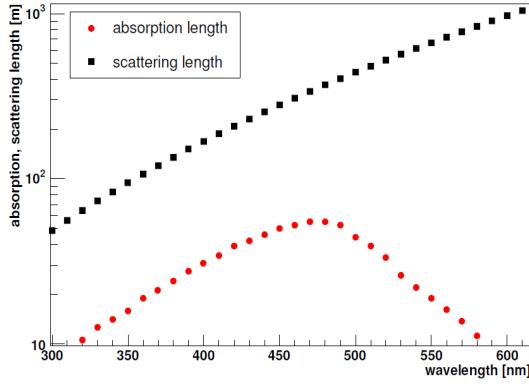


Abbildung 2.3: Absorptions- und Streulänge in Abhängigkeit der Wellenlänge an der ANTARES-Site. Abbildung entnommen aus [7].

Das emittierte Cherenkov-Licht kann an Molekülen und Teilchen im Wasser gestreut und absorbiert werden. Die Größe, die dabei die Abschwächung des Lichtes beschreibt ist die Abschwächlänge  $\lambda_{\text{att}}$ . Sie bestimmt sich aus der Streulänge  $\lambda_{\text{scat}}$  und der Absorptionslänge  $\lambda_{\text{abs}}$  über  $1/\lambda_{\text{att}} = 1/\lambda_{\text{scat}} + 1/\lambda_{\text{abs}}$ .  $\lambda_{\text{scat}}$  und  $\lambda_{\text{abs}}$  geben dabei den  $1/e$ -ten Anteil der Photonen an, die nicht gestreut bzw. absorbiert wurden. Ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Für ANTARES stellt sich damit heraus, dass die Abschwächlänge im Bereich 460 bis 470 nm maximal ist und im blauen Bereich des sichtbaren Lichtes liegt. Die Absorptionslänge in diesem Bereich beträgt ca. 55 m. Für die Spurrekonstruktion ist es dabei hinderlich, dass die Abweichung der Richtung der Photonen durch Streuung mit zunehmenden Abstand vom Emissionspunkt zunimmt.

### 2.1.3 Energieverlustmechanismen von Leptonen

Geladene relativistische Teilchen können ihre Energie durch Bremsstrahlung, Paarbildung, Ionisation und photonukleare Prozesse abgeben [8]. Die Abschwächung der Energie durch Abstrahlung des Cherenkov-Lichtes, ist so gering, dass sie vernachlässigt werden kann. Die dominierenden Prozesse hängen dabei von der Teilchenart und von der Energie ab. Abbildung 2.4 zeigt links den mittleren Energieverlust pro Weglänge für die einzelnen Energieverlustmechanismen von Myonen in Abhängigkeit von ihrer Energie. So ist bei Myonen unterhalb einer Energie von 1 TeV die Ionisation der dominierende Prozess und die anderen Prozesse können vernachlässigt werden.

Die Reichweite der Leptonen in Wasser hängt von der Teilchenart und von ihrer Energie ab (siehe Abbildung 2.4 rechts). Bei einer Energie von 100 GeV beträgt die Reichweite für Myonen ca. 140 m, bei 10 TeV etwa 10 km in Wasser. Elektronen, die durch einen CC-Prozess von  $\nu_e$  entstehen, erzeugen elektromagnetische Schauer, wobei die Strahlungslänge in Wasser 36 cm beträgt. Die Reichweite dieser Schauer beträgt bei 10 TeV etwa 5 m. Aufgrund der geringen Reichweite müssen sie im bzw. nahe am Detektor erzeugt werden um bei einer Absorptionslänge von 55 m detektiert werden zu können. Taus haben eine sehr viel geringere Lebensdauer als Myonen und

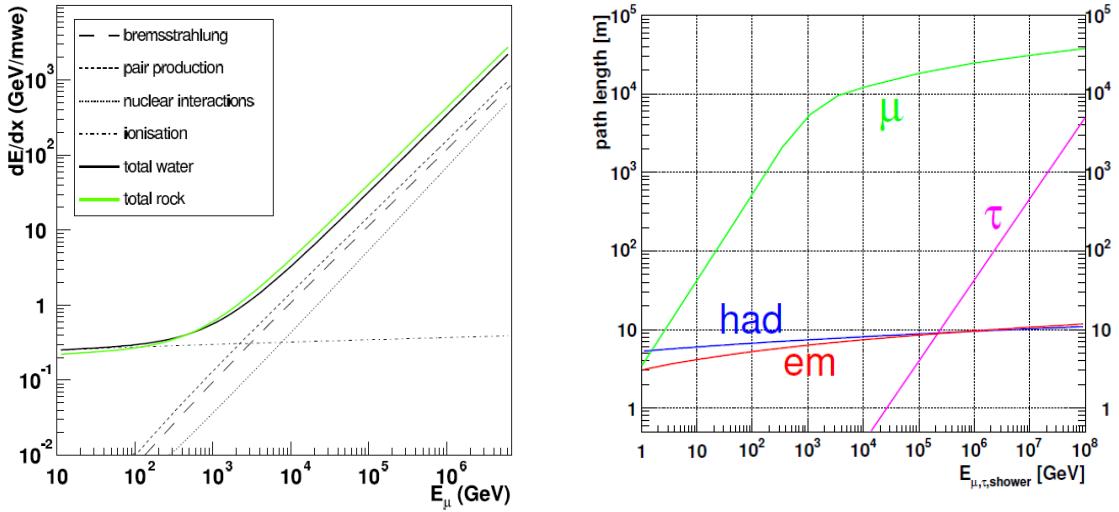


Abbildung 2.4: Links: Durchschnittlicher Energieverlust in GeV pro Länge in mwe in Wasser und Fels für Myonen in Abhängigkeit ihrer Energie. 1 mwe ist die Länge eines Materials, die 1 m Wasser entspricht. Die Einzelprozesse sind für Wasser separat eingezeichnet. Rechts: Reichweite von Myonen ( $\mu$ ), Taus ( $\tau$ ), des elektromagnetischen Schauers (em) und des hadronischen Schauers (had) in Abhängigkeit von ihrer Energie. Abbildung links entnommen aus [9] und rechts entnommen aus [7].

zerfallen in 17,8% der Fälle in diese, weshalb das Signal fälschlicherweise als Myonergebnis interpretiert werden kann [4]. Das ANTARES-Experiment konzentriert sich auf den Nachweis von Myonenspuren, da deren Richtung prinzipiell mit hoher Winkelauflösung rekonstruiert werden kann und somit eine wichtige Voraussetzung für astronomische Beobachtungen erfüllt. Für Niedrigenergieereignisse bis zu 500 GeV werden in dieser Arbeit deshalb nur Myonen betrachtet.

## 2.2 Der ANTARES-Detektor

Der ANTARES-Detektor ist ein Unterwasserdetektor, der in einer Tiefe von 2475 m ca. 20 km vor der französischen Mittelmeerküste im Meer installiert ist. In Abbildung 2.5 ist eine vereinfachte künstlerische Darstellung des Detektors gezeigt. Der Detektor besteht aus zwölf vertikalen Strukturen, den sogenannten Lines, die eine Länge von ca. 480 m haben und in einem Abstand von ca. 60 bis 70 m am Meeresboden fest verankert sind. Abbildung 2.2 rechts zeigt die Anordnung der einzelnen Lines am Meeresboden. Über den Auftrieb einer Boje, die am Ende jeder Line angebracht ist, werden die Lines gerade gezogen. Die Detektion des Cherenkov-Lichtes erfolgt über insgesamt 885 optische Module. Ein optisches Modul (OM) besteht aus einer druckbeständigen Glassphäre, die einen Photomultiplier (PMT) enthält. Drei dieser optischen Module sind zu einem Stockwerk zusammengefasst, die mit einem Zwischenwinkel von  $120^\circ$  in einer horizontalen Ebene angebracht sind, und unter einem Winkel von  $45^\circ$  nach unten zeigen (siehe Abbildung 2.2 links), um den Fluss

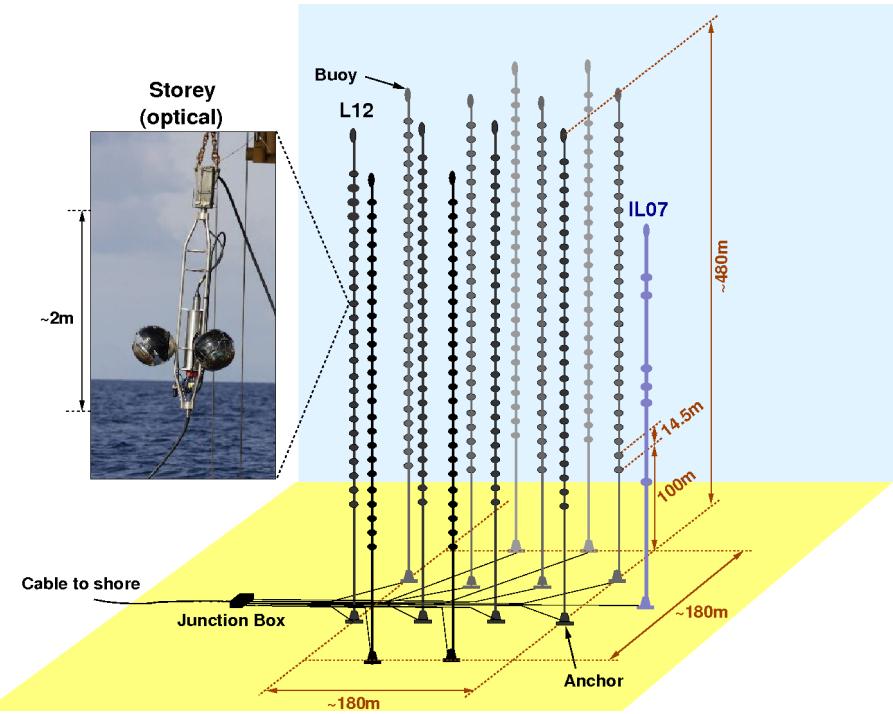


Abbildung 2.5: Künstlerische Darstellung des ANTARES Detektors.

atmosphärischer Myonen (siehe Abschnitt 2.3) zu unterdrücken. Die Elektronik für jedes Stockwerk befindet sich in einem Zylinder in der Mitte zwischen den optischen Modulen. Dieser wird als LCM (Local Control Module) bezeichnet. Line 1 bis 11 enthalten jeweils 25, Line 12 enthält 20 dieser Stockwerke in einem Abstand von 14,5 m, wobei sich das erste Stockwerk 100 m über dem Meeresboden befindet. Die einzelnen Lines werden über die 'Junction Box' mit Strom versorgt, die über ein ca. 40 km langes elektro-optisches Kabel mit der Küstenstation verbunden ist. Über dieses Kabel erfolgt auch die Übertragung der Daten an Land. Insgesamt umfasst der Detektor ein instrumentiertes Volumen von  $0,01\text{km}^3$ .

Licht wird detektiert, wenn das auftreffende Licht im PMT innerhalb der Integrationszeit von 33 ns die Nachweisschwelle des PMTs von 0,3 Photoelektronen (pe) überschreitet. Dabei wird das Signal jedes OMs mit zwei ARS (Analogue Ring Sampler) Chips ausgelesen, um die Totzeit eines ARS von ca. 250 ns zu überbrücken. Kommt innerhalb dieser Zeit ein zweites Signal, so wird es vom zweiten ARS ausgelesen. Die ARS Chips digitalisieren das analoge Signal zu einem sogenannten Hit, indem sie den Strom innerhalb der Integrationszeit aufaddieren und diesen einer Ladung zuordnen. Diese Ladung ist mit der Anzahl der Photoelektronen korreliert. Die Zeitinformation kommt von der lokalen Zeit des LCMs. Alle damit detektierten Daten werden über das elektro-optische Kabel an Land geschickt und von einer Computerfarm durch verschiedene Filter-Algorithmen (Trigger) in Echtzeit (Online) gefiltert. Dazu wird die optimale Detektorkonfiguration und Kalibration verwendet. Aus Effizienzgründen sind meist der 3N und der 2T3 Trigger aktiv, welche im Anhang A genauer beschrieben werden. Ist die Triggerbedingung erfüllt, so werden in einem Zeitfenster  $[t_f - 2,2 \mu\text{s}, t_l + 2,2 \mu\text{s}]$  zum ersten ( $t_f$ ) und letzten ( $t_l$ ) getriggerten Hit alle Hits zu einem Ereignis zusammengefasst. Durch die Information der

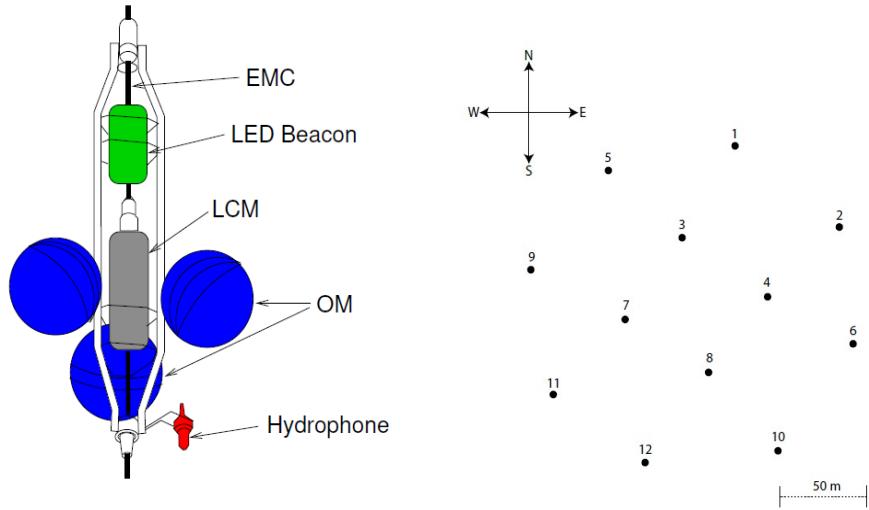


Abbildung 2.6: Links: Künstlerische Darstellung eines Stockwerks des ANTARES Detektors [7]. Rechts: Anordnung der einzelnen Lines am Meeresboden [4].

Ladung und Zeit  $t$  der detektierten Hits eines Ereignisses mit der zusätzlichen Information in welcher Position und Orientierung sich das OM zur Zeit  $t$  befand, lässt sich die Teilchenstrasse im Nachhinein (Offline) rekonstruieren.

Da aufgrund der Meeresströmung von einigen cm/s die Orientierung und Position der Stockwerke um einige Meter von der ursprünglichen Position abweicht, wird einmal über akustische Positionierung die Form der Line [10] und über Neigungsmesser und Kompassen an jedem Stockwerk, die Neigung und Orientierung der OMs ermittelt [11]. Die nötigen Daten hierfür werden alle 2 Minuten während der Datennahme genommen. Die Zeitkalibration funktioniert zum Einen über die Zeit der LCMs, die mit der Zeit der Küstenstation abgeglichen wird. Zum Anderen werden über ein optisches Lichtsignal-System über LEDs an einzelnen Stockwerken bzw. durch Laser am Boden, Lichtpulse emittiert, die von den OMs gemessen werden. Über die Zeitdifferenz zwischen Emission und Datenverarbeitung der OMs wird die Zeitmessung kalibriert [12]. Da diese Berechnungen zeitaufwändig sind, sind die Ergebnisse während der Datennahme nicht verfügbar, weswegen die Online-Geometrie und -Kalibration für die Datennahme verwendet wird. Daher müssen für die Analyse der Daten die Offline-Geometrie und -Kalibration auf die Daten angewendet werden.

## 2.3 Atmosphärische Neutrinos und Myonen

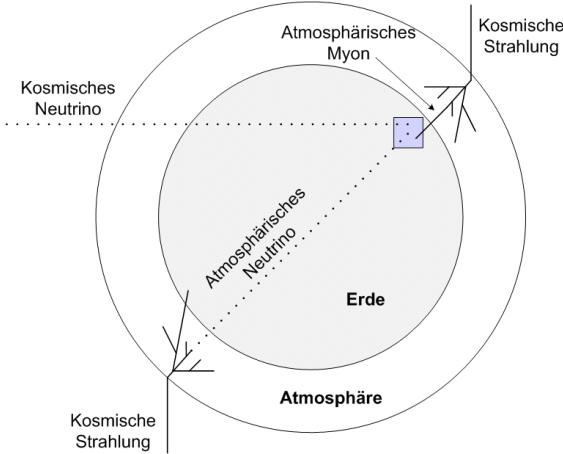


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der einzelnen Signalquellen für ANTARES.

### Atmosphärische Neutrinos

Hochenergetische kosmische Neutrinos entstehen als Wechselwirkungsprodukt in Kollisionen höchstenergetischer Protonen mit Photonen oder anderen Nukleonen [1]. Ebenso entstehen auch atmosphärische Neutrinos als Zerfallsprodukt von Pionen, die bei der Wechselwirkung von Protonen der kosmischen Strahlung bei Eintritt in die Atmosphäre mit Atomkernen (Sauerstoff und Stickstoff) entstehen. Geladenene Pionen zerfallen mit einer Halbwertszeit von 26 ns in folgenden Reaktionen [13]:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (2.5)$$

Die dabei entstehenden Myonen zerfallen weiter nach

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (2.6)$$

Die erzeugten Neutrinos werden als atmosphärische Neutrinos bezeichnet und können aufgrund ihres geringen Wechselwirkungsquerschnitts die Erde durchdringen und in der Nähe des Detektors wechselwirken. Dabei können Neutrinos aus allen Richtungen den Detektor erreichen (siehe Abbildung 2.8).

### Atmosphärische Myonen

Zerfallen die in (2.5) entstandenen Myonen nicht weiter, so erreichen sie als atmosphärische Myonen die Erde [1]. Aufgrund ihres Energieverlustes in der Erde und der damit verbundenen geringen Reichweite (siehe Abbildung 2.4) können Myonen die Erde nicht durchdringen und damit nur von oben den Detektor erreichen. Dies ist auch in Abbildung 2.8 zu sehen. Hier ist die Verteilung des detektierbaren Flusses für atmosphärische Myonen und Neutrino-induzierte Myonen in einer Wassertiefe von 2300 m in Abhängigkeit des Zenitwinkels gezeigt. Der Myonfluss übersteigt

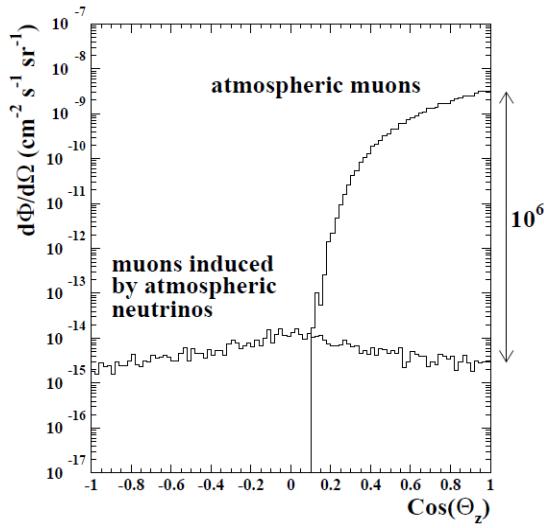


Abbildung 2.8: Zenitwinkelverteilung des Myonflusses über 1 TeV von atmosphärischen Myonen und durch atmosphärische Neutrinos induzierte Myonen in einer Wassertiefe von 2300 m. Abbildung entnommen aus [5].

hierbei den Fluss der Neutrinos um den Faktor  $10^6$ . Daher stellen atmosphärische Myonen für die Untersuchung von Neutrinos ein Untergrundereignis dar, welches z.B. aufgrund der Rekonstruktionsrichtung von Neutrinos getrennt werden kann.

## 2.4 Optischer Untergrund

Als optischen Untergrund gibt es im Meeresswasser zwei Ursachen. Das ist zum Einen radioaktiver Zerfall des Isotops Kalium-40 und zum Anderen Biolumineszenz, wobei es sich um Lichtemission von lebenden Organismen handelt.

### K40

Das im salzigen Meerwasser enthaltene radioaktive Isotop  $^{40}\text{K}$  zerfällt über  $\beta$ -Zerfall zu  $^{40}\text{Ca}$ . Dabei wird ein Elektron mit einer maximalen Energie von 1.311 MeV frei, welches damit die Schwelle zur Emission von Cherenkov-Photonen überschreitet. Dabei werden rund 70 Cherenkov-Photonen erzeugt [14], die aufgrund von Mehrfachstreuung des Elektrons an Wassermolekülen in einen großen Raumwinkel emittiert werden. Im Mittel ergibt sich damit eine Untergrundrate von ca.  $30 \pm 7 \text{ kHz}$  [14] pro optischem Modul.

### Biolumineszenz

Im Meeresswasser gibt es lebende Organismen, welche Licht emittieren. Dieses Verhalten wird als Biolumineszenz bezeichnet. Beispiele hierfür sind unter anderem Schrimps, Plankton und bestimmte Bakterien. Biolumineszenz hat unterschiedliche Bedeutungen, so kann sie z.B. als Kommunikation unter den Lebewesen dienen. Die

Raten mit denen Biolumineszenz auftritt, hängen dabei von der Art des Lebewesens ab. Bakterien können über einige Tage Licht emittieren. Fische hingegen emittieren nur kurzzeitig innerhalb von einigen ms Licht. Die Intensität des Lichtes ist mit bis zu  $10^{11}$  Photonen pro Sekunde sehr viel höher als bei  ${}^{40}\text{K}$  [14]. Lokal kann dabei unter Umständen eine große Anzahl an Untergrundhits z.B. durch Schwärme erzeugt werden.

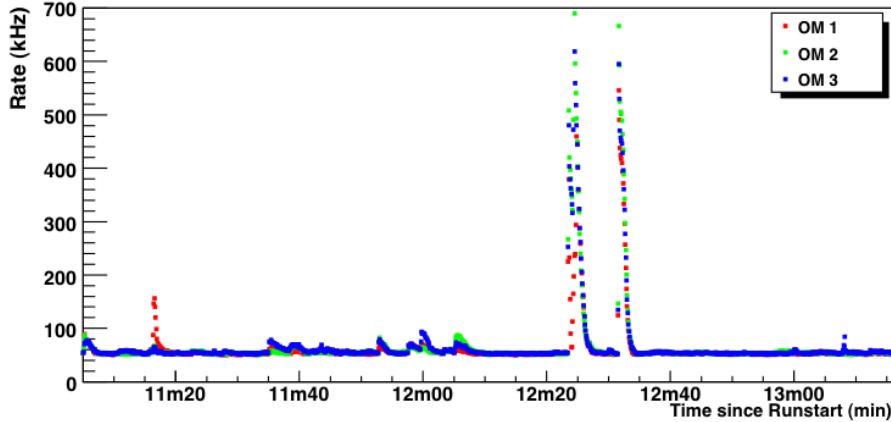


Abbildung 2.9: Messung der Photonennachweisrate einzelner OMs in Abhängigkeit von der Zeit.

Abbildung 2.9 zeigt dieses Verhalten anhand von Messdaten. Hier ist für drei optische Module die Detektionsrate in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit aufgetragen. Die durchschnittliche Untergrundrate beträgt hier ca. 60 kHz, wobei bei einzelnen Zeiten die Rate pro OM kurzzeitig sehr ansteigt. Dieser Anstieg ist auf Biolumineszenz zurückzuführen.

## 2.5 Physik im Niedrigenergiebereich

Der Energiebereich von 10 bis 500 GeV ist vor allem für zwei physikalische Prozesse interessant. Hier ist zum Einen die Untersuchung von Neutrinooszillationen und zum Anderen der indirekte Nachweis von Neutralinos als Kandidat für die sogenannte Dunkle Materie zu nennen.

### Neutrinooszillation

In Untergrundexperimenten wie Kamiokande bzw. Super-Kamiokande wurde durch ein Defizit an atmosphärischen Myon-Neutrinos gegenüber Elektron-Neutrinos ein Hinweis auf Neutrinooszillationen gefunden [2]. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutrino mit einer Energie  $E_\nu$  in GeV nach einer zurückgelegten Wegstrecke  $L$  in km von der Quelle seinen Flavour ändert, ist durch

$$P(x) = \sin^2(2\theta) \sin^2(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu}), \quad (2.7)$$

gegeben, wobei  $\Delta m^2$  die Differenz der quadrierten Neutrinomassen in eV<sup>2</sup> und  $\theta$  der Mischungswinkel zwischen zwei Neutrinosorten ist [13]. In Abbildung 2.10 ist

die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myon-Neutrinos  $1 - P$  in Abhängigkeit vom Verhältnis  $L/E_\nu$ , für maximale Mischung ( $\sin^2(2\theta) = 1,0$ ) und  $\Delta m^2 = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  gezeigt. Atmosphärische Neutrinos legen eine Wegstrecke von 15 km (bei vertikaler Richtung von oben) bzw. 13000 km (bei vertikaler Richtung von unten) zurück bis sie den Detektor erreichen. Damit befindet sich ANTARES für niedrige Energien im GeV-Bereich in der Nähe eines Minimums der Überlebenswahrscheinlichkeit und kann damit in einem anderen Energiebereich als Super-Kamiokande Neutrinooszillationen nachweisen.

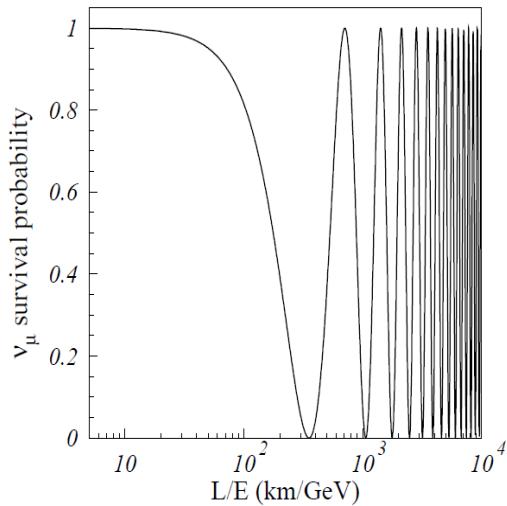


Abbildung 2.10: Darstellung der Überlebenswahrscheinlichkeit  $1 - P$  eines Myon-Neutrinos  $\nu_\mu$  in Abhängigkeit von  $L/E_\nu$  für  $\sin^2(2\theta) = 1,0$  und  $\Delta m^2 = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ . Abbildung entnommen aus [5].

## Dunkle Materie

Zu den Kandidaten für die sogenannte kalte Dunkle Materie wird das Neutralino  $\chi$  gezählt [15]. Es ist ein schwach wechselwirkendes massives Teilchen, ein sogenanntes WIMP (weakly interacting massive particle), welches durch verschiedene theoretische Modelle postuliert wird, aber bis jetzt noch nicht nachgewiesen wurde. Eines dieser Modelle ist die sogenannte Supersymmetrie. Neutralinos können sich aufgrund elastischer Streuprozesse in Gravitationspotentialen wie der Sonne oder der Erde ansammeln und dort annihilieren. Die Annihilation erfolgt in Fermion-Antifermion-Paare oder in Paare von  $Z$ ,  $W$  oder Higgs Bosonen, welche wiederum zu Neutrinos annihilieren können [3]. Damit erhalten diese hochenergetischen Neutrinos eine Energie, die kleiner als die Neutralinomasse  $m_\chi$  ist, und im Bereich von 10 bis 500 GeV erwartet wird [16] [17]. Damit ist es für ANTARES möglich Neutralinos indirekt über Neutrinos nachzuweisen. Durch eine hochwinkelauf lösende Rekonstruktion der Neutrinos aus der Sonne oder der Erde könnte damit die Neutralinomasse eingeschränkt werden.

# Kapitel 3

## Entwicklung der Hough-Transformation als Hitselektion

Da die Reichweite der Myonen im Niedrigenergiebereich von 10 bis 500 GeV einige 100 m beträgt (siehe Abbildung 2.4 in Kapitel 2.1.3) und damit größer als der Abstand der Lines von 60 m ist, können Niedrigenergieereignisse detektiert werden. Die Triggereffizienz steigt mit zunehmender Neutrinoenergie (siehe Abbildung A.1 in Anhang A) und ist für niederenergetische Neutrinos mit einer Energie von 100 GeV um 10 bis 20% geringer als bei Energien um 1 TeV. Da die Anzahl der erzeugten Photonen von der Energie des Myons abhängt, werden in diesem Energiebereich weniger Hits detektiert als bei höheren Energien. Dadurch ist die Detektionseffizienz von niederenergetischen Neutrinos stark von der Untergrundrate abhängig. Das Verhältnis von Signalhits, d.h. Hits, die vom Neutrino-induzierten Myon stammen, zu allen Hits des Ereignisses ist für simulierte Neutrinoereignisse mit einer Neutrinoenergie von 10 bis 500 GeV mit 60kHz optischem Untergrund in Abbildung 3.1 zu sehen. Im Mittel sind nur 17% der detektierten Hits Signalhits. Daher ist es äußerst wichtig Signalhits mit hoher Effizienz und Reinheit von Untergrundhits zu trennen, um die Spurrekonstruktion zu verbessern.

Die Hiteffizienz  $E$  gibt das Verhältnis der ausgewählten Signalhits zur Gesamtanzahl der Signalhits in einem Ereignis an:

$$E = \frac{\text{Anzahl selektierte Signalhits des Ereignisses}}{\text{Anzahl aller Signalhits des Ereignisses}}. \quad (3.1)$$

Die Hitreinheit  $R$  hingegen gibt das Verhältnis der Anzahl der ausgewählten Signalhits zur Gesamtanzahl der ausgewählten Hits an:

$$R = \frac{\text{Anzahl selektierte Signalhits des Ereignisses}}{\text{Anzahl aller selektierten Hits des Ereignisses}}. \quad (3.2)$$

Bei ANTARES werden die Hits in einzelne Kategorien, die sogenannten Levels, unterteilt. Alle Hits, die die Nachweisschwelle des PMTs von 0,3 pe überschreiten, werden als Level-0-Hits (L0) bezeichnet. Die weitere Unterteilung erfolgt in Level-1-Hits (L1) beziehungsweise Level-2-Hits (L2). Dabei überschreiten L1-Hits entweder

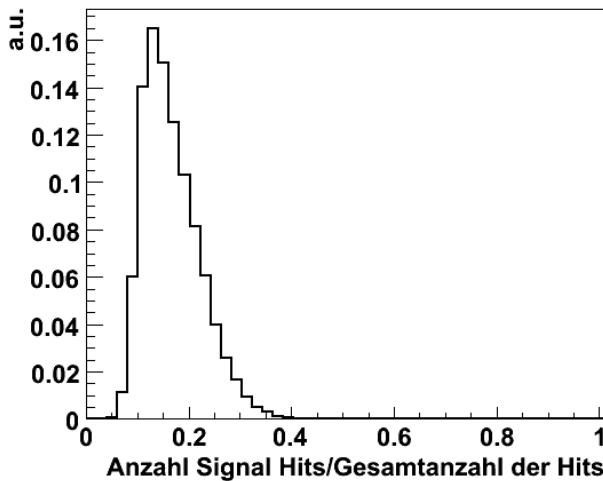


Abbildung 3.1: Verhältnis der Signalhits zu allen Hits des Ereignisses für simulierte Neutrinoereignisse im Energiebereich von 10 bis 500 GeV mit 60kHz Untergrund.

eine Ladung, die größer als ein Schwellenwert von typischerweise 2,5 pe ist, oder sie bestehen aus Hits, die innerhalb einer Zeitdifferenz von 20 ns an einem Stockwerk detektiert werden. Eine detailliertere Beschreibung der Kategorien ist in Kapitel 5.1 nachzulesen. L2-Hits sind eine Untermenge der L1-Hits, welche das jeweilige Triggerkriterium (siehe Anhang A) erfüllen. Die L1-Hitselektion hat für simulierte Neutrinoereignisse mit  $E_\nu = [10 \text{ GeV}, 500 \text{ GeV}]$  und 60 kHz optischem Untergrund eine hohe Hitreinheit von durchschnittlich 96%, allerdings liegt die durchschnittliche Hiteffizienz nur bei ca. 63%, für L2-Hits ist  $R \approx 99\%$  und  $E \approx 29\%$  (siehe Kapitel 5.1). Für die Spurrekonstruktion niederenergetischer Neutrinoereignisse ist es sehr wichtig eine hohe Hitreinheit zu haben, ohne dabei zu viele Signalhits zu verlieren. Daher sind die Hiteffizienzen der eben beschriebenen Hitselektionen trotz hoher Reinheit zu gering, um effektiv niederenergetische Neutrinos zu rekonstruieren. Die Idee ist nun durch eine andere Herangehensweise eine möglichst effektive Hitselektion zu entwickeln.

### 3.1 Mustererkennung als Hitselektion bei ANTARES

Myonen, die sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  ( $v > c/n$ ) in Wasser bewegen strahlen entlang ihrer Spur unter einem festen Winkel von  $\theta_c = 42^\circ$  Cherenkov-Licht kegelförmig im Wasser ab, wobei der Lichtkegel den Öffnungswinkel  $\gamma = 90^\circ - \theta_c$  hat (siehe Abbildung 2.2). Begibt man sich in das Ruhesystem des Myons, so bewegt sich die Line mit  $-\vec{v}$  im Abstand  $d$  parallel zur Myonspur (siehe Abbildung 3.2) und schneidet den Kegel in einer Ebene, die durch  $\vec{v}$  und die Richtung und Position der Line bestimmt ist. Dadurch ist die Schnittebene parallel zur Myonspur und als Kegelschnitt ergibt sich auf dem Kegelmantel immer die Form einer Hyperbel (siehe Anhang B.1). Trägt man die Hits, die so an der Line zur Zeit  $t$  in Höhe  $z$

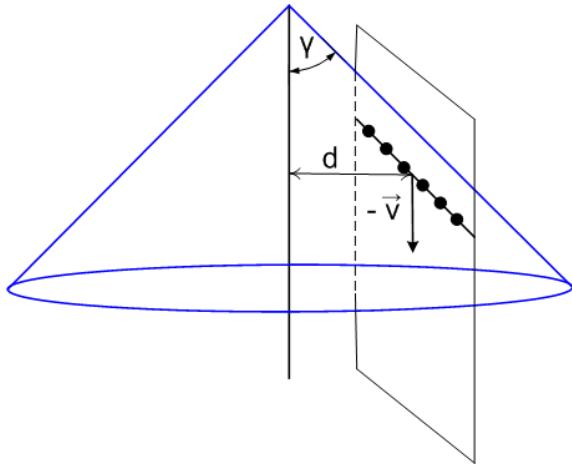


Abbildung 3.2: Im Ruhesystems des Myons bewegt sich eine Line mit  $-\vec{v}$  parallel zur Myonspur und schneidet dabei den Cherenkov-Lichtkegel in einer Ebene, die durch  $\vec{v}$  und die Richtung der Line festgelegt ist.

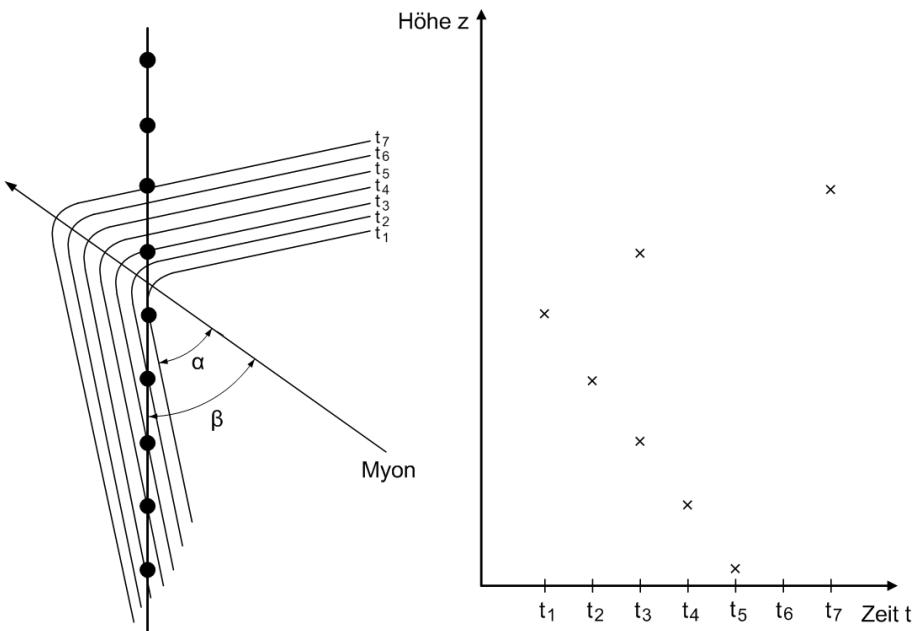


Abbildung 3.3: Links: Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs der detektierten Hits an einer Line für den Fall, dass der Winkel  $\beta$  zwischen Myonspur und Line größer als der Öffnungswinkel des Lichtkegels ist. Die Linien stellen als Kegelschnitt eine Hyperbel mit Öffnungswinkel  $\alpha$  dar. Rechts: Die Übertragung der detektierten Hits in Höhe  $z_i$  zur Zeit  $t_i$  in ein  $t$ - $z$ -Diagramm ergibt die Form einer Hyperbel.

entstehen in ein  $t$ - $z$ -Diagramm auf, so ergibt sich daraus eine typische geometrische Form, die im Allgemeinen eine Hyperbel ist. Die Herleitung hierfür befindet sich in Anhang B. Anschaulich lässt sich diese Form wie folgt erklären. Umgekehrt zum Ruhesystems des Myons, kann man sich die Signalentstehung an einer Line durch Bewegung des Kegelschnittes mit Geschwindigkeit  $\vec{v}$  unter einem Winkel  $\beta$  zur Line

vorstellen (siehe Abbildung 3.3 links). Dabei sprechen die einzelnen optischen Module im zeitlichen Verlauf aufgrund des Schnitts der Line mit den Hyperbeln an. Überträgt man dieses zeitliche Profil in das  $t$ - $z$ -Diagramm (siehe Abbildung 3.3 rechts), so kann man die Form einer Hyperbel erkennen. Für den Fall  $\beta < \gamma$  nähert sich das zeitliche Profil im  $t$ - $z$ -Diagramm einer Geraden an. Der Fall  $\beta = 0^\circ$  ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Die optischen Module entlang einer Line sprechen in gleichen Zeitabständen von unten nach oben an. Da die Stockwerke konstante Abstände  $\Delta z_i$  haben, ergibt sich damit eine Gerade im  $t$ - $z$ -Diagramm. Weitere Spezialfälle sind in B.2 erläutert.

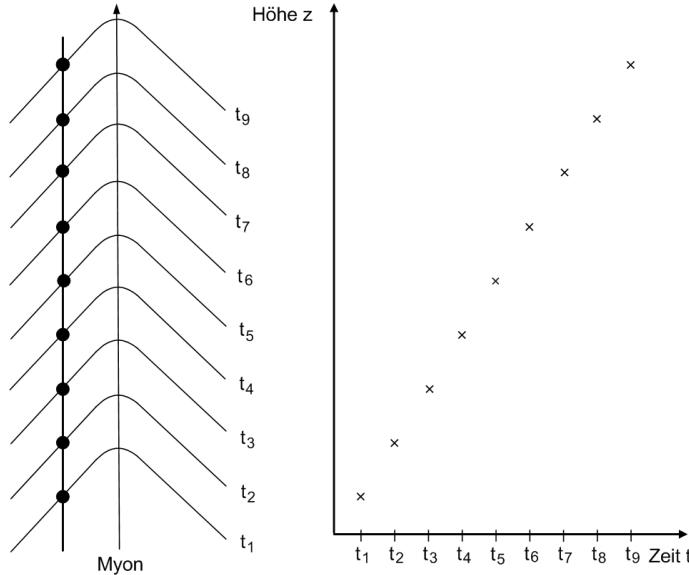


Abbildung 3.4: Links: Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs der detektierten Hits an einer Line für den Fall, dass der Winkel  $\beta = 0^\circ$  zwischen Myonspur und Line ist. Die Linien stellen als Kegelschnitt eine Hyperbel mit Öffnungswinkel  $\alpha$  dar. Rechts: Die Übertragung der detektierten Hits in Höhe  $z_i$  zur Zeit  $t_i$  in ein  $t$ - $z$ -Diagramm ergibt eine Gerade.

In Abbildung 3.5 ist für ein Monte Carlo (MC) Neutrinoereignis mit 60 kHz Untergrund das ANTARES-Event-Display gezeigt. Für jede Line ist die  $t$ - $z$ -Verteilung der Hits einzeln dargestellt, wobei die Signalhits farbig markiert sind. Wie zu erkennen, liegen die Signalhits an Line 4 und 8 auf der Struktur einer Hyperbel, die rot eingezeichnet ist. Die Hyperbel hat an diesen beiden Lines die gleiche Form und ist nur parallel verschoben. Untergrundhits dagegen liegen wegen ihres statistischen Auftretens nicht auf der Hyperbel. Ein Verfahren der Mustererkennung könnte damit in der  $t$ - $z$ -Darstellung der Hits zur Trennung von Signal- und Untergrundhits dienen. Es gibt verschiedene Verfahren der Mustererkennung, wobei sich der Hough-Algorithmus besonders eignet und im Folgenden näher erläutert wird.

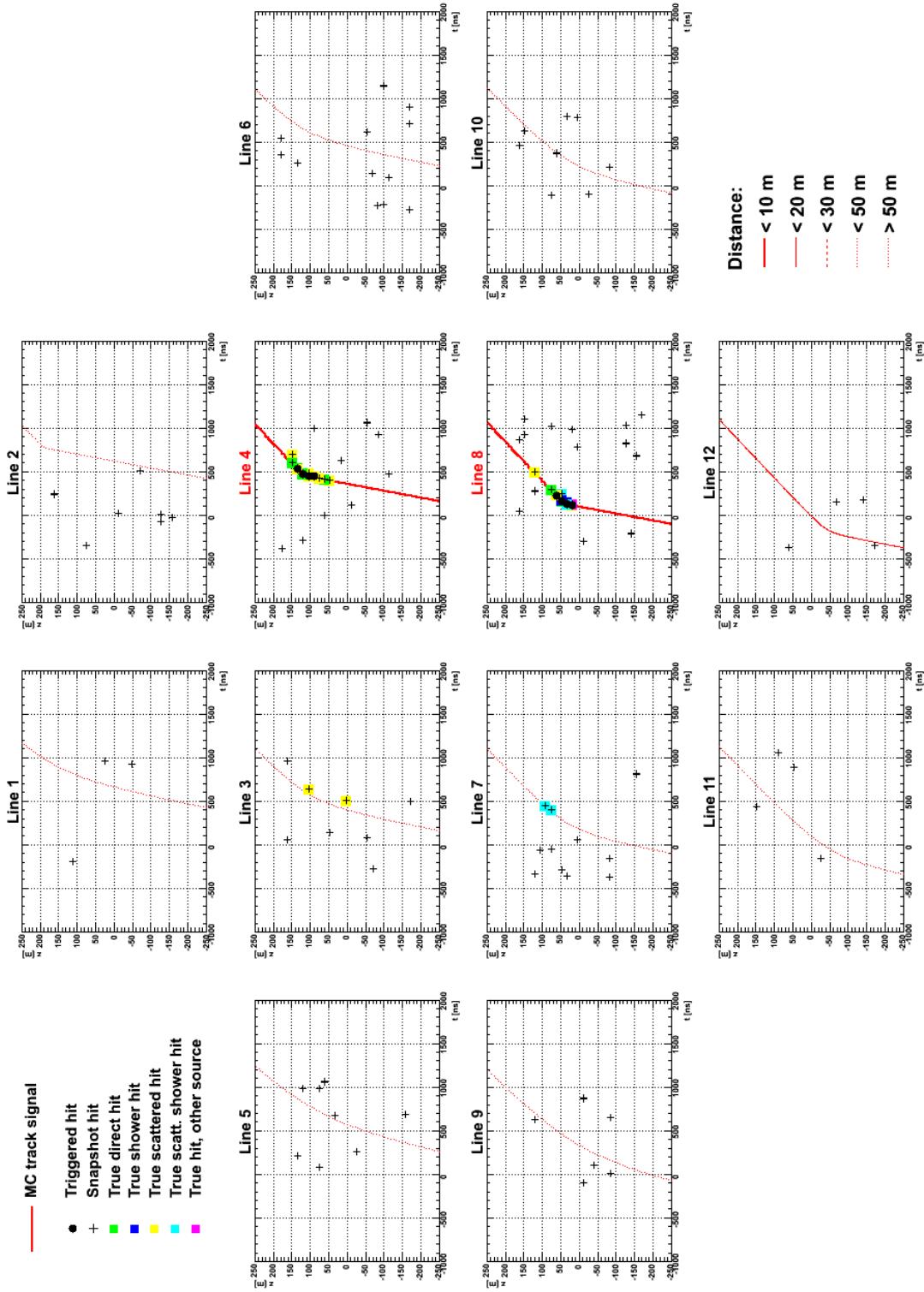


Abbildung 3.5: ANTARES-Event-Display für ein Monte Carlo Neutrinoereignis. Für jede Detektorline separat ist die  $z$ -Koordinate der einzelnen Hits in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  aufgetragen. Die farbig markierten Hits sind Signalhits, die Kreuze symbolisieren Untergrundhits.

## 3.2 Grundlagen der Hough-Transformation

Ein patentiertes Verfahren zur Mustererkennung ist der sogenannte Hough-Algorithmus bzw. die Hough-Transformation [18]. Er wird vor allem im Bereich der Medizintechnik, zum Beispiel bei der Computertomographie und in der Hochenergiephyik bei der Spurrekonstruktion in Detektoren von Teilchenbeschleunigern angewendet [19]. Es wurden bereits Studien zur Anwendung des Hough-Algorithmus bei ANTARES für die Ereignisklassifikation [20] verwendet. Von diesen Ergebnissen motiviert, wurde in dieser Arbeit ein Algorithmus zur Hitselektion entwickelt und untersucht, ob dieser zu einer verbesserten Spurrekonstruktion der Niedrigenergieereignisse führt.

Die Hough-Transformation ist eine Koordinaten-Transformation, die eine parametrisierbare geometrische Struktur von einem Koordinatensystem in den Parameterraum, den sogenannten Hough-Raum, transformiert. Betrachtet man ein zweidimensionales  $x$ - $y$ -Koordinatensystem in dem sich zwei Punkte auf einer Geraden befinden, so ist die Gerade  $g$  durch ihre Geradengleichung

$$g : y = m \cdot x + y_0, \quad (3.3)$$

mit der Steigung  $m$  und dem  $y$ -Achsenabschnitt  $y_0$  als Parameter, eindeutig bestimmt. Statt über  $m$  und  $y_0$  kann eine Gerade auch über die Hess'sche Normalform

$$g : r = x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta \quad (3.4)$$

mit den Parametern  $r$  und  $\theta$  parametrisiert werden. Dabei ist  $r$  der Abstand der Geraden vom Ursprung des Koordinatensystems und  $\theta$  der Normalenwinkel. Diese Formel lässt sich leicht durch Einsetzen der trigonometrischen Funktionen in (3.3) herleiten. Wechselt man von einem  $x$ - $y$ -Koordinatensystem in den Parameterraum ( $\theta$ - $r$ -Koordinatensystem), so stellt die Gerade einen einzigen Punkt dar (siehe Abbildung 3.6).

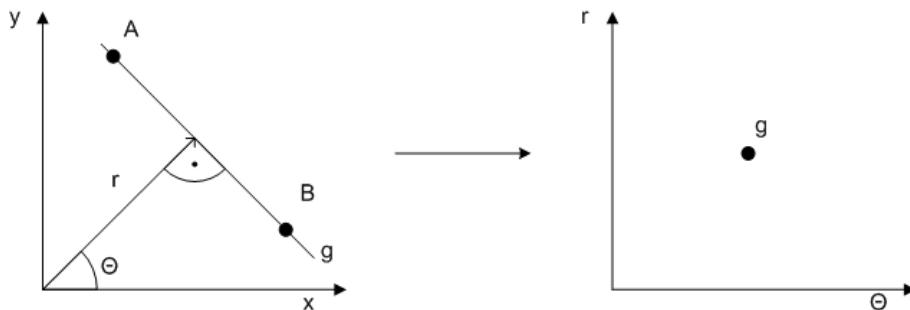


Abbildung 3.6: Transformation der Geraden  $g$  in den Parameterraum (Hough-Raum).

Das Prinzip der Hough Transformation sei an einem einfachen Beispiel erläutert. Man betrachte zwei Punkte A und B in einem  $x$ - $y$ -Koordinatensystem (siehe Abbildung 3.7). Um nun die Gerade zu bestimmen, welche durch diese beiden Punkte festgelegt ist, berechnet man für den Punkt A alle möglichen Geraden, auf denen

A liegt, indem man den Winkel  $\theta$  von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  variiert und über (3.4) die dazu gehörigen Radien  $r$  berechnet. Dabei gilt diese Formel nur falls  $r \geq 0$ . Jede dieser Parameterkombinationen  $(\theta, r)$  wird als Punkt in den Hough-Raum eingetragen. Dabei ergibt sich im Hough-Raum für A eine Kurve. Die gleiche Prozedur wird für den zweiten Punkt B durchgeführt. So ergeben sich im Hough-Raum zwei Kurven, wobei eine alle möglichen Geraden auf denen A und die andere alle möglichen Geraden auf denen B liegt, beschreibt. Der Schnittpunkt dieser beiden Kurven ist somit die Gerade, die sowohl A als auch B enthält.

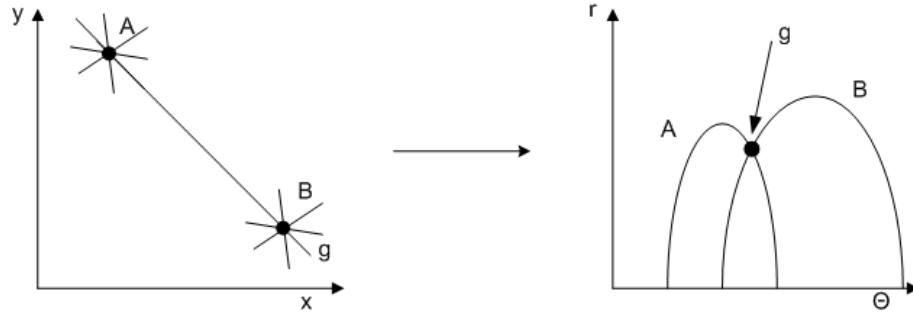


Abbildung 3.7: Darstellung der Hough-Transformation von  $x$ - $y$ -Koordinatensystem in  $\theta$ - $r$ -Koordinatensystem (Hough Raum).

Um die Gerade zu bestimmen, auf der zwei Punkte liegen, ist dieses Verfahren relativ aufwendig. Will man aber eine Gerade bestimmen, auf welcher mehrere Punkte liegen, so ist dies ein einfaches Verfahren, da man im Hough-Raum nur die Parameterkombination wählen muss, die möglichst oft getroffen wurde. Dieses Verfahren funktioniert nicht nur für Geraden, sondern für alle geometrischen Strukturen, die parametrisiert werden können.

### 3.3 Der Algorithmus

Für die Hough-Transformation wird als  $x$ -Koordinate die Zeit des Hits  $t$  und als  $y$ -Koordinate die OM- bzw. Stockwerksnummer  $N$  anstelle der Höhe  $z$  gewählt. Da die Stockwerke entlang der Line einen konstanten Abstand von einander haben, ist dies als Vereinfachung zulässig. Die Zeit  $t$  ergibt sich aus der Differenz der Detektionszeit des Hits und der Zeit des ersten Hits des Ereignisses  $t_0$ . Für die Berechnung der globalen OM- bzw. Stockwerksnummer  $N$  wird bei Line 1 beginnend bis Line 12 alle OMs bzw. Stockwerke von 1 bis 885 bzw. 295 der Reihe nach durchnummierter. Dadurch wird der Einfluss der Meeressströmung auf die Geometrie vernachlässigt und eine einfache graphische Darstellung in ein  $t$ - $N$ -Koordinatensystem für alle Lines ist gleichzeitig möglich.

Da Hyperbeln fünf freie Parameter haben, ist ein fünfdimensionaler Hough-Raum für die Hough-Transformation nötig. Zusätzlich müssten mindestens fünf Signalhits auf der Line vorhanden sein, um die Hyperbel bestimmen zu können [21]. Der große Anteil an Untergrundhits würde das Bestimmen der Hyperbeln durch die Hough-Transformation im Niedrigenergiebereich stark erschweren. Daraus ist ersichtlich, dass aufgrund der hohen Untergrundrate und des großen Parameterraums die Hough

Transformation mittels Hyperbeln als Mustererkennung im Niedrigenergiebereich bis zu 500 GeV nicht geeignet ist. Dies hat sich auch schon bei einem Test dieses Verfahrens zur Ereignisklassifikation im gesamten Energiebereich bestätigt. Jedoch stellte sich die Vereinfachung, jeden Hyperbeln durch eine Gerade anzunähern und somit den Parameterraum stark einzuschränken, als sehr erfolgsversprechend heraus [22]. Aus diesen Gründen werden hier die Hyperbeln durch Geraden approximiert, um die Dimensionalität des Hough-Raums zu reduzieren.

Für jede Line wird ein separater Hough-Raum (ein zweidimensionales Histogramm) und ein dazu äquivalenter Stockwerksraum angelegt. Für jeden Hit mit der  $x$ -Koordinate  $t$  und der  $y$ -Koordinate  $N$  wird nach

$$r(\theta) = t \cdot \cos \theta + N \cdot \sin \theta \quad (3.5)$$

für  $\theta$  im Intervall  $]90^\circ, 180^\circ[$  in  $1^\circ$ -Schritten ein Bündeln von Geraden berechnet, wobei der Radius  $r$  auf eine ganze Zahl abgerundet wird. Der Bereich von  $180^\circ$  bis  $270^\circ$  ist ausgeschlossen, da nur positive Zeiten  $t$  und OM- bzw. Stockwerksnummern  $N$  vorkommen. Für die berechneten Parameterkombinationen wird im Hough-Raum im Bin mit den Koordinaten  $(\theta, r)$  der Eintrag um eins erhöht. Parallel dazu, wird im äquivalenten Bin im Stockwerksraum die Stockwerksnummer des Hits zwischengespeichert, falls der Bin leer war. Sobald die selben Parameterkombinationen für den Hit eines anderen Stockwerks ermittelt werden, wird der Wert in diesem Bin im Stockwerksraum auf 1000 gesetzt, um zu verhindern, dass Geraden nur durch Hits von einem Stockwerk bestimmt werden. Die Zahl 1000 wird gewählt, um sie eindeutig von den einzelnen OMs (bis 885) zu unterscheiden.

### 3.3.1 Geradenauswahl

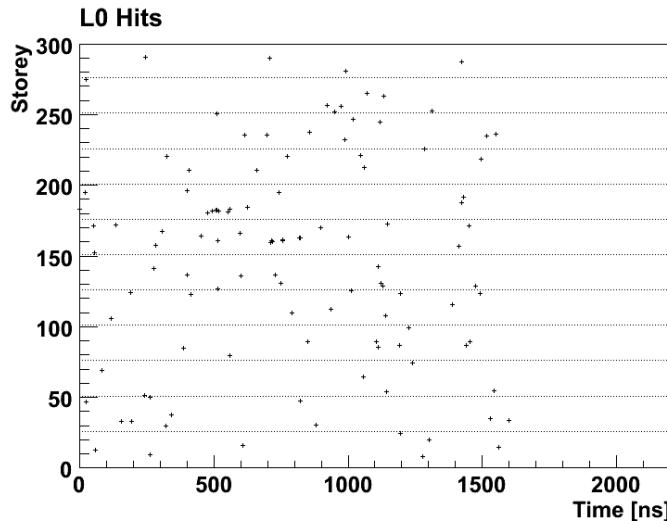


Abbildung 3.8: Auftragung der L0 Hits eines MC Neutrinoereignisses mit einer Energie von 36,9 GeV und 60 kHz Untergrund in ein  $t$ - $N$ -Diagramm, wobei  $N$  die Stockwerksnummer ist. Die horizontalen gepunkteten Linien kennzeichnen den Beginn einer neuen ANTARES Line.

In Abbildung 3.8 ist für ein Neutrinoereignis mit einer Energie von 36,9 GeV die  $t$ - $N$ -Darstellung für alle Hits des Ereignisses (L0-Hits) gezeigt. Für das Auge ist die Struktur der Hyperbel schwer erkennbar. Das liegt daran, dass im Mittel nur ca. 17% der Hits eines Ereignisses im Energiebereich von 10 bis 500 GeV Signalhits sind (siehe Abbildung 3.1). Als Startpunkt für die Geradenfindung wird daher eine möglichst reine Hitauswahl, die L1-Hits, gewählt. Im Folgenden wird die Vorgehensweise der Geradenbestimmung sowie die Zusatzoption einer Parallelverschiebung der gefundenen Geraden erläutert. Die Bestimmung besteht dabei im Wesentlichen aus drei Schritten: den Kriterien im Hough-Raum, der parallelen Geraden und der maximalen Referenzlänge.

### Hough-Raum

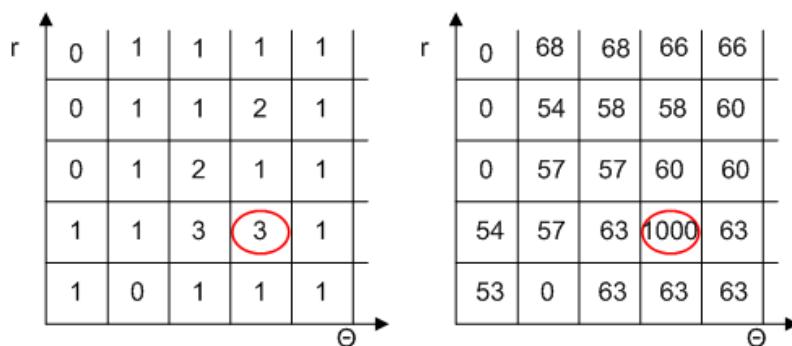


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des Hough Raums links und des Stockwerksraums rechts für eine Line. Die Parameterkombination, die die Kriterien des Hough Raums erfüllt, ist rot markiert.

Durch die Approximation der Hyperbeläste als Geraden und aufgrund von Streueffekten der einzelnen Photonen an Wassermolekülen, liegen die einzelnen Signalhits nicht exakt auf einer Geraden, weshalb ein gewisses Binning im Hough-Raum nötig ist. Dieses Binning wird relativ fein gewählt: die Binbreite in  $r^1$  beträgt 1 und in  $\theta$   $1^\circ$ , so dass für verschiedene  $\theta$  der selbe Hit in unterschiedliche Bins, allerdings verschiedene Hits mit ähnlichen Parametern einen Eintrag im selben Bin im Hough-Raum bewirken. Da zwei Punkte immer auf einer Geraden liegen, ist die Minimalbedingung ein Eintrag von mindestens 3 im Hough-Raum. Zusätzlich wird verlangt, dass die Einträge aufgrund von Hits von mindestens zwei unterschiedlichen Stockwerken der Line zustandekommen, also einen Eintrag von 1000 im Stockwerksraum haben. Diese Einschränkung ist nötig, damit nicht drei koinzidente Hits an einem Stockwerk die Gerade bestimmen und somit physikalisch sinnvollere Strukturen benachteiligen. In Abbildung 3.9 ist ein Beispiel für eine Parameterkombination gezeigt, die diese Auswahlkriterien erfüllt. Für jede Line erfüllen unter Umständen mehrere Parameterkombinationen diese Kriterien. Daher ist diese Auswahl der Geraden nur eine Vorauswahl und es sind weitere Kriterien nötig.

---

<sup>1</sup>Dimensionslose Größe

## Parallele Geraden

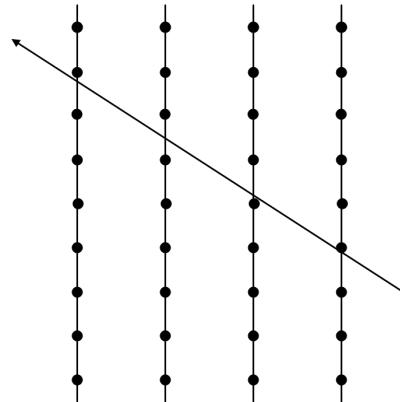


Abbildung 3.10: Relativbewegung eines Myons zu mehreren Lines.

Der relative Winkel zwischen der Myonspur und den einzelnen Lines ist gleich (siehe Abbildung 3.10). Daher ist die Struktur, die in der  $t$ - $N$ -Darstellung zu sehen ist, für die einzelnen Lines nahezu die gleiche (siehe auch Abbildung 3.5), nur parallel verschoben. Diese Tatsache wird genutzt, um die Geradenauswahl weiter einzuschränken. Es wird für jede Gerade untersucht, ob an anderen Lines Geraden mit einem ähnlichen Winkel das Vorauswählkriterium des Hough-Raums erfüllt haben. Der Winkel ist ähnlich, wenn er im Bereich  $\theta \pm 5^\circ$  liegt. Die Geraden mit den meisten ähnlichen Geraden an anderen Lines werden ausgewählt.

## Maximale Referenzlänge $L$

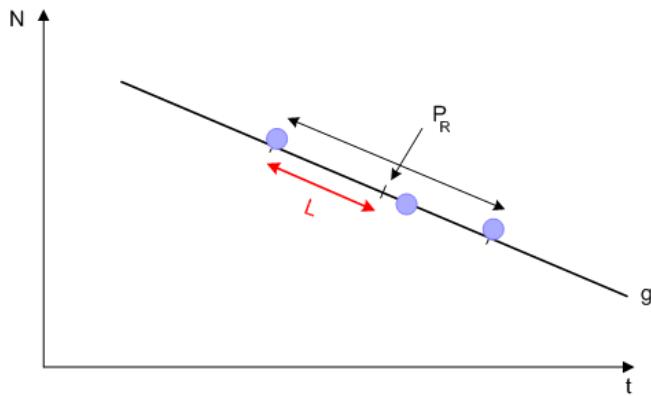


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung der Bestimmung der Referenzlänge  $L$ .

Für den Fall, dass mehrere Geraden pro Line die ersten beiden Auswahlkriterien erfüllen, was z.B. bei Ereignissen, die nur an einer Line L1-Hits haben vorliegen, wird ein zusätzliches Kriterium zur Geradenselektion benötigt. Die betrachtete Größe ist die sogenannte Referenzlänge  $L$ . Sie wird aus den Hits bestimmt, die zum Eintrag im Hough Raum mit den Koordinaten  $(\theta, r)$  beitrugen. Es wird daraus der zeitlich erste und letzte Hit ermittelt und diese senkrecht auf die Gerade

projiziert, wobei der Mittelpunkt zwischen diesen Hits auf der Geraden als Referenzpunkt  $P_R$  bezeichnet wird (siehe Abbildung 3.11). Dadurch lässt sich die Länge der Strecke auf der Geraden bestimmen, die diese beiden Hits einschließen. Die Hälfte dieser Strecke wird als Referenzlänge  $L$  bezeichnet. Um nun für eine Line die Gerade zu ermitteln, welche am besten den Hyperbelast als Gerade beschreibt, wird die Gerade mit maximalem  $L$  pro Line ausgewählt. Alternativ dazu, wurde der  $(\theta, r)$ -Bin im Hough-Raum mit dem größten Eintrag gewählt. Dies ergab, dass Geraden, aufgrund von Hits am Scheitelpunkt der Hyperbel bevorzugt ausgewählt wurden. Dadurch wurde der Hyperbelast bei einigen Ereignissen nicht optimal angenähert und viele Signalhits lagen deshalb nicht auf der Geraden. Deshalb wurde dieses Kriterium verworfen und die maximale Referenzlänge pro Line als drittes Auswahlkriterium gewählt.

Durch diese drei Kriterien werden die Geraden als Grundlage für die Hitselektion bestimmt.

### Parallelverschiebung der gefundenen Geraden

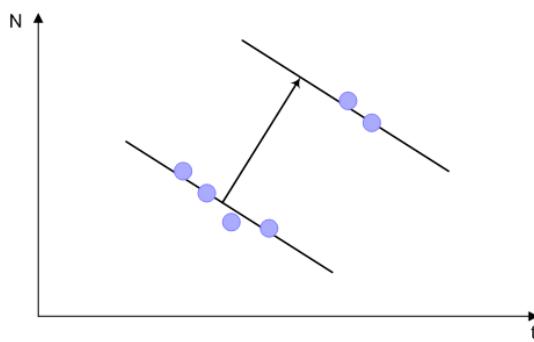


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Parallelverschiebung der gefundenen Geraden.

Durch die beiden Kriterien für den Hough-Raum (Hough-Raum Eintrag  $\geq 3$  von Hits von mehreren Stockwerken) können unter Umständen an einzelnen Lines keine Geraden gefunden werden, obwohl an ihnen L1-Hits detektiert wurden. Ein Grund dafür ist zum Beispiel, dass weniger als drei L1-Hits an dieser Line detektiert wurden bzw. dass sie alle an einem Stockwerk auftraten. Des Weiteren können die L1-Hits zeitlich und räumlich so verteilt sein, dass sie im Hough-Raum keinen Eintrag im selben Bin hervorrufen. Daher macht man sich wieder die Tatsache zunutze, dass die Signalstruktur an allen Lines ähnlich und nur parallel verschoben ist. Deshalb nimmt man die L1-Hits an Lines, an denen keine Gerade ausgewählt wurde, als Grundlage, um bereits ausgewählte Geraden an diese Position parallel zu verschieben (siehe Abbildung 3.12). Dazu wird für jeden dieser verbleibenden L1-Hits der  $\theta$ -Parameter einer bereits ausgewählten Gerade als Vorlage genommen, um sich das zugehörige  $r$  über Gleichung (3.5) für diesen Hit zu berechnen. Ergibt sich dabei ein  $r < 0$ , so wird für den Winkel, der sich mit  $\theta$  zu  $180^\circ$  ergänzt und entgegengesetztes Vorzeichen hat<sup>2</sup>,  $r$  berechnet. Alle hiermit bestimmten Geraden durchlaufen danach

<sup>2</sup>Die Winkel  $\theta_1 = 120^\circ$  und  $\theta_2 = -60^\circ$  stellen z.B. parallele Geraden dar.

die Auswahlprozedur der parallelen Geraden und der maximalen Referenzlänge.

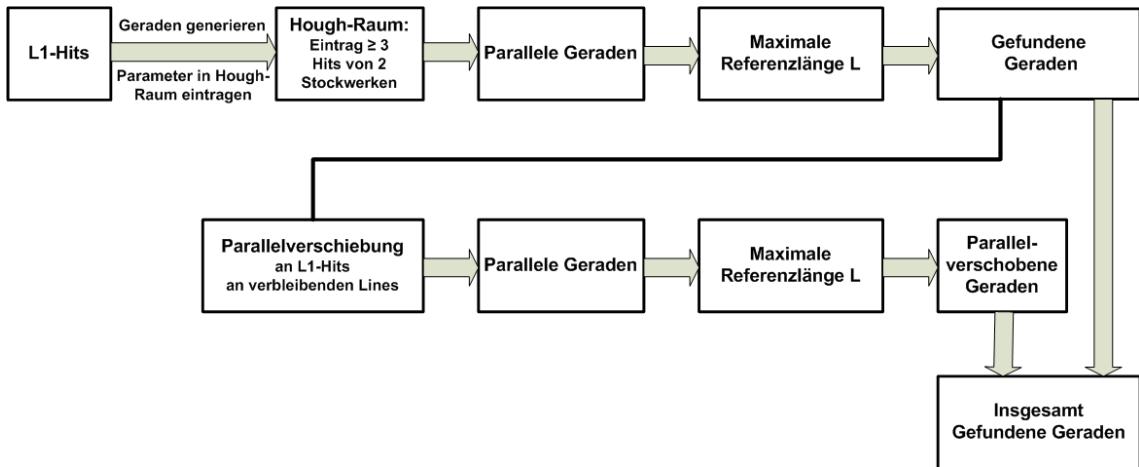


Abbildung 3.13: Übersicht des Hough-Algorithmus.

In Abbildung 3.13 ist eine Übersicht des entwickelten Hough-Algorithmus gezeigt. Abbildung 3.14 zeigt für das Neutrinoereignis aus Abbildung 3.8 wie die durch diese Kriterien gefundenen Geraden zu den einzelnen Hits liegen. Im Algorithmus ist die explizite Suche nach zwei Hyperbelästen nicht implementiert. Daher kommt es in den meisten Fällen vor, dass der ausgeprägtere Hyperbelast durch eine oder unter Umständen auch durch mehrere Geraden approximiert wird. An dieser Stelle ließe sich der Algorithmus noch verbessern.

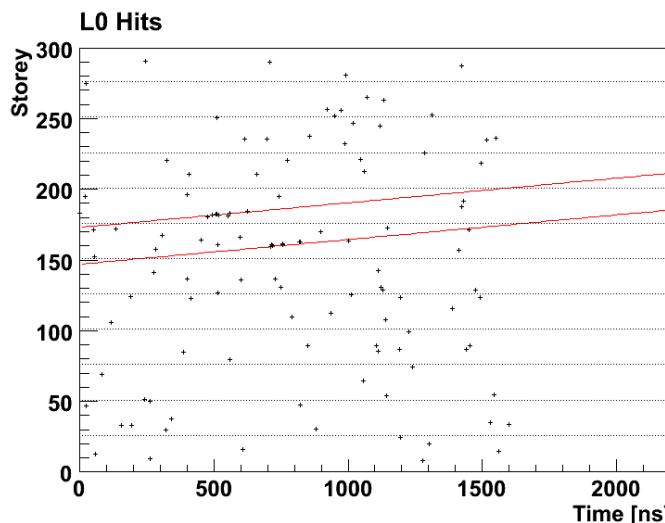


Abbildung 3.14: Neutrinoereignis mit 60kHz Untergrund mit ausgewählten Geraden; die horizontalen gepunkteten Linien kennzeichnen den Beginn einer neuen ANTARES Line.

### 3.3.2 Selektion von L0-Hits

Bisher wurden nur L1-Hits zur Ermittlung der Geraden verwendet, die zwar eine hohe Reinheit, aber eine zu geringe Effizienz bezüglich der Signalhits besitzen. Um zu bestimmen, welche L0-Hits vom Myon stammen, muss ein optimales Kriterium gefunden werden, welches effektiv Signal- von Untergrundhits trennen kann. Dazu wurden folgende Kriterien untersucht (siehe auch Abbildungen 3.15 und 3.17):

- Zeitabstand  $\Delta t$  zur Geraden,
- Stockwerksabstand  $\Delta N$  zur Geraden,
- Senkrechter Abstand  $d_{\perp}$  zur Geraden,
- Senkrechter Abstand  $d_{\perp}$  in Abhängigkeit von  $\frac{d_{\parallel}}{L}$ .

Die folgende Analyse wurde vorerst ohne Parallelverschiebung der Geraden durchgeführt und für  $N$  wurde die Stockwerksnummer gewählt. Dabei wurden Neutrinoereignisse aus Monte Carlo Simulationen (MC) in einem Energiebereich von 10 bis 500 GeV mit 60 kHz Untergrund verwendet, die vom 3N Trigger (siehe Anhang A) ausgewählt wurden.

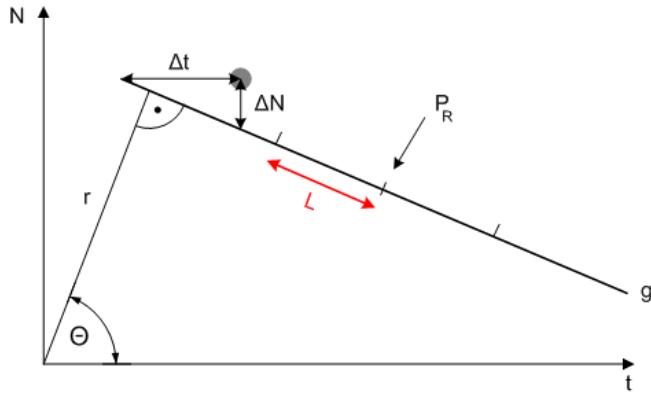


Abbildung 3.15: Abstand  $\Delta t$  und  $\Delta N$  des Hits zur Geraden  $g$ .

#### Zeitabstand $\Delta t$ zur Geraden

Für jeden Hit mit Koordinaten  $(t, N)$  wird über Gleichung (3.6) (Umformung von Gleichung (3.5)), die Zeitkoordinate  $t_{\text{theo}}$  auf der Geraden für Stockwerk  $N$  bestimmt:

$$t_{\text{theo}}(N) = \frac{r}{\cos \theta} - N \cdot \tan \theta. \quad (3.6)$$

Für  $\theta = 90^\circ$  geht (3.6) gegen unendlich. Die zeitliche Abweichung von der Geraden ergibt sich damit zu  $\Delta t = t - t_{\text{theo}}$ . Damit ergibt sich für  $\theta = 90^\circ$  unabhängig davon, wie der Hit zur Geraden liegt ein  $\Delta t \rightarrow \infty$ . Abbildung 3.16 oben zeigt links die Verteilung des zeitlichen Abstandes von der Geraden für Signal- und rechts für Untergrundhits. Die Verteilung der Signalhits fällt zu großen  $\Delta t$  ab, während

Untergrundhits eine flache Verteilung haben. Dies kommt daher, dass Untergrundhits über den gesamten Detektor statistisch verteilt sind, und somit im Gegensatz zu Signalhits keine Korrelation zur Geraden haben. Einige Signalhits haben große Werte von  $\Delta t$ , was vor allem durch Streuung einiger Photonen an Wassermolekülen hervorgerufen wird.

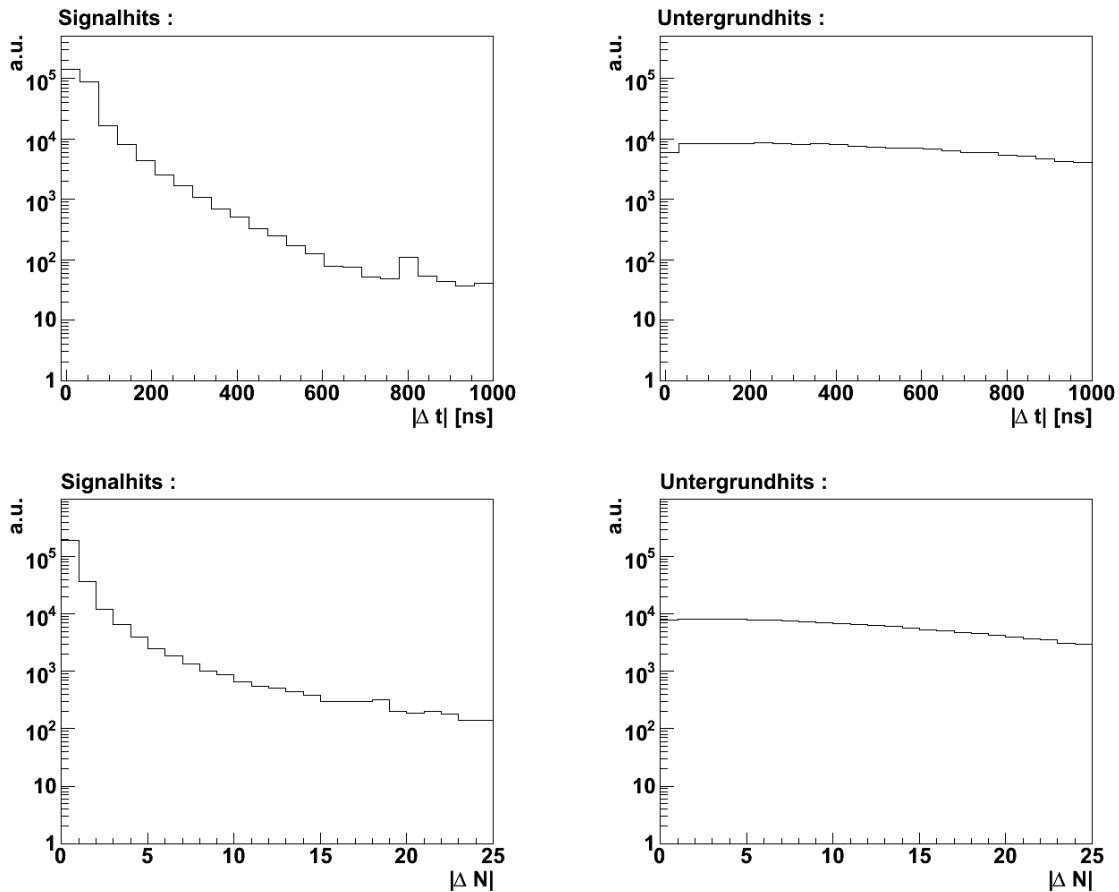


Abbildung 3.16: Oben: Verteilung des zeitlichen Abstandes  $\Delta t$  zur Geraden; unten: Verteilung des Stockwerksabstandes  $\Delta N$  zur Geraden; jeweils links für Signal- und rechts für Untergrundhits.

### Stockwerksabstand $\Delta N$ zur Geraden

Alternativ dazu kann für jeden Hit die  $N$ -Koordinate auf der Geraden für die Zeit  $t$  durch Umformung von Gleichung (3.5) zu

$$N_{\text{theo}}(t) = \begin{cases} \frac{r}{\sin \theta} - \frac{t}{\tan \theta} & \text{für } \theta \neq 90^\circ \text{ & } \theta \neq 0^\circ \\ r & \text{für } \theta = 90^\circ \end{cases}. \quad (3.7)$$

bestimmt werden. Hier geht  $N_{\text{theo}}$  für  $\theta = 0^\circ$  gegen unendlich. Die Verteilung für  $\Delta N = N - N_{\text{theo}}$  für Untergrund- und Signalhits ist in Abbildung 3.16 unten zu

sehen. Die Verteilungen zeigen einen ähnlichen Verlauf wie  $\Delta t$ , da sie auf einem ähnlichen Prinzip basieren.

Aufgrund der Spezialfälle für  $\Delta t \rightarrow \infty$  bei  $\theta = 90^\circ$  und  $\Delta N \rightarrow \infty$  bei  $\theta = 0^\circ$  würden in diesen Fällen keine Hits ausgewählt werden. Zusätzlich berücksichtigen sie nicht, wie nah ein Hit zur Geraden liegt. Daher sind die Kriterien  $\Delta t$  und  $\Delta N$  für eine allgemeingültiges Hitauswahlkriterium ungeeignet.

### Senkrechter Abstand $d_\perp$ zur Geraden

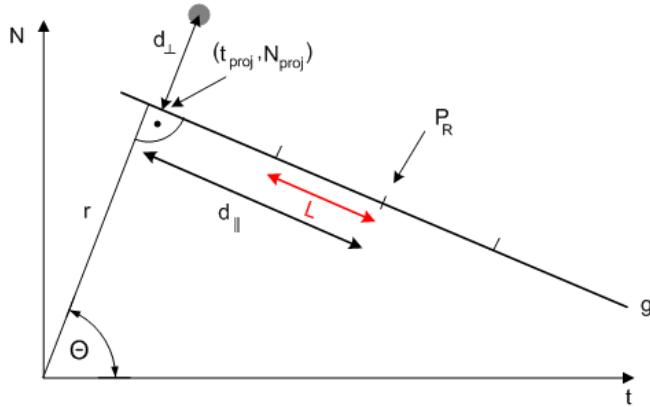


Abbildung 3.17: Schema des senkrechten Abstandes zur Geraden  $d_\perp$  und des parallelen Abstandes  $d_\parallel$  zum Referenzpunkt  $P_R$ .

Der senkrechte Abstand zur Geraden  $d_\perp$  ist eine geeignete Größe, da er den minimalen Abstand vom Hit zur Geraden angibt. Daher kann man für alle möglichen  $\theta$ -Parameter eine sinnvolle Aussage treffen, wie nah die einzelnen Hits zur Geraden liegen. Durch senkrechte Projektion wird jeder Hit  $(t, N)$  auf die Gerade projiziert und der Aufpunkt  $(t_{\text{proj}}, N_{\text{proj}})$  bestimmt. Der senkrechte Abstand  $d_\perp$  (siehe Abbildung 3.17) ergibt sich zu

$$d_\perp = \sqrt{(t - t_{\text{proj}})^2 + (N - N_{\text{proj}})^2}. \quad (3.8)$$

Abbildung 3.18 oben zeigt links das Verhalten von  $d_\perp$  für Signalhits und rechts für Untergrundhits. Es fällt auf, dass ein Großteil der Signalhits sehr nahe an der Geraden liegt, wobei Untergrundhits eine breitere Verteilung haben. Dennoch fallen einige der Untergrundhits zufällig auf diese Gerade. Der senkrechte Abstand ist somit als Kriterium geeignet, lässt sich aber dadurch verbessern, dass zusätzlich der parallele Abstand  $d_\parallel$  zum Referenzpunkt  $P_R$  mit den Koordinaten  $(t_R, N_R)$  betrachtet wird.

### Senkrechter Abstand $d_\perp$ in Abhängigkeit von $d_\parallel/L$

Analog zum senkrechten Abstand  $d_\perp$  wird der parallele Abstand  $d_\parallel$  von  $(t_{\text{proj}}, N_{\text{proj}})$  zum Referenzpunkt  $P_R (t_R, N_R)$  bestimmt (Abbildung 3.17). Ein positiver Abstand  $d_\parallel$  bedeutet, dass  $t > t_R$ , ein negativer Abstand, dass  $t < t_R$  ist. Das Verhalten des parallelen Abstandes  $d_\parallel$  für Signal- und Untergrundhits ist in Abbildung 3.18

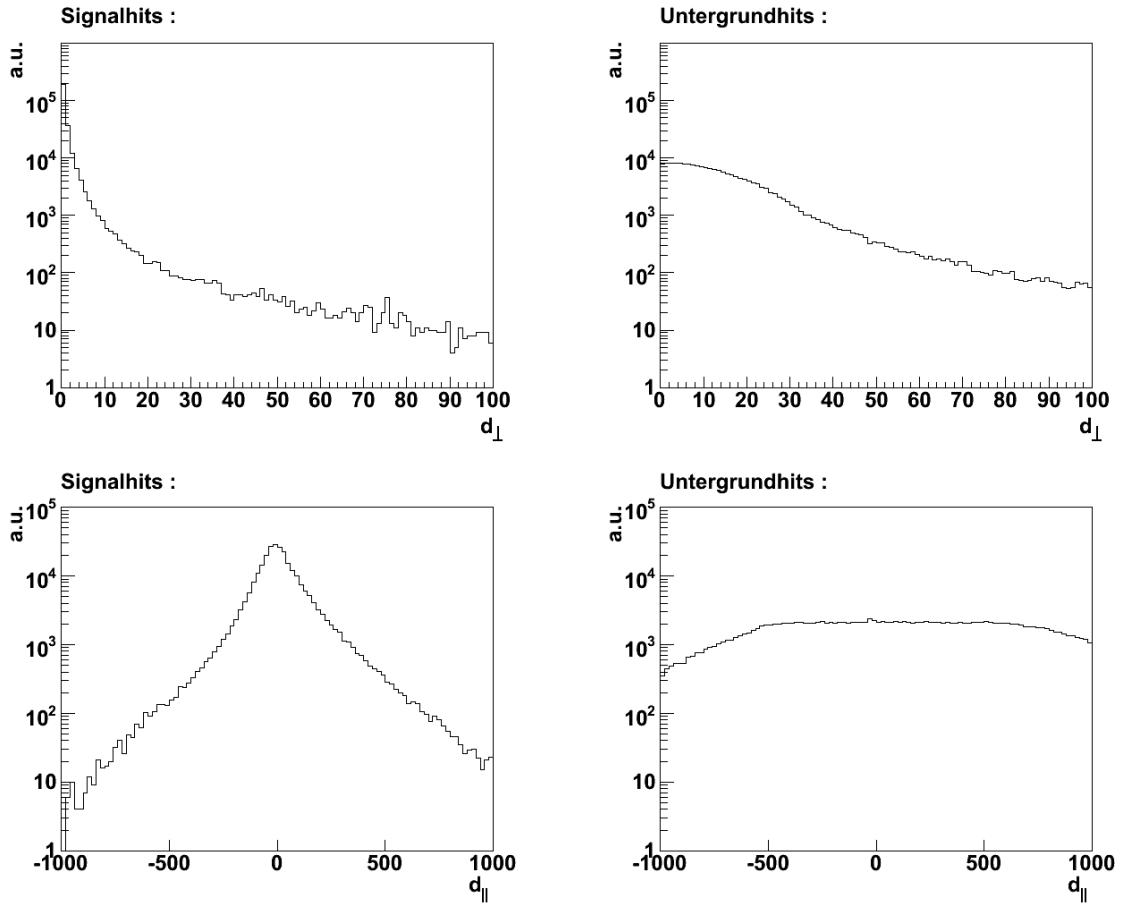


Abbildung 3.18: Oben: Verteilung des senkrechten Abstandes  $d_{\perp}$  zur Geraden; unten: Verteilung des parallelen Abstandes  $d_{\parallel}$  zum Referenzpunkt  $P_R$  auf der Geraden; jeweils links für Signal- und rechts für Untergrundhits.

unten zu sehen. Während Signalhits nah um den Referenzpunkt verteilt sind, haben Untergrundhits eine flache Verteilung entlang der Geraden. Eine Kombination des senkrechten und parallelen Abstandes auf der Geraden, könnte eine Verbesserung des Auswahlkriteriums bringen.

Aufgrund der Hyperbelstruktur ist es wahrscheinlicher, dass Signalhits zwischen dem ersten und letzten L1-Hit auftreten als außerhalb (siehe Abbildung 3.19). Da der Abstand der L1-Hits auf der Geraden für jedes Ereignis unterschiedlich ist, dabei aber größer als die Referenzlänge  $L$  sein kann, wird der parallele Abstand auf  $L$  normiert.  $L$  wurde bereits in 3.3.1 für jede Gerade ermittelt. Da aufgrund der Parallelverschiebung an einzelne L1-Hits  $L$  nicht bestimmt werden kann<sup>3</sup> und somit  $L = 0$  ist, wird es für  $L < 30$  auf 30 gesetzt (siehe Abbildung 3.20). Zusätzlich ist dies gerechtfertigt, da es vorkommen kann, dass für L1-Hits, die diese Gerade bestimmten ein  $L < 30$  berechnet wird, allerdings der Abstand der L1-Hits entlang der Geraden sehr viel größer als  $L$  ist. In diesem Fall ist es wichtig,  $L$  nicht zu klein zu wählen, weil sonst ein Großteil der Signalhits, dadurch nicht erfasst werden kann.

<sup>3</sup>In diesem Fall wird  $P_R$  gleich den Koordinaten des L1-Hits ( $t_{L1}, N_{L1}$ ) gesetzt.

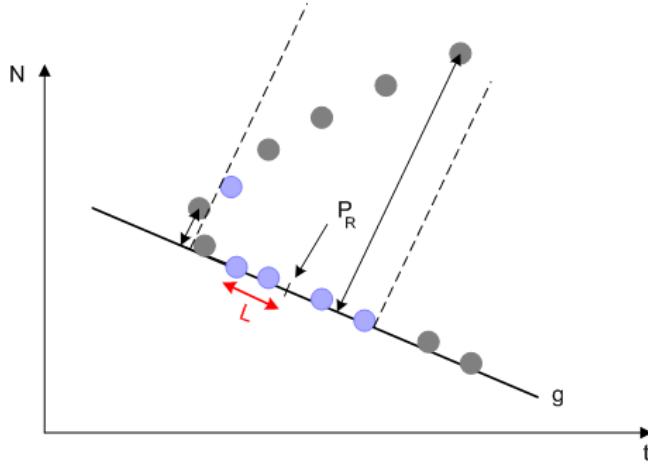


Abbildung 3.19: Schema der Lage der Signalhits zu einer gefundenen Geraden. Blaue Punkte stellen L1-, graue L0-Hits dar.

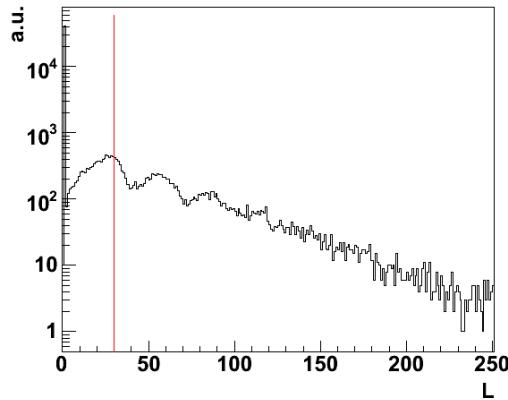


Abbildung 3.20: Häufigkeitsverteilung der in 3.3.1 berechneten Referenzlänge  $L$  für gefundene und parallel verschobene Geraden. Für  $L < 30$  wird  $L$  für die Normierung von  $d_{\parallel}$  auf 30 gesetzt (rote Linie).

Die zweidimensionalen Verteilungen für  $d_{\perp}$  in Abhängigkeit von  $d_{\parallel}/L$  sind in Abbildung 3.21 zu sehen, wobei die Farbskala logarithmisch gewählt ist. Untergrundhits haben eine nahezu symmetrische Verteilung um den Nullpunkt. Signalhits dagegen sind asymmetrisch verteilt. Aufgrund der Signalhitstruktur einer Hyperbel, sind die Signalhits um den Scheitel der Hyperbel nahe zusammen, d.h.  $d_{\perp}$  ist relativ klein (siehe Abbildung 3.19). Je weiter sich die Signalhits vom Scheitel entfernt auf dem zweiten Hyperbelast befinden, desto größer ist auch ihr Abstand  $d_{\perp}$  von der Geraden, wenn man davon ausgeht, dass durch den Algorithmus meist nur ein Hyperbelast durch eine Gerade approximiert wird. Die L1-Hits, die diese Gerade bestimmen, liegen in Bezug auf  $d_{\parallel}$  meist dicht um den Scheitelpunkt. Daher ist die Verteilung nicht symmetrisch zum Nullpunkt.

Weiter fällt auf, dass um  $d_{\parallel}/L = 0$  der senkrechte Abstand für einzelne Signalhits von der Geraden sehr groß ist, wobei an dieser Stelle bei Untergrundhits eine Verar-

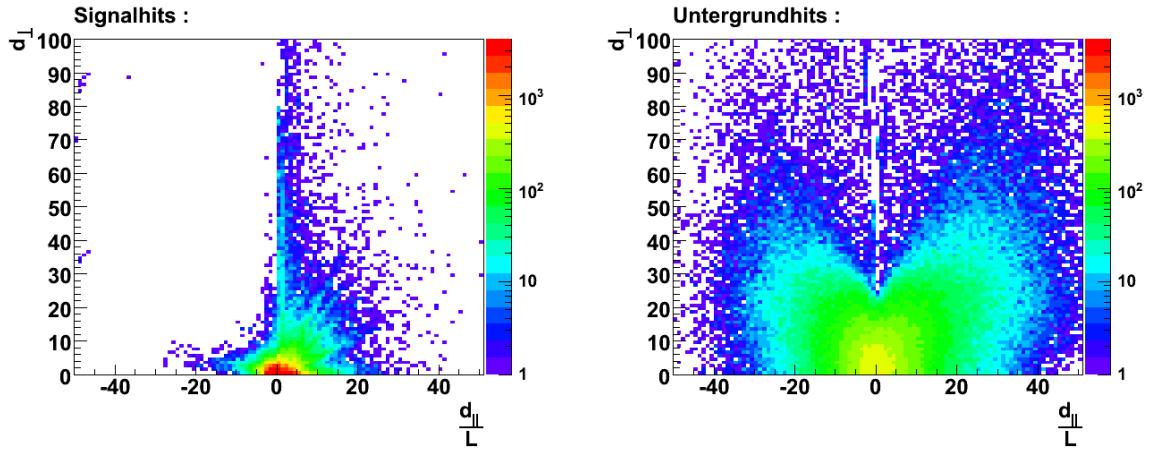


Abbildung 3.21: Verteilung des senkrechten Abstandes  $d_{\perp}$  in Abhängigkeit von  $d_{\parallel}/L$  ohne Parallelverschiebung der Geraden links für Signal-, rechts für Untergrundlhits.

mung herrscht. Betrachtet man Abbildung 3.18 fällt auf, dass einige Signalhits einen sehr großen Abstand  $d_{\perp}$ <sup>4</sup> von über 40 haben. Es gibt zwei Gründe, wieso dies gerade innerhalb von  $\pm L$  der Fall sein kann. Zum Einen können gestreute Signalhits von der Hyperbelstruktur abweichen und somit ein großes  $d_{\perp}$  erklären. Zum Anderen ist bei senkrechten Geraden  $d_{\perp} = \Delta t$ , was bei einigen Signalhits (siehe Abbildung 3.16 oben) sehr groß werden kann. Wieso es allerdings weniger wahrscheinlich ist, dass gerade in dieses Fenster weniger Untergrundhits fallen ist nicht geklärt. Da sich die Kriterien  $\Delta t$  und  $\Delta N$  als unbrauchbar erwiesen, und die Verteilung  $d_{\perp}$  keine gute Abgrenzung zwischen Signal- und Untergrundhits ergab, wird das unterschiedliche Verhalten für Untergrund- und Signalhits von  $d_{\perp}$  in Abhängigkeit von  $d_{\parallel}/L$  als Grundlage für das Auswahlkriterium der L0-Hits genommen.

Bisher wurden alle Verteilungen des Hitauswahlkriteriums ohne Parallelverschiebung der Geraden an L1-Hits auf verbleibenden Lines gezeigt. Wie bereits erwähnt, haben L1-Hits eine sehr hohe Reinheit, dennoch kommt es vor, dass Untergrundhits als L1-Hits selektiert werden. Dies führt zu einer Veränderung in den Verteilungsplots, weswegen für die Parameter des Auswahlkriteriums die Verteilung mit Parallelverschiebung der Geraden als Grundlage genommen werden muss (siehe Abbildung 3.22 oben). Man sieht deutlich, dass nun auch Signalhits bei großen negativen Werten von  $d_{\parallel}/L$  auftreten. Dies liegt daran, dass die Geraden teilweise nur auf einzelne L1-Hits verschoben werden. Dadurch ist, wie bereits erwähnt,  $L = 0$  und es resultieren große Werte für  $d_{\parallel}/L$ , da  $L$  auf 30 gesetzt wird. Geraden werden auch auf L1-Hits verschoben, die Untergrundhits sind. Dies führt dazu, dass entweder keine Signalhits an diesen Lines sind und somit nur Untergrund selektiert wird, oder aber, dass Signalhits auf diesen Lines einen großen Abstand  $d_{\parallel}$  zu  $P_R$  haben können. Dieses Verhalten kann man auch in der rechten Abbildung von 3.22 oben um  $\frac{d_{\parallel}}{L} < -20$  anhand des hellgrünen Bereichs erkennen.

Um das Auswahlkriterium zu bestimmen wird der Logarithmus des senkrechten Abstandes  $\log_{10} d_{\perp}$  gewählt. In Abbildung 3.22 unten ist im relevanten Bereich die

---

<sup>4</sup>Dimensionslose Größe

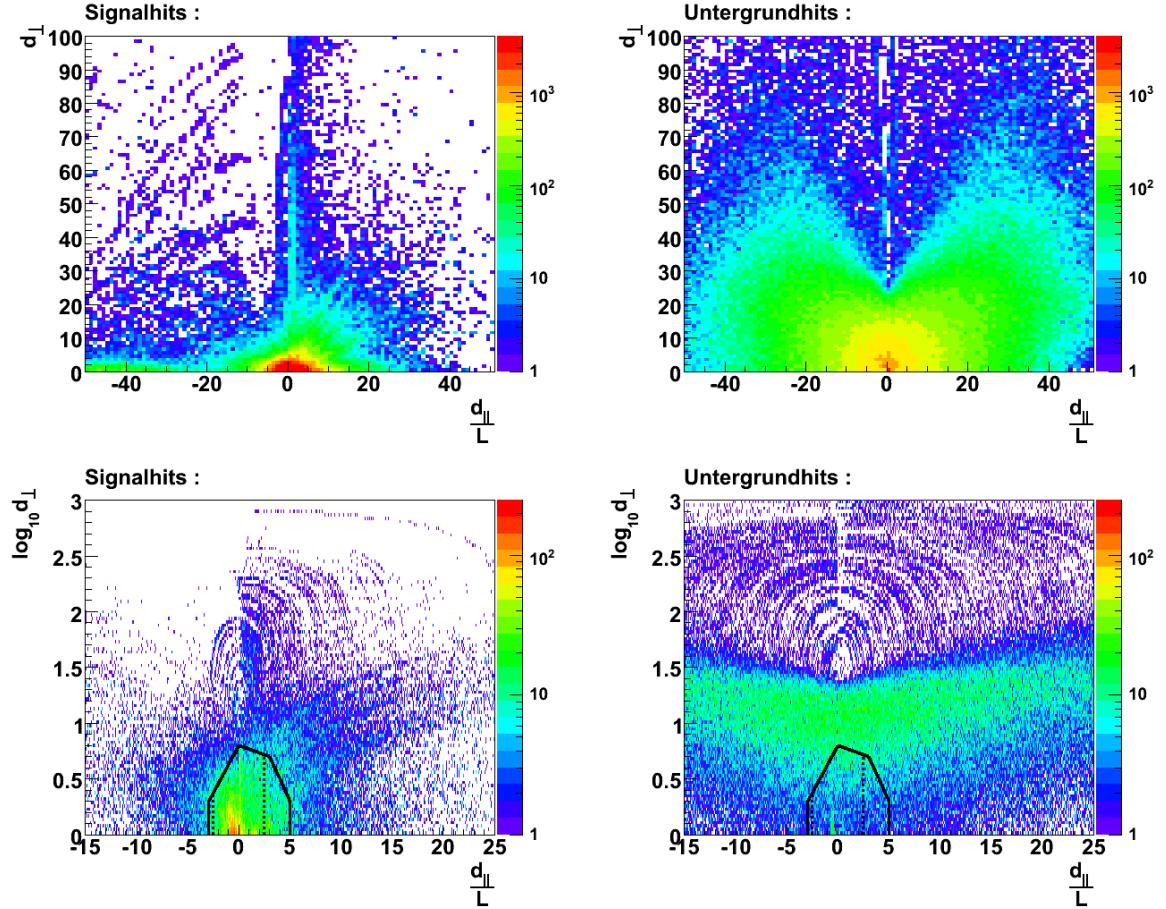


Abbildung 3.22: Oben: Verteilung des senkrechten Abstandes  $d_{\perp}$  in Abhängigkeit von  $d_{\parallel}/L$  mit Parallelverschiebung der gefundenen Geraden. Unten: Verteilung von  $\log_{10} d_{\perp}$  in Abhängigkeit von  $d_{\parallel}/L$  mit Parallelverschiebung der gefundenen Geraden. Jeweils links für Signal-, und rechts für Untergrundhits. Unten ist der Bereich des Auswahlkriteriums schwarzumrahmt eingezeichnet.

Verteilung gezeigt. Das Auswahlkriterium beschränkt sich somit für  $L < 130$  auf den Schwarz umrahmten Bereich. Für  $L > 130$  wird der Schnitt verschärft (gestrichelte Linien), da sich für große  $L$  kleine  $d_{\parallel}/L$  ergeben, und ohne diese Beschränkung, teilweise alle Hits einer Line ausgewählt würden.

In Abbildung 3.23 ist eine Übersicht der Hough-Transformation für ein Neutrinoereignis mit einer Energie von 36,9 GeV mit 60 kHz Untergrund gezeigt. In der Abbildung links oben, sieht man wie die gefundenen Geraden zu den L0-Hits dieses Ereignisses liegen. Die Signalhits sind dabei auf 6 Lines verteilt, wobei sie sich auf zwei Lines vermehrt befinden (siehe Abbildung 3.23 b)). An diesen zwei Lines werden nur L1-Hits selektiert (siehe Abbildung 3.23 d)). Daher findet der Hough-Algorithmus auch nur an diesen Lines Geraden und selektiert hier mit dem oben bestimmten Auswahlkriterium zusätzliche L0-Hits, kann aber die einzelnen Signalhits an den anderen vier verbleibenden Lines nicht selektieren. Einzelne Signalhits an Lines können z.B. durch Streuung entstehen.

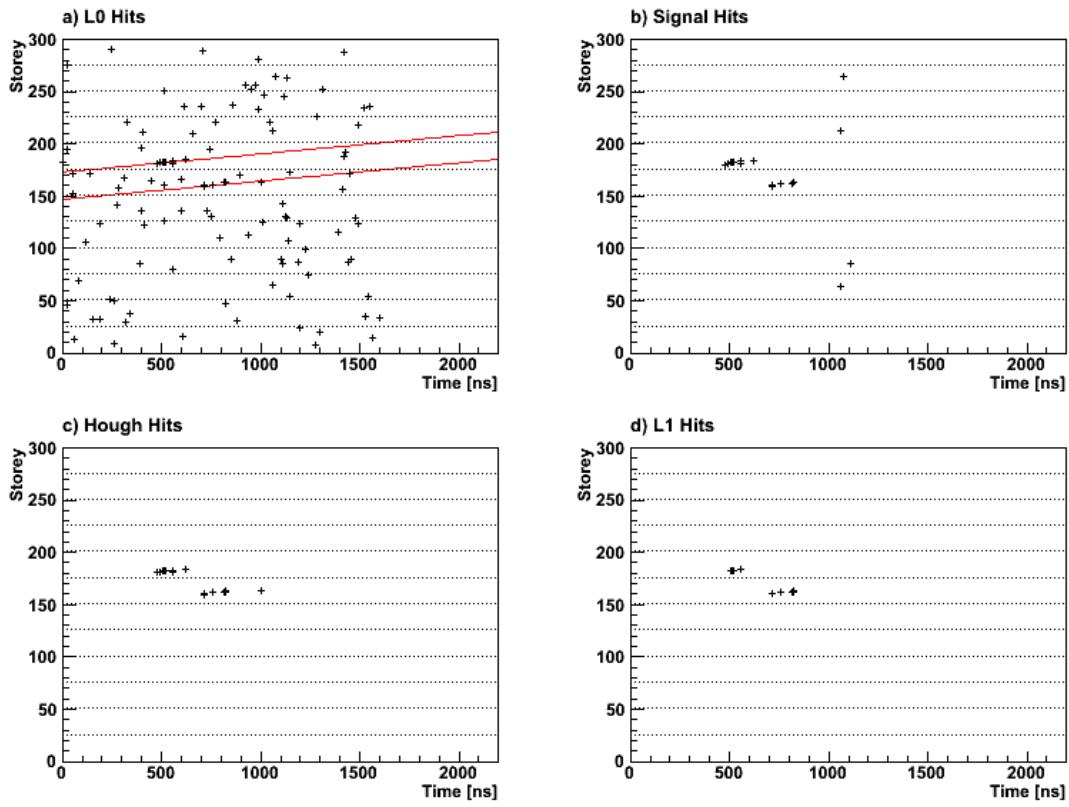


Abbildung 3.23: Übersicht der L0-Hits mit den gefundenen Geraden (a), Signalhits (b), Hough-Hits (c) und L1-Hits (d) in  $t$ - $N$ -Darstellung für ein Neutrinoereignis mit 36,9 GeV Energie und 60 kHz Untergrund; die horizontalen gepunkteten Linien kennzeichnen den Beginn einer neuen ANTARES Line.

# Kapitel 4

## Analyse der Hough-Hitselektion

Für die Analyse wurden Monte Carlo (MC) Simulationen für Myon-Neutrinos in einem Energieintervall von 10 bis 500GeV verwendet. Dabei werden nur Ereignisse, die von 3N bzw. 2T3 Trigger (siehe Anhang A) ausgewählt wurden, betrachtet. Falls nicht anders erwähnt, werden die Daten mit 60kHz Untergrund simuliert. Für diese Auswertung werden die Ereignisse mit dem atmosphärischen Myon-Neutrino-Fluss<sup>1</sup> gewichtet und die Histogramme jeweils auf 1 normiert.

### 4.1 Vergleich des Algorithmus mit und ohne Parallelverschiebung der gefundenen Geraden

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass sich die Parallelverschiebung der Geraden auf das Auswahlkriterium der Hits auswirkt. Nun wird untersucht, welche Auswirkung dies auf die Qualität der selektierten Hits hat.

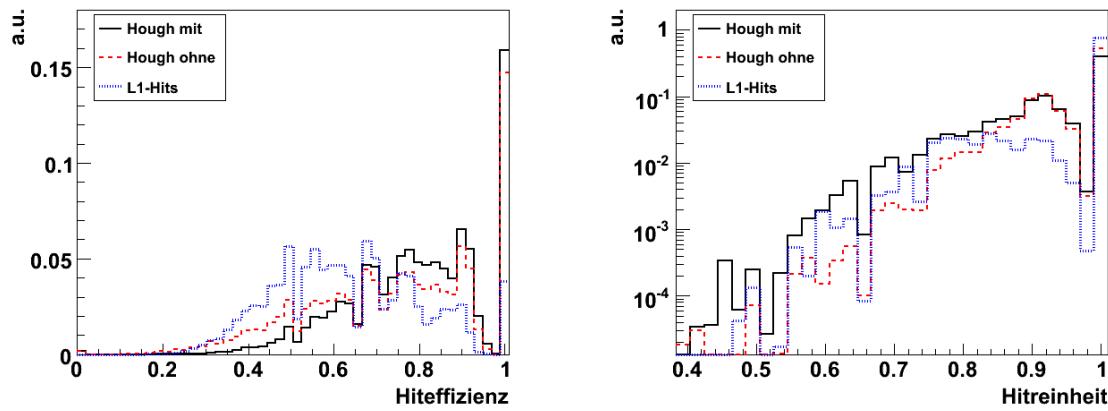


Abbildung 4.1: Verteilung der Hiteffizienz links und der Hitreinheit rechts für Hough-Hits mit Parallelverschiebung (durchgezogene Linie), ohne Parallelverschiebung (gestrichelte Linie) und L1-Hits (gepunktete Linie).

<sup>1</sup>Nach dem Horandel-Modell [23]

Da die Geradenfindung des Hough Algorithmus auf L1-Hits basiert, hängt dieser sehr stark von ihnen ab. Deshalb wird nun erst die Qualität der L1-Hits untersucht. In Abbildung 4.1 ist links die Verteilung der Hiteffizienz und rechts die Hitreinheit für L1-Hits, sowie die mit dem Hough-Algorithmus selektierten Hits einmal mit und einmal ohne Parallelverschiebung zu sehen. Die mittlere Hiteffizienz der L1-Hits beträgt 63,3%, wobei über die Hälfte der Signalhits mit diesen Kriterien selektiert werden, die mittlere Hitreinheit beträgt dabei 96,0%. In Abbildung 4.2 ist die Verteilung der Anzahl der Lines mit L1- bzw. Signalhits zu sehen. Die Abbildung zeigt, dass die Anzahl an Lines mit L1-Hits, meist kleiner als die Anzahl der Lines mit Signalhits ist. Daher ist es auch mit dem Hough-Algorithmus nicht möglich alle Lines mit Signalhits zu verwenden. Für Lines mit Signalhits ist in Abbildung 4.2 rechts das Verhältnis der Anzahl der L1-Hits zur Anzahl der Signalhits aufgetragen. Dies hat für alle Lines die gleiche Verteilung und somit wird keine Line benachteiligt. Aufgrund dieser Eigenschaften ist es legitim L1-Hits als Ausgangspunkt der Geradenfindung trotz des Verlustes einzelner Lines mit Signalhits zu nehmen.

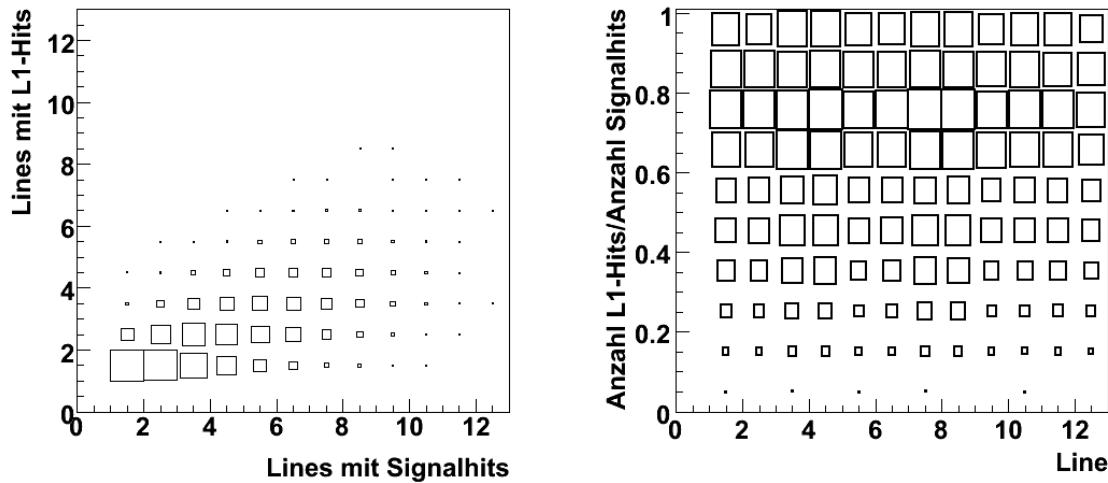


Abbildung 4.2: Links: Vergleich der Anzahl der Lines mit Signal- und L1-Hits. Rechts: Verteilung des Verhältnisses der Anzahl der L1-Hits zur Anzahl der Signalhits an Lines mit Signalhits.

Nun werden die wesentlichen Unterschiede des Hough-Algorithmus mit und ohne Parallelverschiebung für die Hitselektion untersucht. Die mittlere Hiteffizienz ist mit 78,9% mit Verschieben um ca. 5% höher als ohne (73,3%), die Hitreinheit hingegen verschlechtert sich von 94,9% ohne Verschiebung um ca. 3% auf 91,8% mit Verschiebung. Beide Werte liegen damit unterhalb der Reinheit der L1-Hits. Im Mittel werden 98,7% der L1-Hits mit und nur 89,7% ohne Parallelverschiebung durch den Hough-Algorithmus ausgewählt. Aufgrund ihrer hohen Reinheit gelten L1-Hits als Grundlage vieler Spurrekonstruktionsalgorithmen. Deshalb ist es wichtig, möglichst alle L1-Hits auszuwählen. Zusätzlich ist eine Spurrekonstruktion im Allgemeinen umso präziser, je mehr Signalhits von unterschiedlichen Lines von der Hitselektion zu Verfügung gestellt wird. Das dies ohne Verschieben nicht der Fall ist, ist in

Abbildung 4.3 zu sehen. Hier werden die Anzahl der verwendeten Lines des Hough-

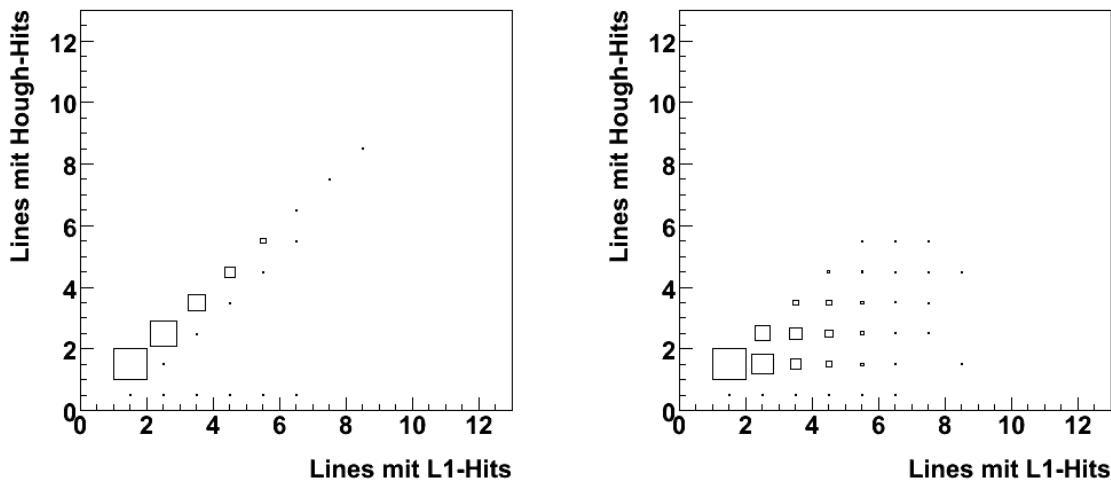


Abbildung 4.3: Vergleich der Anzahl der verwendeten Lines von Hough- und L1-Hitselektion: links mit und rechts ohne Parallelverschiebung.

Algorithmus einmal mit und einmal ohne Parallelverschiebung der Geraden mit der Anzahl der Lines mit L1-Hits verglichen. Man sieht deutlich, dass mit Parallelverschiebung die Anzahl der verwendeten Lines für fast alle Ereignisse mit der der L1-Hits übereinstimmt. Ohne Parallelverschiebung werden meist weniger Lines als für L1-Hits verwendet. An Lines, für die das gilt, werden keine Geraden mit dem Hough-Algorithmus gefunden und somit können an diesen Lines auch keine Hits selektiert werden. Daher ist die Hiteffizienz ohne Parallelverschiebung kleiner als mit. In Abbildung 4.3 sieht man auch, dass der Hough-Algorithmus wie zu erwarten bei der selben Anzahl an Ereignissen keine Line verwendet, d.h. keine Hits selektiert. Bei diesen Ereignissen schlägt der Hough-Algorithmus fehl und selektiert keine Hits, was bei nur 0,17% der Neutrinoereignissen vorkommt (siehe Abschnitt 4.2). Dieses Fehlschlagen ist auch in der Hiteffizienz der Hough-Hits in Abbildung 4.1 in dem Bin mit 0% zu sehen. Des weiteren fällt in Abbildung 4.3 links auf, dass bei einer geringen Anzahl von Ereignissen mit dem Hough-Algorithmus genau eine Line weniger verwendet wird, als bei der L1-Hitselektion. Durch die Parallelverschiebung der Geraden auf Lines mit L1-Hits, an denen ursprünglich keine Geraden gefunden wurden, würde man eine exakte Übereinstimmung erwarten. Die Ursache dieses Auftretens muss noch genau untersucht werden. Im Mittel selektiert der Hough-Algorithmus 14,8 Hits an 2,3 Lines mit und nur 12,9 Hits an 1,8 Lines ohne Parallelverschiebung. Wie bereits erwähnt, ist es für die Spurrekonstruktion sehr wichtig, möglichst viele Lines mit Signalhits zu finden. Aus diesem und aus dem Grund der besseren Hiteffizienz, ist der Hough-Algorithmus mit Parallelverschiebung trotz seiner um 3% schlechteren Hitreinheit vorzuziehen und wird im Folgenden nur noch mit Hough-Algorithmus bzw. Hough-Transformation bezeichnet. Tabelle 4.1 zeigt eine Zusammenstellung der Mittelwerte der Verteilungen der jeweiligen Größen für den Vergleich der beiden Varianten des Algorithmus.

Größe	mit Verschiebung	ohne Verschiebung
Hiteffizienz	78,9%	73,3%
Hitreinheit	91,8%	94,9%
selektierte Hits	14,8	12,9
$\frac{\text{sel. Hits}}{\text{alle Hits}}$	14,2%	12,5%
verwendete Lines	2,3	1,8
selektierte L1-Hits	98,7%	89,7%

Tabelle 4.1: Vergleich des Hough-Algorithmus mit und ohne Parallelverschiebung. Die Zahlen sind die Mittelwerte der Verteilungen.

## 4.2 Fehlschlagen des Hough-Algorithmus

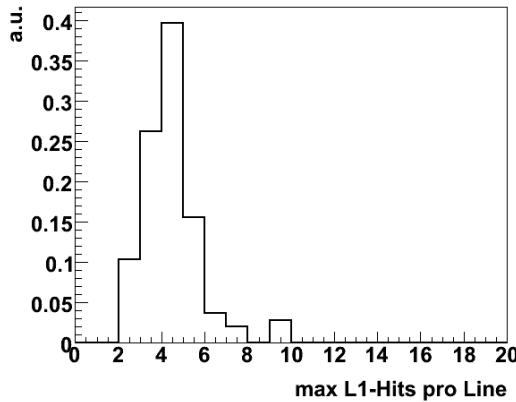


Abbildung 4.4: Verteilung der maximalen Anzahl der L1-Hits pro Line für Ereignisse, bei denen der Hough-Algorithmus keine Hits selektiert.

In Abbildung 4.4 ist für Ereignisse, bei denen der Hough-Algorithmus keine Hits selektiert, die Verteilung die Anzahl der L1-Hits für die Line mit maximaler L1-Hitanzahl aufgetragen. Der Hough-Algorithmus selektiert nur dann keine Hits, wenn keine Geraden gefunden werden. Bei der Geradenfindung (siehe Kapitel 3.3.1) kann nur das erste Kriterium des Hough-Raums dazuführen, dass keine Geraden gefunden werden, da die Kriterien der parallelen Geraden bzw. der maximalen Referenzlänge, die die erste Geradenauswahl nur eingrenzen, aber keinen Einfluss darauf nehmen, ob für ein Ereignis Geraden gefunden werden oder nicht. Als Minimalbedingung für die erste Auswahl an Geraden wird ein Eintrag von mindestens drei im Hough-Raum verlangt, zusätzlich muss dieser Eintrag von mindestens 2 Hits auf unterschiedlichen Stockwerken hervorgerufen worden sein. Ein Teil der Ereignisse kann dieses Kriterium nicht erfüllen, da die maximale Anzahl an L1-Hits pro Line zu gering ist bzw. nur L1-Hits an einem Stockwerk der Line detektiert wurden. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung C.1 für ein Neutrinoereignis mit einer Myonenergie von 42 GeV ( $E_\nu = 133$  GeV) gezeigt. Es bleibt immer noch ein Großteil der Ereignisse mit mehr als 3 L1-Hits pro Line, wo keine Hits ausgewählt wurden. Betrachtet man die Auftragung der L1-Hits für ein solches Ereignis im  $t$ - $N$ -Diagramm (siehe Abbildung

C.2), fällt auf, dass die einzelnen L1-Hits teilweise weit voneinander entfernt sind. Die einzige Möglichkeit ist, dass das Binning des Hough Raums so fein ist, dass sie nicht in den gleichen Bin treffen, obwohl sie rein optisch als auf einer Geraden liegend identifiziert werden könnten. Dieses Binning wurde so gewählt, dass ein Hit für unterschiedliche  $\theta$  keinen Eintrag im Bin mit denselben Koordinaten hervorruft. Daher muss dies noch genauer untersucht werden, um das Binning zu optimieren und ein Fehlschlagen zu vermeiden. Da dies allerdings sehr selten vorkommt, wird dieses Phänomen hier vernachlässigt. Problematisch könnte sich dies evtl. auf Messdaten auswirken. Statistisch fallen ca. 10% der OMs bei der Datennahme aus. Daher fehlen diese OMs um Hits zu detektieren. Fehlt dadurch ein Teil der L1-Hits für eine Line, dann könnten detektierte L1-Hits in  $t$ - $N$ -Auftragung weit auseinander liegen, so könnte der Hough-Algorithmus fehlschlagen. Eine Lösung wäre, in Fällen, in denen keine Hits selektiert wird, die L1-Hits zu nehmen, um getriggerte Ereignisse nicht zu verlieren.

### 4.3 Abhängigkeit der Hiteffizienz und -reinheit von der Neutrinoenergie

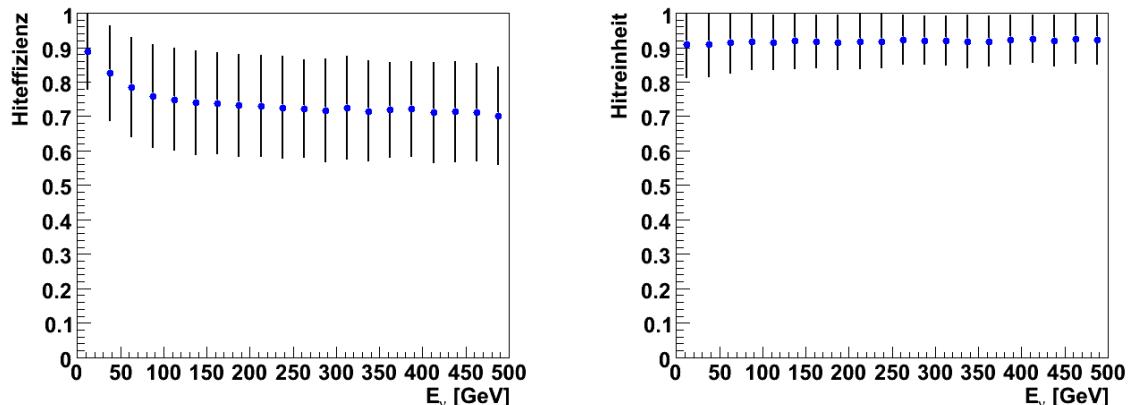


Abbildung 4.5: Verhalten der mittleren Hiteffizienz (links) und Hitreinheit (rechts) in Abhängigkeit von  $E_\nu$  für Hough-Hits. Die Fehlerbalken geben die Schwankung zum jeweiligen Mittelwert (RMS) an.

In Abbildung 4.5 ist links die mittlere Hiteffizienz in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie  $E_\nu$  gezeigt. Im Bereich von 10 bis 120 GeV fällt die mittlere Hiteffizienz von 90% auf ca. 74% ab und bleibt dann konstant. Die Hitreinheit (siehe Abbildung 4.5 rechts) ist nahezu über den gesamten Energiebereich [10 GeV, 500 GeV] konstant. Der Abfall der Hiteffizienz lässt sich wie folgt erklären. Die Myonenergie und damit die Reichweite der Myonen nimmt mit der Neutrinoenergie zu. Daher werden mit zunehmender Neutrinoenergie an mehr Lines Signalhits detektiert und die Anzahl der Hits nimmt zu (siehe Abbildung 4.7 oben). Da zunehmend auch Photonen von weit entfernten Myonen registriert werden, nimmt die Anzahl der Hits aufgrund gestreu-

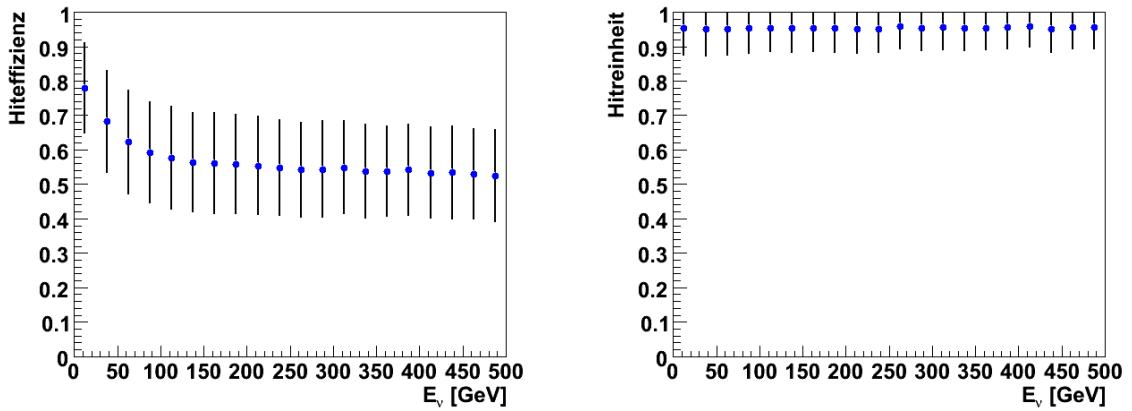


Abbildung 4.6: Verhalten der mittleren Hiteffizienz (links) und Hitreinheit (rechts) in Abhängigkeit von  $E_\nu$  für L1-Hits. Die Fehlerbalken geben die Schwankung zum jeweiligen Mittelwert (RMS) an.

ter Photonen zu. Diese Hits sind dabei weniger wahrscheinlich in Koinzidenz. Daher nimmt die Anzahl der detektierten L1-Hits nicht so stark mit der Energie  $E_\nu$  zu wie die Anzahl der Signalhits (siehe Abbildung 4.7 mitte). Da L1-Hits eine sehr hohe Reinheit von 96% haben (siehe Abbildung 4.1), gibt das Verhältnis der Anzahl der L1-Hits zur Anzahl der Signalhits die Hiteffizienz der L1-Hits wieder. In Abbildung 4.6 ist dieses in Abhängigkeit von  $E_\nu$  gezeigt. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Anzahl der L1-Hits bei Energien bis zu ca. 100 GeV ist in diesem Energiebereich die Hiteffizienz größer. Bei höheren Energien weicht die Anzahl der L1-Hits stärker ab, wobei die Hiteffizienz konstant bleibt. Da Hough-Hits mit den L1-Hits korreliert sind und 98,7% dieser Hits enthalten, dabei aber mehr Hits selektieren, spiegelt sich dieses Verhalten bei der Hiteffizienz der Hough-Hits wieder (siehe Abbildung 4.5 rechts), wobei die Kurve der Hiteffizienz der Hough-Hits deutlich über der Kurve der L1-Hits liegt.

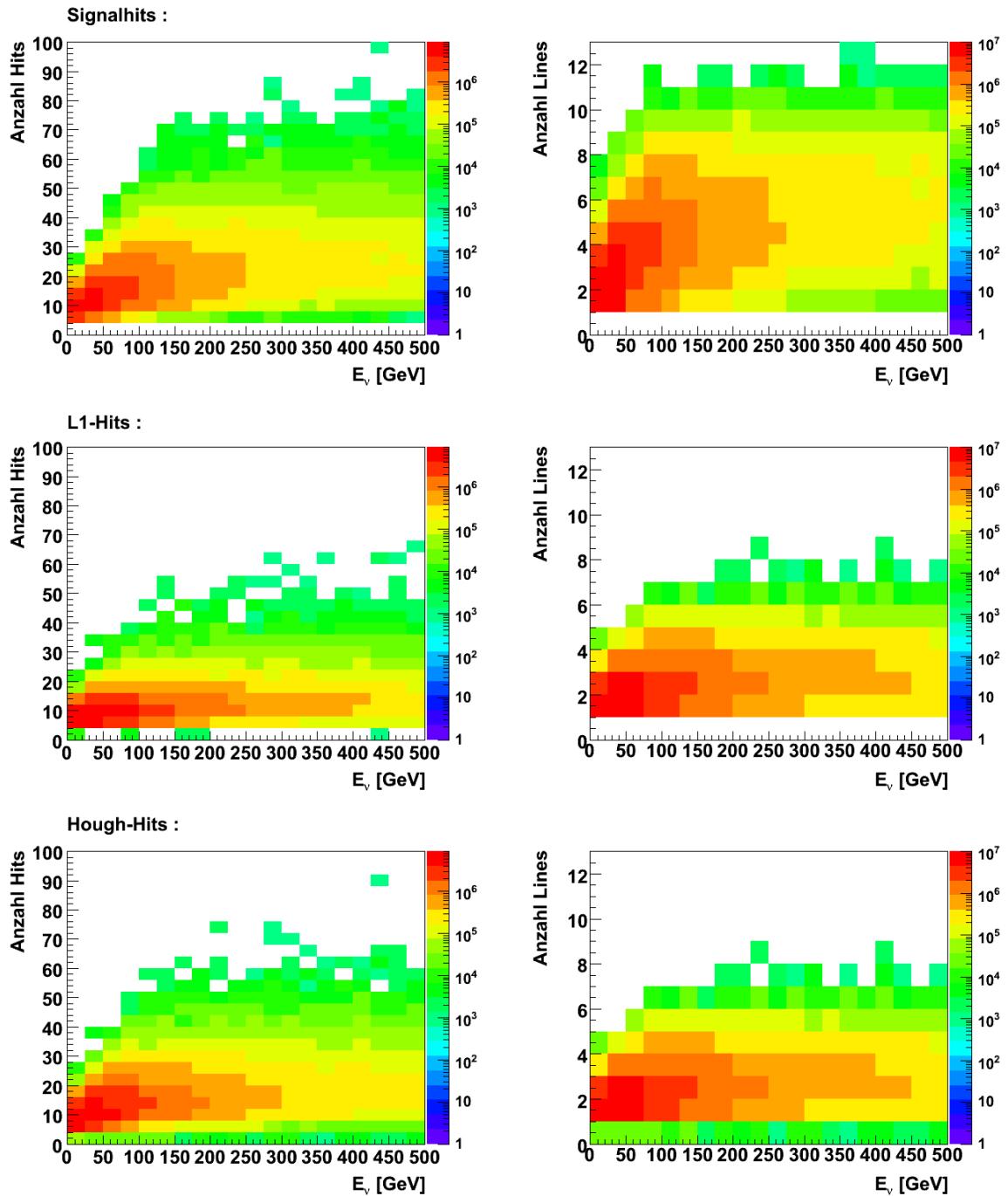


Abbildung 4.7: Links Anzahl der Hits und rechts Anzahl der Lines in Abhängigkeit von  $E_\nu$  für Signalhits (oben), L1-Hits (Mitte) und Hough-Hits (unten).

## 4.4 Verhalten für unterschiedliche Untergrundraten

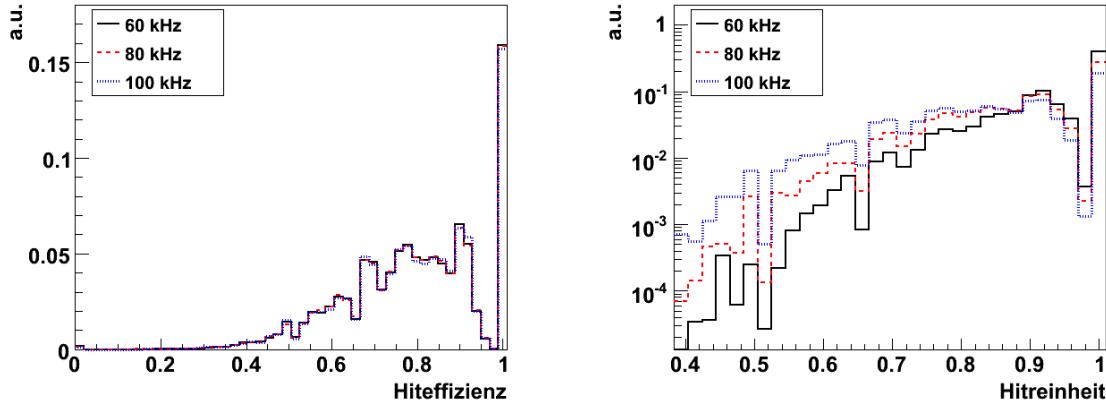


Abbildung 4.8: Verteilung der Hiteffizienz und Hitreinheit der Hough-Hits für verschiedene Untergrundraten: 60 kHz, 80 kHz und 100 kHz.

In Abbildung 4.8 ist das Verhalten der Hiteffizienz und der Hitreinheit in Abhängigkeit von der Untergrundrate dargestellt. Die Hiteffizienz ändert sich nicht mit der Untergrundrate, daher müssen die Parameter des Hough-Algorithmus für eine höhere Untergrundrate nicht neu eingestellt werden. Die Hitreinheit nimmt allerdings für höhere Untergrundraten ab. Durch eine höhere Untergrundrate ist die Anzahl der Untergrundhits im gesamten Detektor erhöht. Dadurch trifft eine größere Anzahl an Untergrundhits in den Bereich des Hitauswahlkriteriums. Dies kann man auch anhand des Anstiegs der Anzahl der selektierten Hits in Abbildung 4.9 links sehen. Die Anzahl der selektierten Hits steigt leicht von 14,8 bei 60 kHz auf 16,2 bei 100 kHz. Die Zunahme der selektierten Hits mit der Untergrundrate wächst aber nicht direkt proportional zur Gesamtanzahl der Hits. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.9 rechts zu sehen. Hier ist das Verhältnis

$$S = \frac{\text{Anzahl selektierter Hits}}{\text{Gesamtanzahl der Hits des Ereignisses}} \quad (4.1)$$

für 60 kHz, 80 kHz und 100 kHz aufgetragen, wobei  $S$  für die verschiedenen Untergrundraten nicht konstant ist. Abbildung 4.10 links zeigt die Verteilung der Anzahl der Lines mit Hough-Hits für verschiedene Untergrundraten. Das Maximum dieser Verteilung bleibt gleich, allerdings werden bei höheren Untergrundraten mehr Lines verwendet. Das gleiche Verhalten ist bei dem entsprechenden Plot für L1-Hits zu beobachten (siehe Abbildung 4.10 rechts). Daher wird die Geradenauswahl des Hough-Algorithmus durch die geringe Anzahl an Untergrundhits innerhalb der L1-Hits beeinflusst, die aber keine Verschlechterung der Hiteffizienz bewirkt. Bei 60 kHz optischem Untergrund liegt der Mittelwert bei 2,3 Lines und bei 100 kHz liegt dieser bei 2,6 Lines. In Tabelle 4.2 ist eine Übersicht der Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen in Abhängigkeit von der Untergrundrate zusammengestellt.

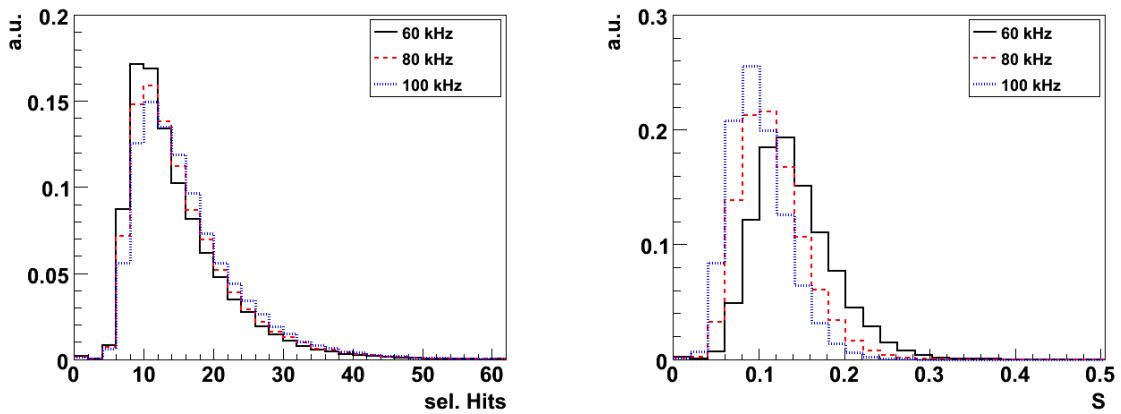


Abbildung 4.9: Links: Verteilung der Anzahl der selektierten Hits, rechts: Verhältnis der selektierten Hits zur Gesamtanzahl der Hits für jedes Ereignis für Hough-Hits für 60 kHz, 80 kHz und 100 kHz optischer Untergrundrate.

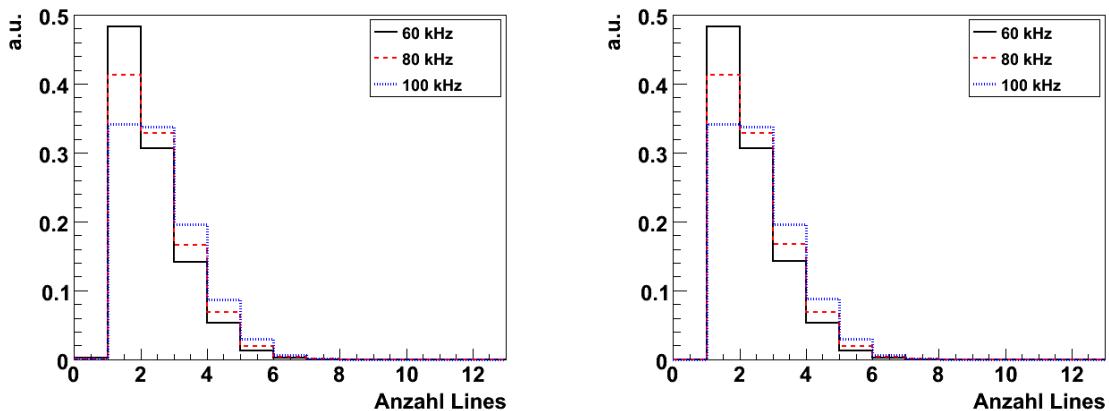


Abbildung 4.10: Anzahl der Lines für 60 kHz, 80 kHz, 100 kHz Untergrundrate, links für Hough, rechts für L1-Hits.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	78,9%	78,9%	78,9%
Hitreinheit	91,8%	87,9%	81,6%
selektierte Hits	14,8	15,4	16,2
$S$	14,2%	11,6%	10,1%
verwendete Lines	2,3	2,5	2,6
selektierte L1-Hits	98,7%	98,5%	98,3%

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Mittelwerte der einzelnen Kenngrößen der Hough-Hitselektion für verschiedene Untergrundraten. Definition von  $S$  siehe Formel (4.1).

# Kapitel 5

## Vergleich der Hough-Hitselektion mit weiteren Hitselektionen bei ANTARES

### 5.1 Hitselektionen bei ANTARES

Bei ANTARES gibt es eine große Anzahl an Hitselektionsalgorithmen, wobei hier nur eine Auswahl davon behandelt werden kann. Daher werden im Folgenden die Standardhitselektionen von ANTARES (L1- und L2-Hits) sowie eine für den Niedrigenergiebereich entwickelte Hitselektion, die sogennante HM-Hitselektion, untersucht. Für die Analyse dieser Hitselektionen wurden simulierte Neutrinoereignisse im Energiebereich [10 GeV, 500 GeV] verwendet, die die Triggerbedingung des 3N oder 2T3 Trigger (siehe Anhang A) erfüllten. Die Histogramme werden so gewichtet, dass das Energiespektrum der verwendeten Neutrinos, dem der atmosphärischen Myon-Neutrinos<sup>1</sup> entspricht und die Histogramme werden auf 1 normiert.

#### 5.1.1 L1-Hitselektion

Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, setzen sich die L1-Hits aus zwei Kategorien von Hitselektionen zusammen, einmal den koinzidenten Hits und den Hits hoher Amplitude. Koinzidente Hits bestehen aus Hits, welche innerhalb von 20 ns an einem Stockwerk detektiert werden. Hits deren Amplitude größer als ein definierter Schwellenwert ist, werden als Big-Hits bezeichnet. Üblicherweise steht dieser Schwellenwert bei 2,5 pe [24]. Es gibt eine Überschneidung von koinzidenten und Big-Hits, wenn diese zusätzlich koinzident zu Hits am selben Stockwerk sind. Für die Triggeralgorithmen sind diese Mengen allerdings disjunkt, da erst Hits hoher Ladung selektiert werden und aus der Restmenge nach koinzidenten Hits gesucht wird, wobei hierfür nur der erste Hit innerhalb der Koinzidenz berücksichtigt wird.

In Abbildung 5.1 ist oben für koinzidente Hits, Big-Hits und L1-Hits die Verteilung der Hiteffizienz bzw. der Hitreinheit für einen Untergrund von 60 kHz gezeigt. Die folgende Analyse bezieht sich dabei auf diese Abbildung. Betrachtet man zuerst die Big-Hits, so haben diese eine sehr geringe Hiteffizienz von 24,5%, aber

---

<sup>1</sup>In der Parametrisierung nach Horandel [23].

eine Hitreinheit von 99,2%. Diese hohe Reinheit ist darauf zurückzuführen, dass Untergrundhits in der Simulation mit 1 pe simuliert werden. Durch die Simulation des ARS, können die Ladungen der Untergrundhits unter Umständen geringfügig größere Werte als 1 pe annehmen. Daher erfüllen Untergrundhits in der Simulation nur zufällig das Big-Hits Kriterium, wenn mehrere Untergrundhits innerhalb der Integrationszeit des ARS in ein OM treffen und daraus ein Hit mit hoher Ladung resultiert. Trotz der sehr großen Reinheit sind Big-Hits als alleinige Hitauswahl für die Spurrekonstruktion nicht geeignet, da sie im Mittel nur 4,4 Hits selektieren (siehe Abbildung 5.1 links unten).

Koinzidente Hits hingegen selektierten im Mittel 6,2 Hits an 2,2 Lines. Da sie zusätzlich eine hohe Reinheit von 96,3% haben, könnten sich koinzidente Hits bereits für die Spurrekonstruktion, die als Bedingung mindestens fünf Hits voraussetzt, eignen. Allerdings sind diese Zahlen nur Mittelwerte und anhand von Abbildung 5.1 unten links sieht man, dass es eine große Anzahl an Ereignissen gibt, die weniger als 5 koinzidente Hits haben und somit nicht rekonstruiert werden können. Zusätzlich

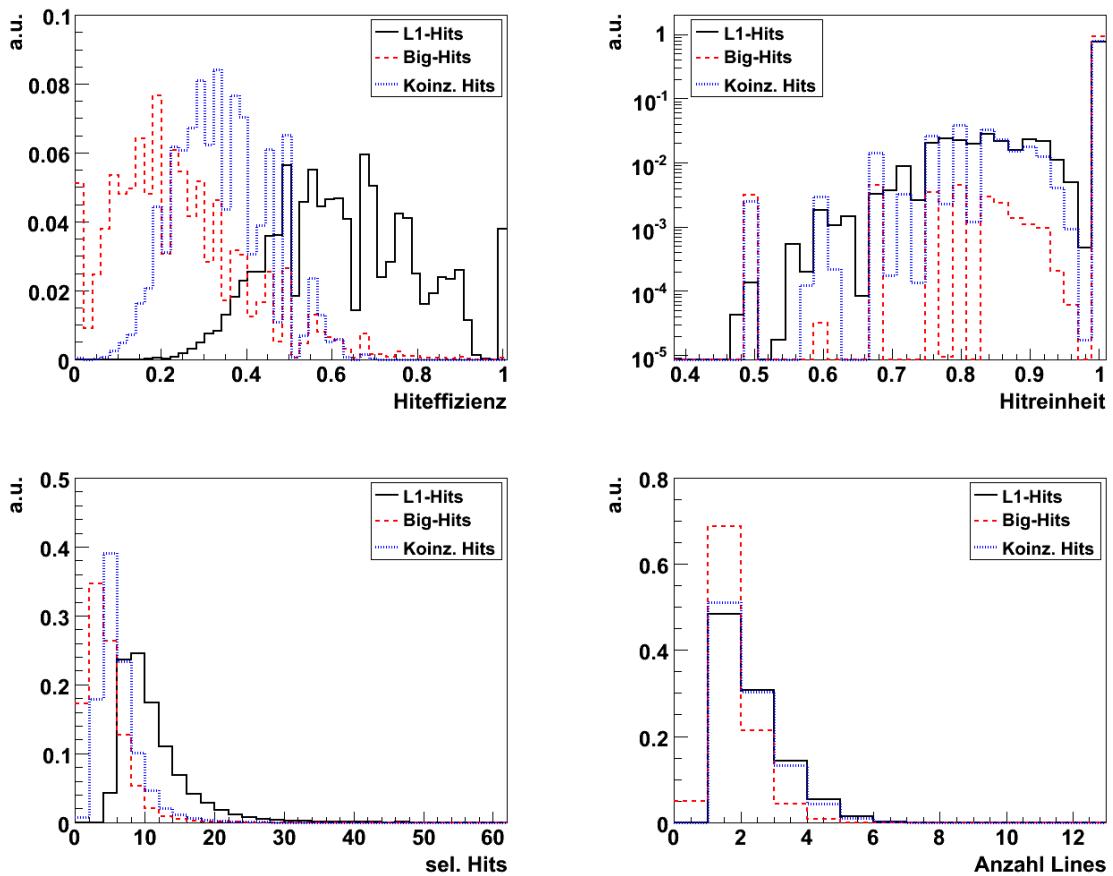


Abbildung 5.1: Oben links Hiteffizienz, oben rechts Hitreinheit, unten links Anzahl selektierter Hits, unten rechts die Anzahl der Lines, jeweils für L1- (durchgezogene Linie), Big- (gestrichelte Linie) und koinzidente Hits (gepunktete Linie) für 60 kHz optischen Untergrund.

ist eine Spurrekonstruktion im Allgemeinen umso besser, je mehr Signalhits, der Rekonstruktion zu Verfügung gestellt werden. Da die mittlere Hiteffizienz für koinzidente Hits nur 34,1% bei 60 kHz Untergrund beträgt, ist diese Hitselektion für eine effektive Spurrekonstruktion im Niedrigenergiebereich nicht geeignet.

Für die L1-Hitselektion, die aus diesen beiden Hitselektionen besteht, ergibt sich dabei insgesamt eine Hiteffizienz von 63,3% bei einer Hitreinheit von 96,0%. Dabei scheinen die koinzidenten Hits, die Lines zu bestimmen, an den L1-Hits sind, wenn man die Verteilung der Anzahl der Lines mit koinzidenten Hits und L1-Hits in Abbildung 5.1 rechts unten betrachtet, die sehr gut übereinstimmt. L1-Hits selektieren im Mittel 11,1 Hits an 2,3 Lines, was damit die Minimalbedingung der Rekonstruktionsalgorithmen erfüllt. Wie bereits in Kapitel 4.3 erläutert, nimmt die Hiteffizienz mit zunehmender Neutrinoenergie ab, wobei die Hitreinheit aufgrund der strengen Kriterien konstant bleibt (siehe Abbildung 4.6 in Kapitel 4.3). Die Hiteffizienz nimmt dabei einen konstanten Wert von ca. 55% für  $E_\nu > 150 \text{ GeV}$  an. Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht der Mittelwerte der einzelnen Verteilungen für L1-, Big- und koinzidente Hits, dabei ist die Größe  $S$  in Gleichung (4.1) definiert<sup>2</sup>.

Größe	L1 Hits	Big Hits	koinzidente Hits
Hiteffizienz	63,3%	24,5%	34,1%
Hitreinheit	96,0%	99,2%	96,3%
selektierte Hits	11,1	4,4	6,2
$S$	10,6%	4,0%	5,8%
Anzahl Lines	2,3	1,8	2,2

Tabelle 5.1: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen für L1-, Big- und koinzidente Hits für eine Untergrundrate von 60 kHz.

Nun wird analysiert, wie sich L1-Hits in Abhängigkeit von der Untergrundrate verhalten. In Abbildung 5.2 ist für 60 kHz, 80 kHz und 100 kHz optischem Untergrund die Verteilungen der einzelnen Größen für L1-Hits gezeigt. Die Verteilungen für Big- und koinzidente Hits befinden sich im Anhang in Kapitel C.2. Mit zunehmender Untergrundrate nimmt die Hitreinheit der L1-Hits ab, und beträgt bei 100 kHz Untergrund noch 89,8%. Dies wird vor allem durch koinzidente Untergrundhits verursacht, da die Reinheit der Big-Hits bei unterschiedlichen Untergrundraten in etwa konstant bleibt, sich aber die Hitreinheit der koinzidenten Hits verschlechtert. Bei 100 kHz Untergrund verringert sich die Hitreinheit der koinzidenten Hits um 6% auf 90,7%. Dies erklärt sich dadurch, dass durch die größere Anzahl an Untergrundhits, sich die Wahrscheinlichkeit vergrößert, dass zwei Untergrundhits innerhalb von 20 ns an einem Stockwerk detektiert werden. Damit nimmt insgesamt auch die Anzahl der selektierten L1-Hits mit der Untergrundrate zu, wobei die Hiteffizienz nahezu konstant bleibt, was in Abbildung 5.2 links oben bzw. unten zu sehen ist. In Tabelle 5.2 sind die Mittelwerte der Verteilungen der L1-Hits für verschiedene Untergrundraten zusammengefasst. Die Zusammenfassung der Werte für Big- und koinzidente Hits befindet sich im Anhang (siehe Tabelle D.1 und D.2).

---

<sup>2</sup>Die Verteilungen von  $S$  sind jeweils im Anhang C.2 zu sehen.

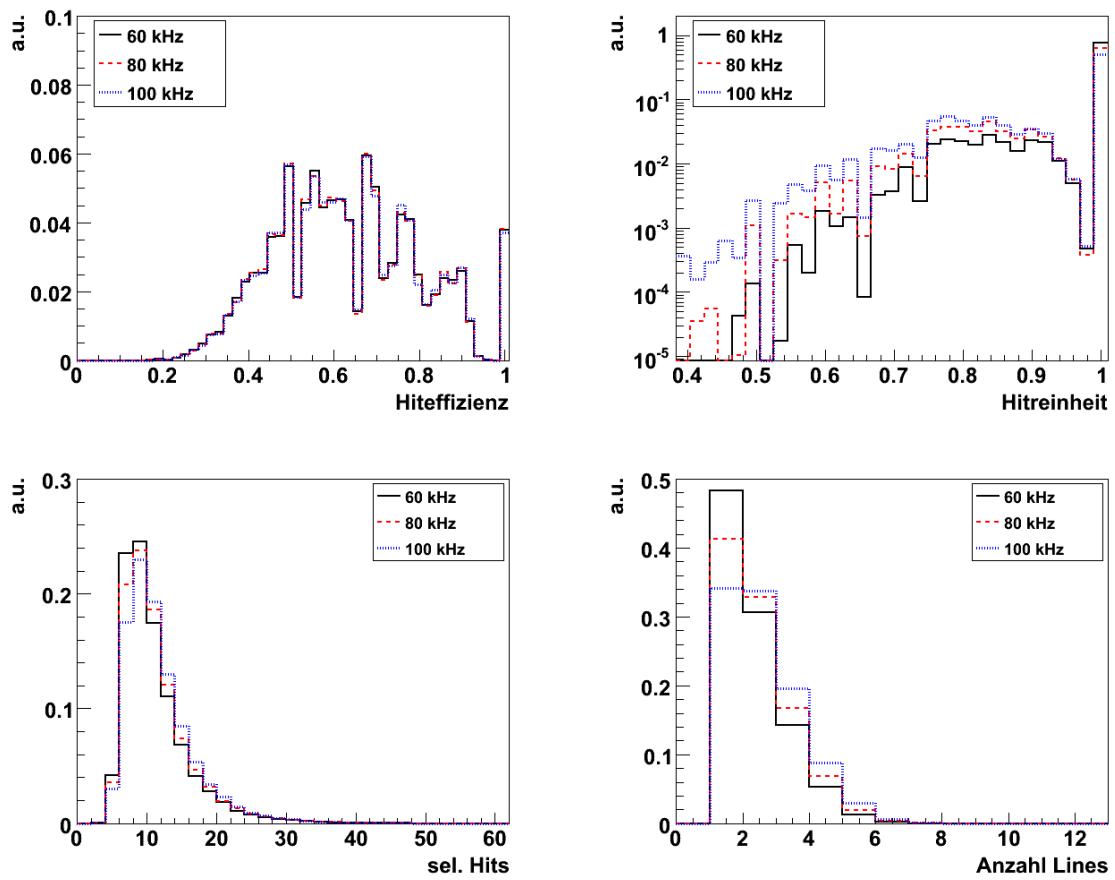


Abbildung 5.2: Oben links Hiteffizienz, oben rechts Hitreinheit, unten links Anzahl selektierter Hits, unten rechts die Anzahl der Lines für L1-Hits jeweils für 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie), 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	60,8%	60,8%	60,9%
Hitreinheit	96,2%	93,5%	89,8%
selektierte Hits	13,8	14,1	14,6
$S$	12,2%	9,9%	8,4%
Anzahl Lines	2,3	2,9	3,0

Tabelle 5.2: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen für L1-Hits für unterschiedliche Untergrundraten.

### 5.1.2 L2-Hitselektion

Damit ein Trigger ein Ereignis auswählt, muss ein für den jeweiligen Trigger charakteristisches Kriterium erfüllt sein. Die L1-Hits, die diese Triggerbedingung erfüllen, werden als L2-Hits bezeichnet. Sind mehrere Trigger gleichzeitig aktiv, kann ein Ereignis von verschiedenen Triggern gleichzeitig ausgewählt werden, wobei aus den L2-Hits nicht mehr hervorgeht, welche Hits zu welcher Triggerbedingung beigetragen haben. Des Weiteren können Ereignisse vereint werden, wenn innerhalb eines Zeitfensters zum ersten und letzten getriggerten Hit ein weiteres Ereignis getriggert wird. Somit kann bei L2-Hits nicht nach ihrem Ursprung unterschieden werden.

Da L2-Hits eine Untermenge der L1-Hits darstellen, ist wie zu erwarten, die Hiteffizienz der L2-Hits kleiner als die der L1-Hits. L2-Hits haben eine Hiteffizienz von 28,7% bei 60 kHz Untergrund. Die Hitreinheit hingegen ist mit 98,7% größer als die Hitreinheit der L1-Hits. Das Verhalten der Verteilungen der L2-Hits bei unterschiedlichen Untergrundraten ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Wie schon bei L1-Hits, ist auch hier die Hiteffizienz unabhängig von der Untergrundrate. Allerdings nimmt

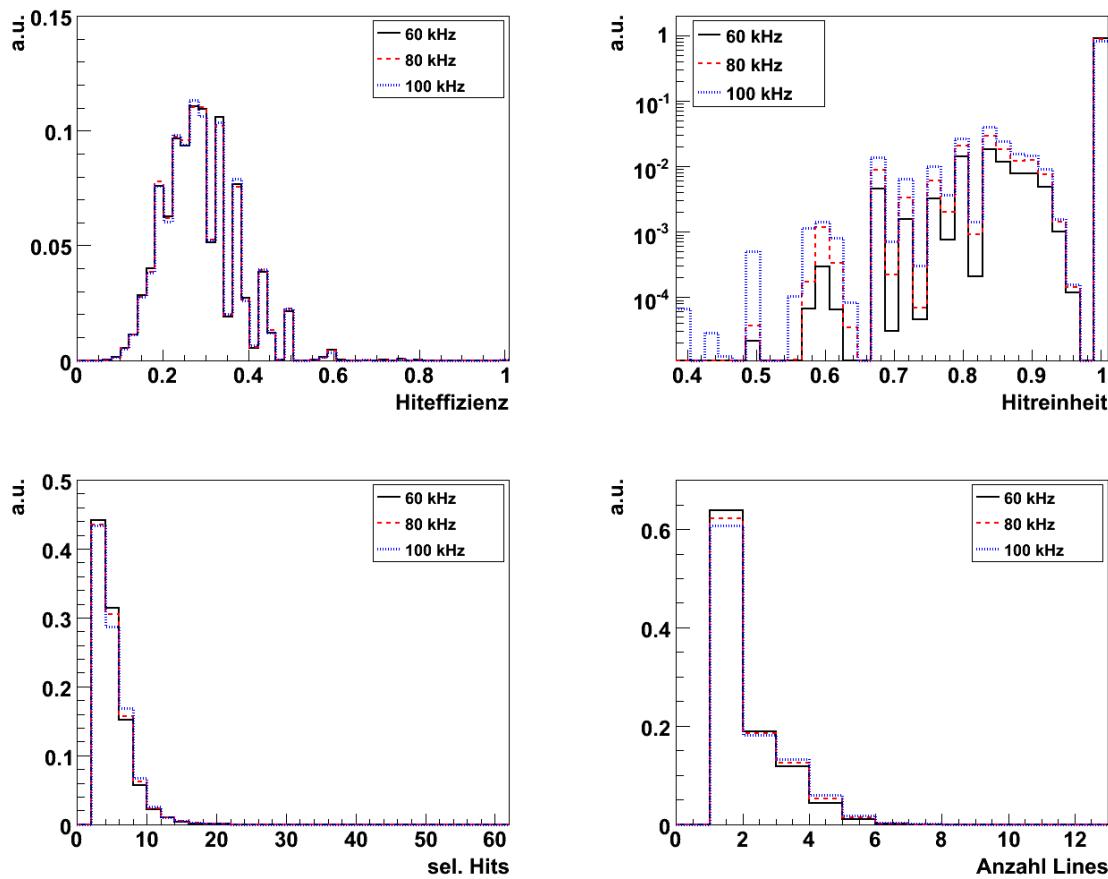


Abbildung 5.3: Oben links Hiteffizienz, oben rechts Hitreinheit, unten links Anzahl selektierter Hits für L2-Hits, unten rechts die Anzahl der Lines mit L2-Hits, jeweils für 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie), 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

die Hitreinheit um 2% von 60 kHz auf 100 kHz Untergrund ab, wobei sie immer noch sehr hoch ist. Durch die scharfen Triggerkriterien erfüllen im Mittel nur 5 Hits an 2,1 Lines diese Kriterien, die wie koinzidente Hits, zwar theoretisch die Mindestbedingung der Spurrekonstruktion erfüllen, jedoch aufgrund der insgesamt zu kleinen Effizienz nicht für die Spurrekonstruktion niederenergetischer Neutrinos geeignet sind. Tabelle 5.3 gibt eine Übersicht der Mittelwerte der einzelnen Verteilungen für L2-Hits.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	28,7%	28,7%	28,7%
Hitreinheit	98,7%	97,8%	96,9%
selektierte Hits	4,9	5,0	5,1
$S$	4,6%	3,7%	3,2%
verwendete Lines	2,1	2,2	2,2

Tabelle 5.3: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen der L2-Hits für unterschiedliche Untergrundraten.

### 5.1.3 HM-Hitselektion

Die HM-Hitselektion basiert auf dem gleichen Prinzip wie die Hough-Hitselektion. Sie sucht nach Hits, die in  $t$ - $z$ -Darstellung, zeitlich und räumlich nahe beieinander liegen. Dazu werden für jeden Hit  $H_i$  alle Hits innerhalb eines vordefinierten  $t$ - $z$ -Fensters zu einem sogenannten „Cluster“ gruppiert. Innerhalb dieses Clusters werden die Richtungen der einzelnen Hits zu  $H_i$  bestimmt und daraus der Mittelwert sowie die Standardabweichung (RMS) berechnet. In Abhängigkeit der Abweichung der Richtungen von deren Mittelwert, werden für zu große Abweichungen die jeweiligen Hits aus dem Cluster entfernt. Die Menge an Hits, die nach dieser Prozedur im Cluster verbleibt wird selektiert. Diese Prozedur wird für jeden Hit des Ereignisses durchgeführt. Die HM-Hitselektion hängt dabei nicht von den L1-Hits ab. Für die genaue Beschreibung des Algorithmus sei an dieser Stelle auf [25] und [26] verwiesen.

Die Hiteffizienz, die sich für diesen Algorithmus ergibt ist für 60 kHz, 80 kHz und 100 kHz Untergrund in Abbildung 5.4 links oben gezeigt. Die mittlere Hiteffizienz beträgt bei 60 kHz Untergrund 78,4% und ist unabhängig von Untergrund. Allerdings werden bei zunehmender Untergrundrate mehr Untergrundhits selektiert, so dass die Hitreinheit abnimmt (siehe Abbildung 5.4 links unten und rechts oben). Die Hitreinheit beträgt bei 60 kHz 93,7% und nimmt auf 85,0% bei 100 kHz Untergrund ab. Dabei ist die Hiteffizienz um ca. 15% höher als bei L1-Hits, wobei die Hitreinheit bei 60 kHz nur um ca. 3% niedriger ist. Das Verhalten der mittleren Hiteffizienz und Hitreinheit in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie  $E_\nu$  ist in Abbildung 5.5 für eine Untergrundrate von 60 kHz gezeigt. Hier zeigt sich das selbe Verhalten wie für L1-Hits. Die Hiteffizienz nimmt von 10 GeV bis 150 GeV ab und bleibt für höhere Energien auf einem konstanten Niveau, das mit ca. 74% größer, als das für L1-Hits ist. Die Anzahl der selektierten Hits beträgt dabei 14,5, wobei an ca. 2,4 Lines Hits selektiert werden, wobei die Kriterien zur Spurrekonstruktion erfüllt sind. Für die

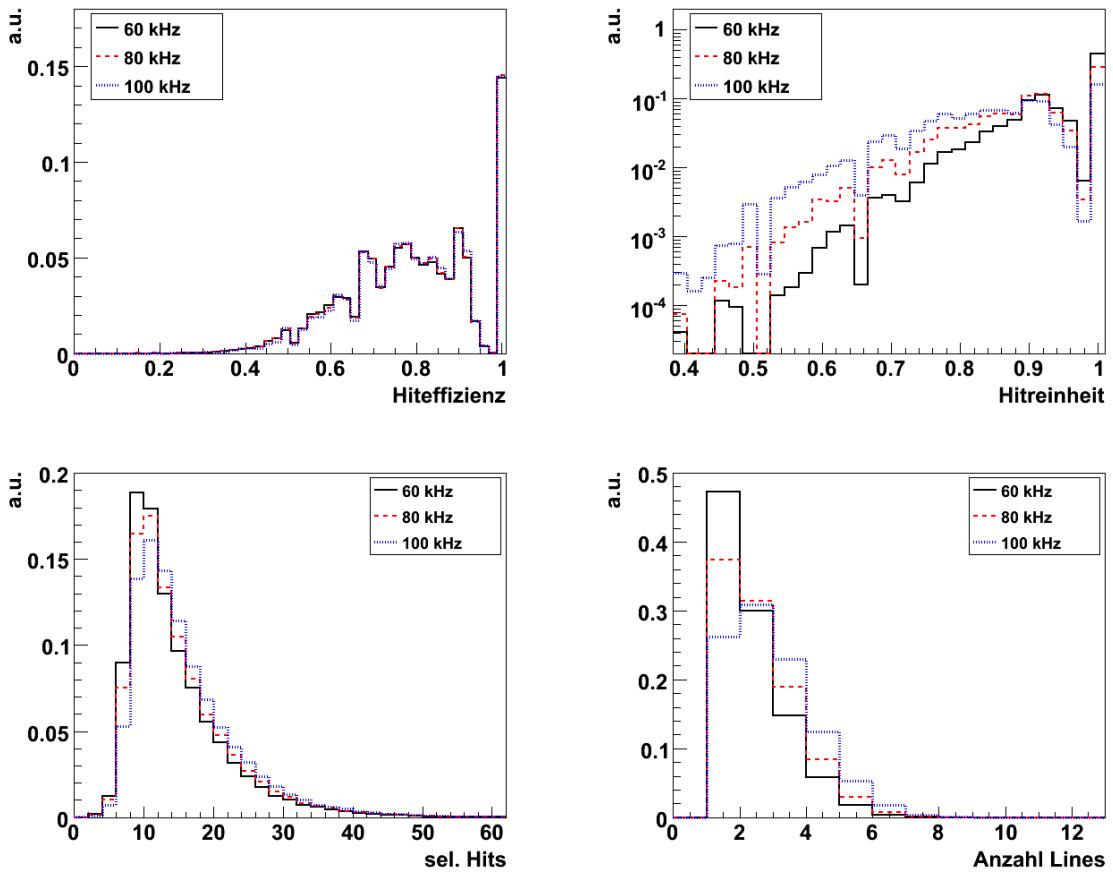


Abbildung 5.4: Oben links Hiteffizienz, oben rechts Hitreinheit, unten links Anzahl selektierter Hits für HM-Hits, unten rechts die Anzahl der Lines mit HM-Hits, jeweils für 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie), 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	78,4%	78,6%	78,8%
Hitreinheit	93,7%	89,9%	85,0%
selektierte Hits	14,5	15,1	16,0
$S$	13,8%	11,3%	9,9%
verwendete Lines	2,4	2,6	3,0

Tabelle 5.4: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen der HM-Hits für unterschiedliche Untergrundraten.

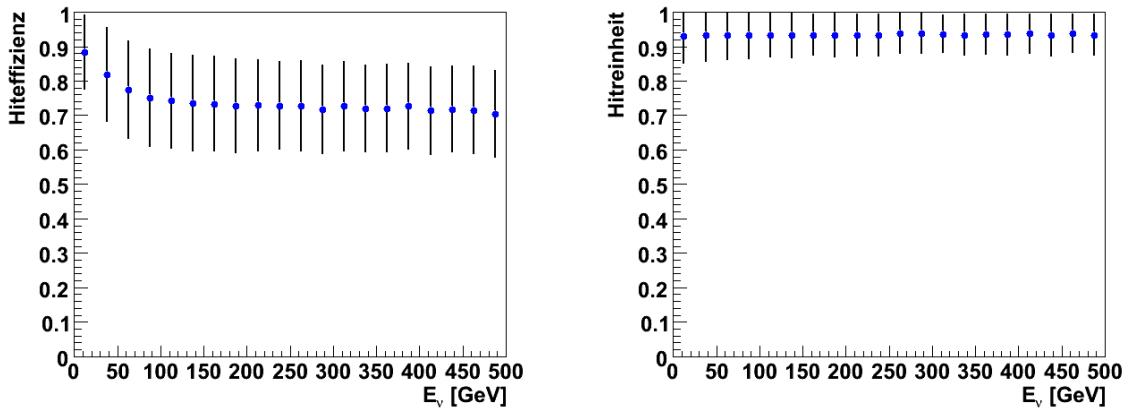


Abbildung 5.5: Verhalten der mittleren Hiteffizienz (links) und Hitreinheit (rechts) in Abhängigkeit von  $E_\nu$  für HM-Hits. Die Fehlerbalken geben die Schwankung zum jeweiligen Mittelwert (RMS) an.

verschiedenen Untergrundraten sind die Mittelwerte der Verteilungen in Tabelle 5.4 für HM-Hits zusammengefasst.

## 5.2 Vergleich der Hitselektionen mit der Hough-Hitselektion

Da sowohl koinzidente Hits, Big-Hits als auch L2-Hits, aufgrund ihrer oben analysierten Eigenschaften, für die Spurrekonstruktion niederenergetischer Neutrino-Ereignisse nicht geeignet sind, wird hier die Hough-Hitselektion nur mit den L1- und den HM-Hits verglichen.

### Vergleich mit L1-Hits

Wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt, ist der Hough-Algorithmus mit der L1-Hitselektion korreliert. Die Verteilung der Anzahl an verwendeten Lines stimmt für Hough- und L1-Hits für unterschiedliche Untergrundraten gut überein. Nur bei einzelnen Ereignissen, bei denen der Hough-Algorithmus aus bereits erörterten Gründen keine Hits selektiert, weichen die Verteilungen voneinander ab (siehe Kapitel 4.4 Abbildung 4.10). Da die Hough-Hits im Mittel mehr Hits als L1-Hits selektieren (siehe Abbildung 5.6 links unten) und dazu 98,7% der L1-Hits enthalten, hängt die Hitreinheit der Hough-Hits von der Hitreinheit der L1-Hits ab. Zusätzlich kommt diese Abhängigkeit auch davon, dass L1-Hits die Grundlage der Geradenauswahl des Hough-Algorithmus darstellen, die durch zusätzlichen Untergrund beeinflusst werden kann. Die Werte der Hitreinheit liegen dabei für Hough-Hits um ca. 5% unterhalb der Hitreinheit der L1-Hits. Der Vorteil der Hough-Hits ist allerdings ein Hiteffizienzgewinn von ca. 15% gegenüber der L1-Hitselektion, wobei keine L1-Hits verloren gehen.

## Vergleich mit HM-Hits

In Abbildung 5.6 sind bei einer Untergrundrate von 60 kHz die Verteilungen der Hiteffizienz, der Hitreinheit, der Anzahl der selektierten Hits und der verwendeten Lines für Hough-Hits, HM-Hits und L1-Hits dargestellt. Vergleicht man die Verteilungen der Hiteffizienz für HM- und Hough-Hits in Abbildung 5.6 links oben, so fällt auf, dass der Verlauf der Verteilungen bis auf kleine Abweichung nahezu identisch ist. Beide Hitselektionen erhöhen die Hiteffizienz um ca. 15% gegenüber den L1-Hits. Dabei ist die Hitreinheit der Hough-Hits nur um etwa 2% geringer als die der HM-Hits. Da beide Hitselektionen nach Korrelationen der Hits im  $t$ - $z$ -Raum suchen, werden diese Hitselektionen verglichen und es wird untersucht, in wie weit sie sich überschneiden. Für diese Betrachtung werden zwei Größen definiert:

$$Q_c(X, Y) = \frac{\text{Anzahl der } X\text{-Hits, die in } Y \text{ enthalten}}{\text{Anzahl der } Y\text{-Hits}}, \quad (5.1)$$

$$Q_n(X, Y) = \frac{\text{Anzahl der } X\text{-Hits, die nicht in } Y \text{ enthalten}}{\text{Anzahl der } X\text{-Hits}}, \quad (5.2)$$

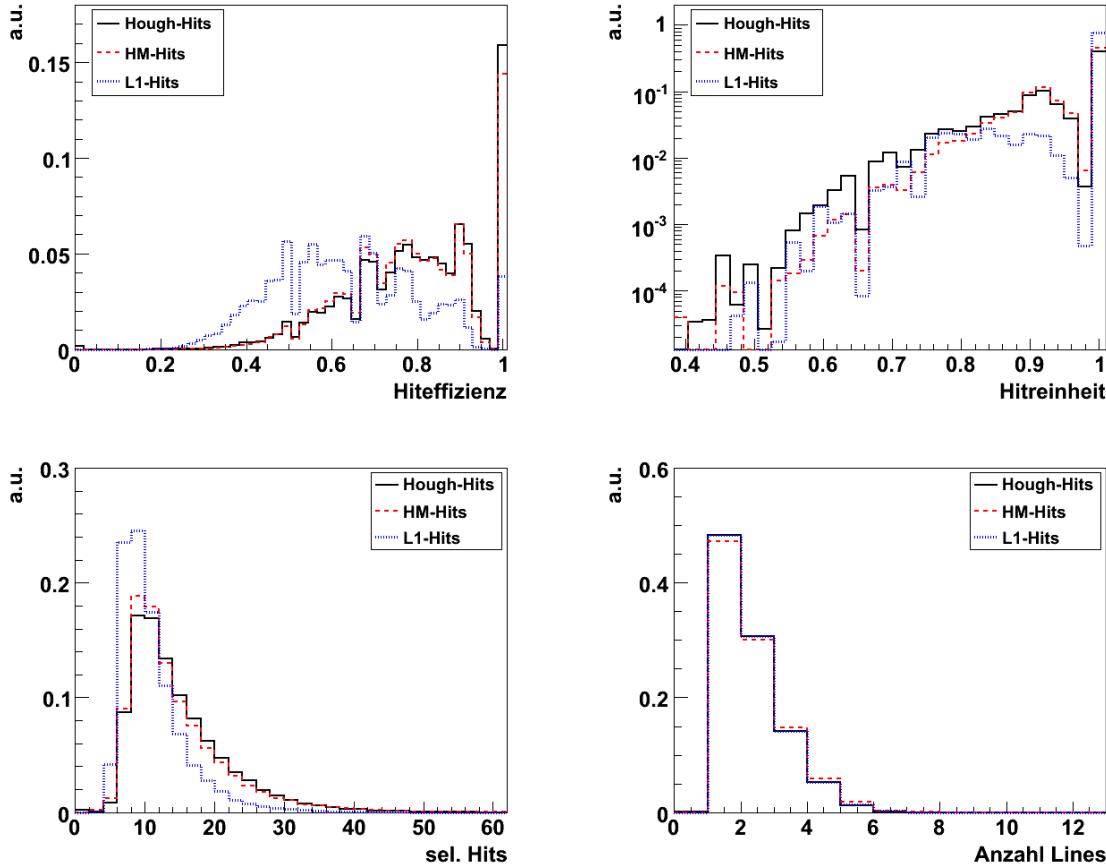


Abbildung 5.6: Oben links Hiteffizienz, oben rechts Hitreinheit, unten links Anzahl selektierter Hits, unten rechts die Anzahl der Lines, jeweils für Hough-Hits (durchgezogene Linie), HM-Hits (gestrichelte Linie) und L1-Hits (gepunktete Linie).

wobei  $Q_c(X, Y)$  den prozentualen Anteil der  $Y$ -Hits, die in  $X$  enthalten sind und  $Q_n(X, Y)$  den prozentualen Anteil der  $X$ -Hits, die nicht in  $Y$  enthalten sind, angibt. Für den Vergleich von Hough- und HM-Hits ergibt sich bei 60 kHz Untergrundrate  $Q_c(\text{Hough}, \text{HM}) = 92,2\%$  und  $Q_n(\text{Hough}, \text{HM}) = 10,2\%$ . Damit stimmen Hough- und HM-Hits zu einem relativ großen Anteil überein, sind aber nicht identisch. Mit zunehmender Untergrundrate nimmt  $Q_c(\text{Hough}, \text{HM})$  ab und  $Q_n(\text{Hough}, \text{HM})$  zu. Die  $Q_c$ - und  $Q_n$ -Werte der Hough- und HM-Hits verglichen mit weiteren Hitselektionen sind Tabelle D.3 im Anhang D zu entnehmen.

Der Vorteil der Hough-Hits ist, dass sie fast alle koinzidenten Hits, welche eine sehr hohe Reinheit haben (siehe Tabelle 5.1 bzw. D.2), enthalten. Bei den HM-Hits fehlen einige koinzidente Hits, sie enthalten nur 92,9% von diesen. Da, wie bereits erwähnt, alle L1-Hits in den Hough-Hits enthalten sind, Hough-Hits aber zusätzliche Hits selektieren ( $Q_n(\text{Hough}, \text{L1}) = 24,6\%$ ) erklärt dies, die höhere Hiteffizienz von 78,9% gegenüber 63,3% der L1-Hits (bei 60 kHz Untergrundrate) und die verringerte Hitreinheit. HM-Hits, die in etwa die gleiche Hiteffizienz wie Hough-Hits haben, enthalten nur 92,6% der L1-Hits, wobei 27,5% der HM-Hits zusätzliche Hits sind (bei 60 kHz Untergrundrate).

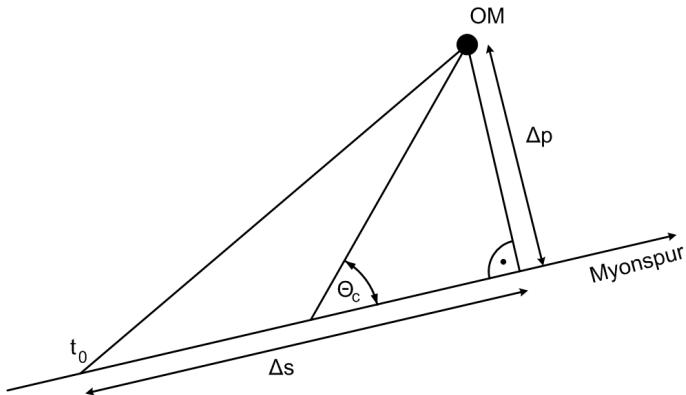


Abbildung 5.7: Schema der verwendeten Größen zur Berechnung der direkten Hits.

Für die Spurrekonstruktion ist es wichtig vor allem nur direkte Signalhits zu erhalten. Direkte Hits werden durch Photonen erzeugt, die nicht gestreut wurden. Das Zeitresiduum  $\Delta t = t - t^{\text{th}}$  ist für Hits, die durch gestreute Photonen entstehen, größer als für direkte Hits. Dabei ist  $t$  der Zeitpunkt der Detektion des Hits, und  $t^{\text{th}}$  ist die theoretisch berechnete Zeit des Hits im Abstand  $\Delta p$  zur Myonspur, wenn zum Zeitpunkt  $t_0$  die Wechselwirkung des Neutrinos stattgefunden hat (siehe Abbildung 5.7).  $t^{\text{th}}$  berechnet sich über

$$t^{\text{th}} = t_0 + \frac{1}{c}(\Delta s + \tan \theta_c \cdot \Delta p). \quad (5.3)$$

Für simulierte Neutrinoereignisse ist die Spur des resultierenden Myons bekannt. Daher können direkte Hits durch Berechnung von  $t^{\text{th}}$  aus der Hitliste über ihr Zeitresiduum ausgewählt werden. Für diese Betrachtung werden Hits mit  $\Delta t$  im Bereich  $[-5 \text{ ns}, 10 \text{ ns}]$  als direkte Hits ausgewählt. Beide Hitselektionen enthalten einen großen Anteil der direkten Hits ( $Q_c(\text{Hough, Direkt}) = 80,5\%$  und  $Q_c(\text{HM, Direkt}) = 79,7\%$ ), wobei ca. 20% der Hits der Hough- bzw. HM-Hitselektion keine direkten Hits sind.

In dieser Analyse zeigte sich sowohl für Hough- als auch HM-Hits ein Effizienzgewinn gegenüber der L1-Hitselektion. Da beide zusätzlich einen Großteil der direkten Hits enthalten, könnten sie unter Umständen zu einer Verbesserung der Spurrekonstruktion niederenergetischer Neutrinoereignisse führen. Da beide Hitselektionen im Bezug auf die Mittelwerte der Verteilungen (siehe Tabelle 4.2 und 5.4) ähnliche Werte liefern und die Hits zu einem großen Teil übereinstimmen ( $Q_c(\text{Hough}, \text{HM}) = 92,2\%$ ), wird nun die Schnittmenge der Hough- und HM-Hits und die nur von einer der beiden Hitselektionen ausgewählten Hits auf Effizienz und Reinheit untersucht.

Die Schnittmenge beider Hitselektionen ergibt eine Hiteffizienz von 74,9% und eine Hitreinheit von 96,7%, und ist damit mit der Reinheit der L1-Hits (96,0%) vergleichbar. Die Hiteffizienz ist dabei um ca. 10% höher als bei L1-Hits (63,3%) bei 60 kHz Untergrund. Daher lässt sich vermuten, dass diese erhöhte Hiteffizienz gegenüber L1-Hits mit hoher Hitreinheit eine Verbesserung der Richtungsrekonstruktion bewirken kann. Dies wird in Kapitel 6.4 getestet. In Tabelle 5.5 ist eine Übersicht der Werte dieser Schnittmenge für verschiedene Untergrundraten zusammengestellt.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	74,9%	74,9%	75,0%
Hitreinheit	96,3%	95,4%	93,8%
selektierte Hits	13,2	13,4	13,6
$S$	12,6%	10,1%	8,4%
Anzahl Lines	2,1	2,1	2,2

Tabelle 5.5: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen der Hits der Schnittmenge von Hough- und HM-Hits für unterschiedliche Untergrundraten.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	7,1%	6,3%	5,8%
Hitreinheit	47,7%	36,4%	28,9%
selektierte Hits	3,1	3,5	4,0

Tabelle 5.6: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen für Hits, die nur Hough- und keine HM-Hits sind, für unterschiedliche Untergrundraten.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	7,4%	6,3%	5,7%
Hitreinheit	50,2%	36,3%	26,9%
selektierte Hits	2,9	3,2	3,6

Tabelle 5.7: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen für Hits, die nur HM- und keine Hough-Hits sind, für unterschiedliche Untergrundraten.

Die zusätzlichen Hough-Hits bestehen in etwa zur Hälfte aus Signalhits, wobei dies insgesamt nur 7,1% der Gesamtanzahl der Signalhits sind. Ähnliche Werte ergeben sich für die HM-Hitselektion (siehe Tabelle 5.7). In anderen Worten, die verbleibenden Hits enthalten bei beiden Hitselektionen zur Hälfte Signal- und zur Hälfte Untergrundhits. Da im Mittel jeweils nur ca. 3 Hits in dieser verbleibenden Hitmenge vorhanden sind, bedeutet dies, dass jeweils ein bis zwei Untergrund- bzw. Signalhits darin enthalten sind. Mit zunehmender Untergrundrate verschlechtert sich diese Anzahl zu einer höheren Anzahl an Untergrundhits. Eine Übersicht der einzelnen Werte findet sich in den Tabellen 5.6 und 5.7 wieder. Wie sich dieses Verhalten auf die Rekonstruktion auswirkt, gilt es zu überprüfen. Des Weiteren wäre es interessant zu sehen, ob trotz dieser ein bis zwei Untergrundhits, die Vereinigung der Hits der Hough- und HM-Hitselektion Werte liefert, die sich auf eine Spurrekonstruktion positiv auswirken kann.

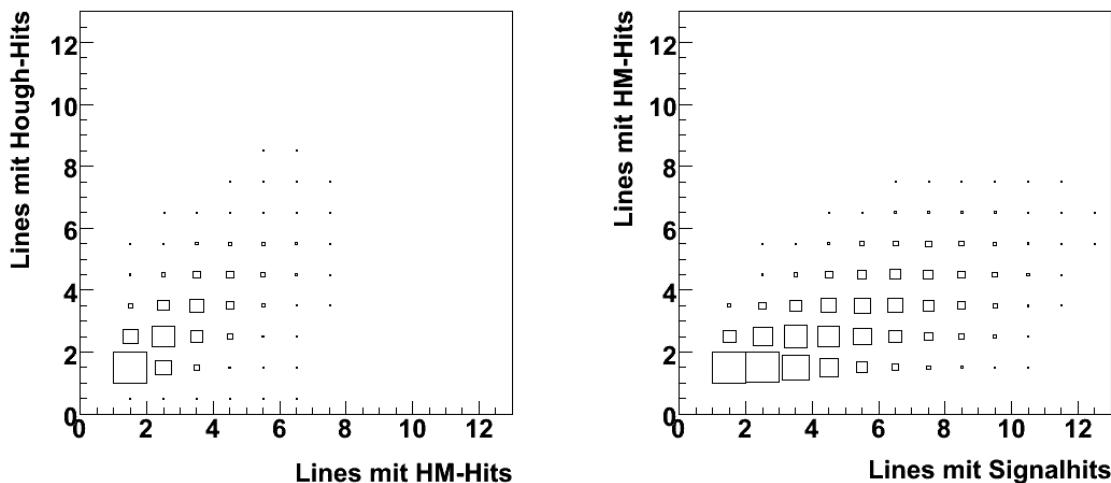


Abbildung 5.8: Vergleich der Anzahl der Lines mit Hough- und HM-Hits links, und HM- und Signalhits rechts.

In Abbildung 5.8 ist links die Verteilung der Anzahl der Lines mit Hough-Hits denen mit HM-Hits gegenübergestellt. Für einen Großteil der Ereignisse stimmt die Anzahl der verwendeten Lines überein, allerdings weicht dies für einen geringen Anteil ab. Da die Hough-Hits an allen Lines mit L1-Hits, Hits selektieren, sollten diese Hits berücksichtigt werden. In der gleichen Abbildung ist rechts die Verteilung der Anzahl der Lines für HM-Hits in Vergleich zu Lines mit Signalhits gezeigt. Nur für einen geringen Anteil werden an mehr Lines Hits selektiert als Signalhits vorhanden sind. In Abbildung 5.6 rechts unten ist zu sehen, dass HM-Hits an geringfügig mehr Lines als L1- oder Hough-Hits gefunden werden. Um daher eine noch höhere Hiteffizienz durch die Hinzunahme von Hits an diesen zusätzlichen Lines zu erreichen, könnten Hough- und HM-Hits vereint werden. Dadurch werden die fehlenden L1-Hits der HM-Hitselektion ausgeglichen und es ergibt sich insgesamt eine Hiteffizienz von ca. 82,5% mit einer Reinheit von 89,4% bei einer Untergrundrate von 60 kHz (siehe Tabelle 5.8). Da sich mit höherer Untergrundrate die Hitreinheit bis auf 77,2% bei

100 kHz verschlechtert, ist zu testen ob sich dieser erhöhte Untergrundanteil negativ auf die Qualität einer Rekonstruktionsstrategie auswirkt. Daher ist diese vereinte Menge von Hough- und HM-Hits vermutlich nur für geringe Untergrundraten von 60 kHz verwendbar. Für 60 kHz wird die Auswirkung dieser Vereinigung auf eine Spurrekonstruktion getestet (siehe Kapitel 6.3).

Abbildung 5.9 zeigt die Hiteffizienz und Reinheit der Schnittmenge und der Vereinigungsmenge von Hough- und HM-Hits im Vergleich mit der L1-Hitselektion für 60 kHz Untergrund.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	82,5%	82,6%	82,8%
Hitreinheit	89,4%	83,7%	77,2%
selektierte Hits	16,1	17,2	18,6
$S$	15,3%	12,9%	11,6%
verwendete Lines	2,6	2,9	3,4

Tabelle 5.8: Mittelwerte der Verteilungen der Qualitätsparameter der Hits der Vereinigungsmenge von Hough- und HM-Hits für unterschiedliche Untergrundraten.

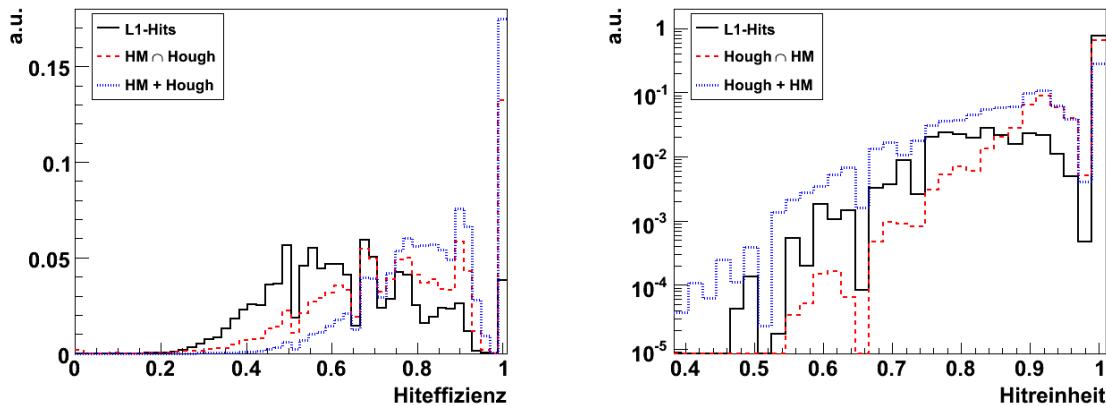


Abbildung 5.9: Hiteffizienz links und Hitreinheit rechts für L1-Hits(durchgezogene Linie), Schnittmenge (gestrichelte Linie) und Vereinigungsmenge (gepunktete Linie) von Hough- und HM-Hits für 60 kHz Untergrund.

# Kapitel 6

## Verwendung der Hough-Hits für die Spurrekonstruktion

### 6.1 Der Spurrekonstruktionsalgorithmus Posidonia

Ein Algorithmus, der speziell für die Spurrekonstruktion niederenergetischer Neutrinos entwickelt wurde, ist Posidonia. Der Algorithmus basiert auf zwei Fitprozeduren, die sich im Wesentlichen durch ihre Hitselektion unterscheiden. Es wird dabei der eindimensionale (1D) und der dreidimensionale (3D) Fit unterschieden. Die Unterteilung erfolgt dabei über die Anzahl der Lines mit koinzidenten Hits. Bei nur einer Line wird der 1D-Fit, bei mehreren der 3D-Fit angewandt. Minimiert wird dabei eine Wahrscheinlichkeitsfunktion, der eine mithilfe von MC-Studien gewonnenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für die Zeit- und Ortsinformation der Hits, zugrunde liegt. Eine detailliertere Beschreibung des Rekonstruktionsalgorithmus befindet sich in [27] und [28]. Die Hitselektion, die diesem Algorithmus zu Grunde liegt, ist die Vereinigung von HM- und L1-Hits. Posidonia ist dabei ein Rekonstruktionsalgorithmus, bei dem die Hitselektion modular gestaltet ist. Daher lässt sich die Hitselektion von außen leicht durch eine andere ersetzen.

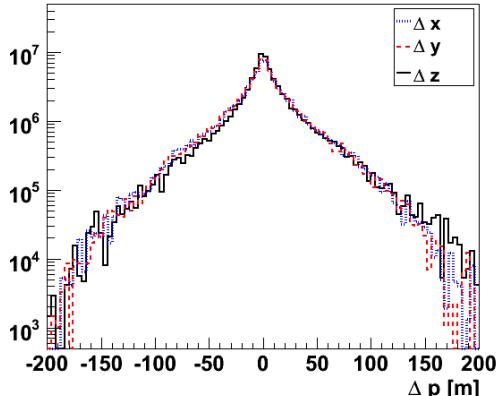
Um die Auswirkung der Änderung der Hitselektion auf Posidonia zu testen, werden folgende Größen betrachtet:

- Abweichung der Position  $\Delta p = \vec{p}_{\text{Rek}} - \vec{p}_{\text{MC}}$  in  $x$ ,  $y$  und  $z$  ;
- Zenitwinkelfehler  $\Delta\theta = \theta_{\text{Rek}} - \theta_{\text{MC}}$ ;
- Azimutwinkelfehler  $\Delta\phi = \phi_{\text{Rek}} - \phi_{\text{MC}}$ ;
- Effizienz  $E_{\text{Rek}}$  der Rekonstruktion.

Unter Position  $\vec{p}$  versteht man den Punkt auf der Myonspur, der den minimalen Abstand zum Ursprung des Koordinatensystems, welcher in der Mitte des Detektors liegt, hat. Zur Betrachtung der Effizienz werden gut und schlecht rekonstruierte Ereignisse unterschieden. Gutrekonstruierte Ereignisse werden als Ereignisse, die mit einem Zenitwinkelfehler  $\Delta\theta < 5^\circ$  rekonstruiert wurden, definiert. Damit gibt  $E_{\text{Ref}}$

das Verhältnis der Ereignisse mit  $\Delta\theta < 5^\circ$  zur Anzahl aller getriggerten Ereignisse an. Für die Analyse werden, wie schon in den Kapiteln zuvor, Ereignisse aus MC-Neutrino-Simulationen im Energiebereich [10 GeV, 500 GeV] bei einer Untergrundrate von 60 kHz verwendet, die den 3N oder 2T3 Trigger passieren.

Vereinigung von HM- und L1-Hits:



Vereinigung von Hough- und L1-Hits:

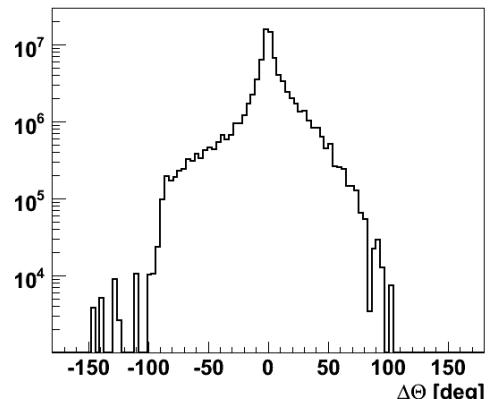
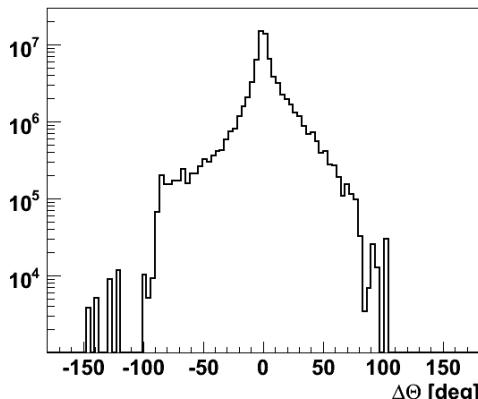
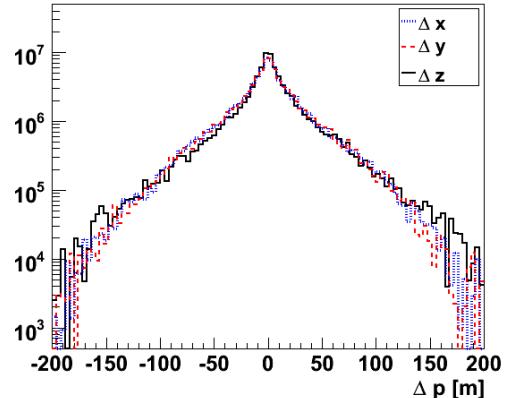


Abbildung 6.1: Für 1D Fit: Oben:  $\Delta p$  für  $x$  (gepunktet),  $y$  (gestrichelt), und  $z$  (durchgezogene Linie); unten: Verteilung von  $\Delta\theta$ . Jeweils links für Vereinigung von HM- und L1-Hits und rechts für Vereinigung von Hough- und L1-Hits.

Mit der Posidonia-Hitselektion ergeben sich damit insgesamt 49,7% gut rekonstruierte Ereignisse, wobei 73,5% der Ereignisse als 1D und 26,5% als 3D klassifiziert werden. In den Abbildungen 6.1 und 6.2 sind jeweils links die Verteilungen des Positions-, Zenit- bzw. Azimutwinkelfehlers für Posidonia gezeigt. Beim 3D-Fit haben 50% der Ereignisse einen Positionsfehler in  $x$  im Bereich von  $[-3,2 \text{ m}, 3,1 \text{ m}]$ <sup>1</sup> ( $\Delta y = [-3,2 \text{ m}, 3,2 \text{ m}]$  und  $\Delta z = [-3,1 \text{ m}, 3,1 \text{ m}]$ ).  $\Delta\theta$  liegt dabei im Bereich von  $[-2,1^\circ, 3,4^\circ]$  und  $\Delta\phi$   $[-3,0^\circ, 2,9^\circ]$ . Für den 1D-Fit sind die Fehler in der Position größer, hier befinden sich 50% der Ereignisse im Bereich von ca.  $\pm 15 \text{ m}$ , bei  $\Delta\theta$  lie-

<sup>1</sup>Über  $\Delta p$ ,  $\Delta\theta$  bzw.  $\Delta\phi = [P(25\%), P(75\%)]$  wird der Bereich angegeben in dem sich jeweils 50% der rekonstruierten Ereignisse befinden. Dieses Intervall wird so berechnet, dass jeweils 25% der Ereignisse unter bzw. über diesem Bereich liegen.

gen 50% der Ereignisse im Bereich  $[-4,4^\circ, 8,4^\circ]$ . Die einzelnen Werte der jeweiligen Positions- und Winkelfehler sind Tabelle 6.1 zu entnehmen. Aufgrund der Tatsache, dass der 1D-Fit nur Information entlang einer Line hat, ist die Rekonstruktionseffizienz geringer als mit 3D-Fit. Dies ist auch in den Abbildungen 6.3 und 6.4, die die Effizienz der Rekonstruktion in Abhängigkeit von der Myonenergie  $E_\mu$  zeigt, zu erkennen.

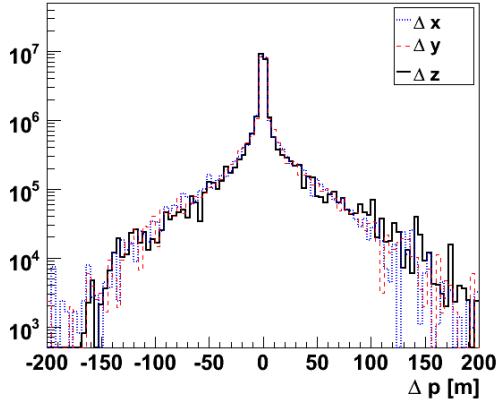
Größe	1D-Fit	3D-Fit
klassifizierte Ereignisse	73,5%	26,5%
$\Delta x$	$[-14,8 \text{ m}, 15,1 \text{ m}]$	$[-3,2 \text{ m}, 3,1 \text{ m}]$
$\Delta y$	$[-14,6 \text{ m}, 14,9 \text{ m}]$	$[-3,2 \text{ m}, 3,2 \text{ m}]$
$\Delta z$	$[-10,5 \text{ m}, 14,6 \text{ m}]$	$[-3,1 \text{ m}, 3,1 \text{ m}]$
$\Delta\theta$	$[-4,4^\circ, 8,4^\circ]$	$[-2,1^\circ, 3,4^\circ]$
$\Delta\phi$	—	$[-3,0^\circ, 2,9^\circ]$

Tabelle 6.1: Übersicht der einzelnen Werte bzw. Fehlerintervalle für die Posidonia-Hitselektion.

## 6.2 Posidonia mit Hough-Hits

Anstelle der ursprünglichen Posidonia-Hitselektion (siehe Kapitel 6.1), werden die HM-Hits nun durch die Hough-Hits ersetzt. Damit werden die Hough-Hits mit L1-Hits kombiniert. Bei dieser Vereinigung der beiden Hitselektionen werden 79,1% der Ereignisse als 1D und 20,9% als 3D klassifiziert. Da die Hough- und L1-Hits in der Anzahl der Lines übereinstimmen, die HM-Hitselektion aber teilweise an zusätzlichen Lines Hits selektiert, fehlen hier bei einigen Ereignissen Hits von zusätzlichen Lines. Das führt dazu, dass weniger Ereignisse als 3D Ereignisse klassifiziert werden. Das Verhältnis der rekonstruierten Ereignisse mit einem Winkelfehler von  $\Delta\theta < 5^\circ$  gegenüber den gültig rekonstruierten Ereignissen beträgt für die 3D Ereignisse 73,5% und für 1D 44,1%. Insgesamt werden damit 47,3% der Ereignisse gut rekonstruiert, was verglichen mit der Posidonia-Hitselektion um 2% geringer ist. Die Verteilungen sind in den Abbildungen 6.2 und 6.1 jeweils rechts zu sehen. Die Fehler der Position sowie die Winkelfehler sind für den 3D-Fit in der selben Größenordnung wie für die ursprüngliche Posidonia-Hitselektion (siehe Tabelle 6.2). Für den 1D-Fit verschlechtern sich allerdings  $\Delta p$  und  $\Delta\theta$ , da die Anzahl der Hits dieser Kombination meist geringer als die Anzahl der Hits der Posidonia-Hitselektion ist. Aufgrund der Tatsache, dass Hough-Hits 98,7% der L1-Hits enthalten, bringt die Hinzunahme der L1- zu den Hough-Hits keine zusätzliche Information. Bei HM-Hits, welche nur 92,5% der L1-Hits enthalten, bringt diese Vereinigung die nötige Information, die die hohe Effizienz hervorruft. Eine kleine Verschlechterung der Rekonstruktionseffizienz war für die Vereinigung von Hough- und L1-Hits bei Posidonia zu erwarten, da der erhöhte Anteil der mit 1D-Fit rekonstruierten Ereignissen diese Effizienz schlechtert.

Vereinigung von HM- und L1-Hits:



Vereinigung von Hough- und L1-Hits:

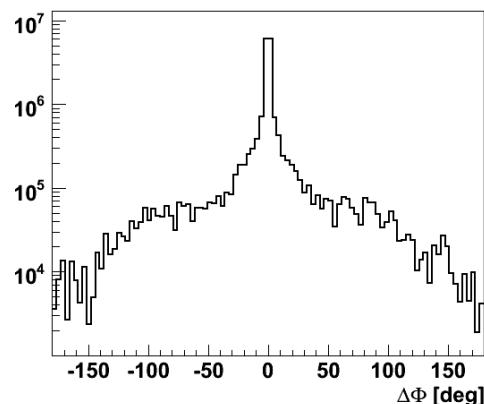
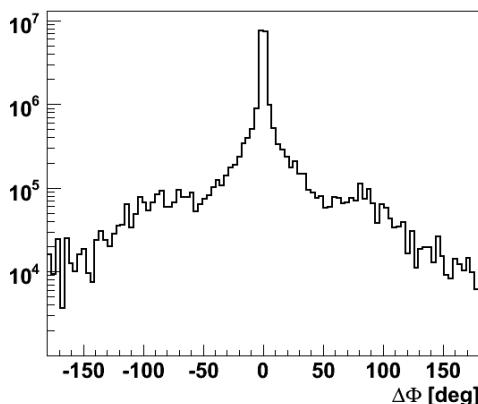
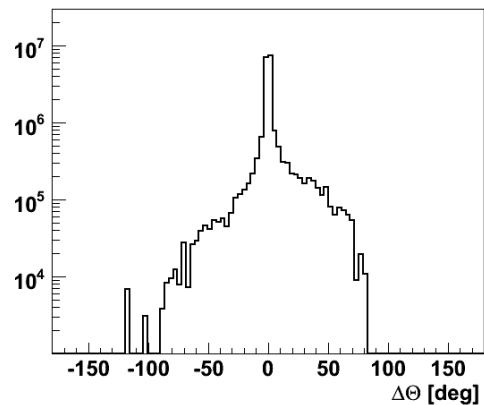
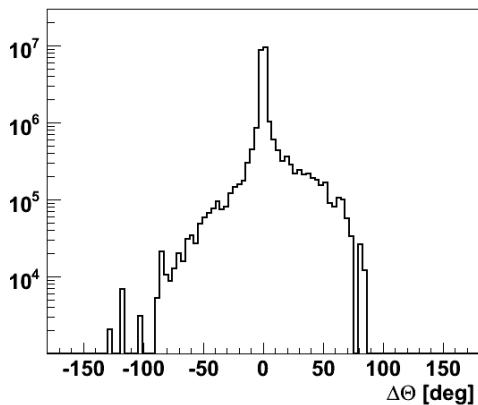
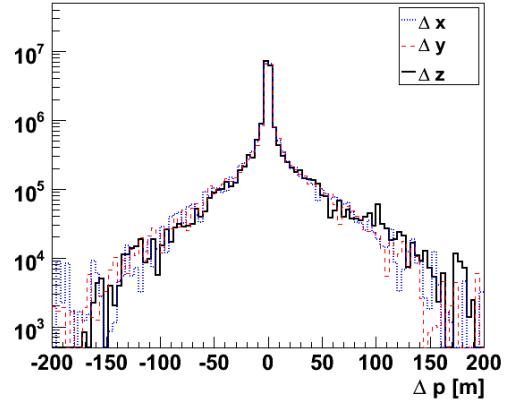
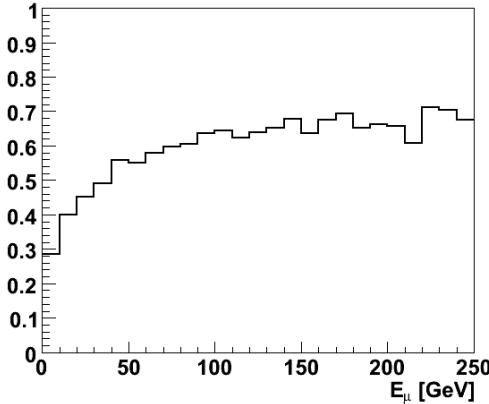


Abbildung 6.2: Für 3D Fit: Oben:  $\Delta p$  für  $x$  (gepunktet),  $y$  (gestrichelt), und  $z$  (durchgezogene Linie); Mitte: Verteilung von  $\Delta\theta$ ; Unten: Verteilung von  $\Delta\phi$ . Jeweils links die Vereinigung von HM- und L1-Hits und rechts für Vereinigung von Hough- und L1-Hits.

Vereinigung von HM- und L1-Hits:



Vereinigung von Hough- und L1-Hits:

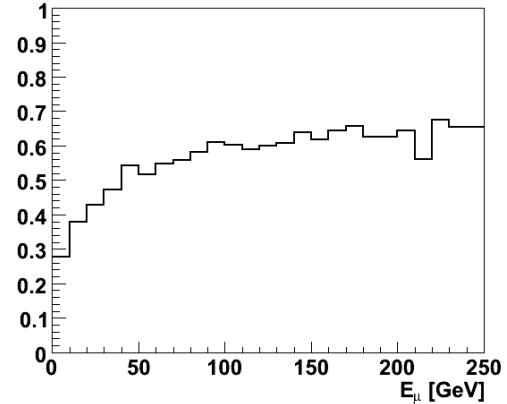
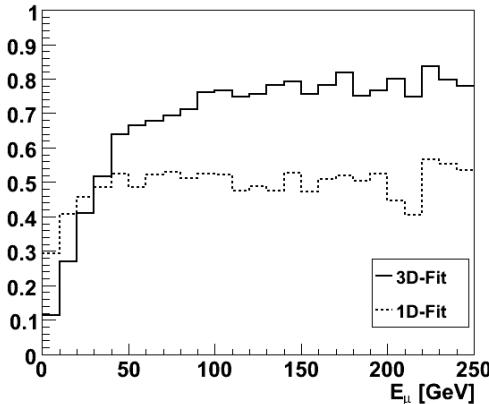


Abbildung 6.3: Effizienz der gut rekonstruierten Ereignisse mit  $\Delta\theta < 5^\circ$  für jeden Energiebin, jeweils links für Vereinigung von HM- und L1-Hits und rechts für Vereinigung von Hough- und L1-Hits.

Vereinigung von HM- und L1-Hits:



Vereinigung von Hough- und L1-Hits:

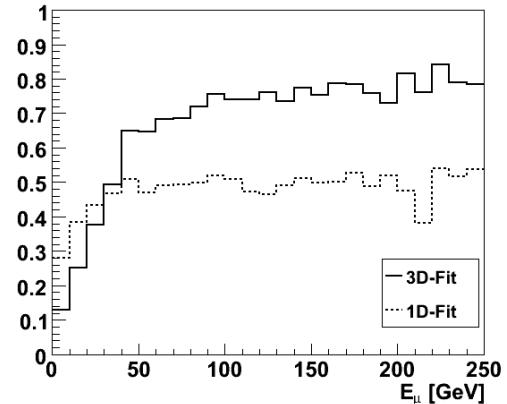


Abbildung 6.4: Effizienz der gut rekonstruierten Ereignisse für 1D und 3D-Fit, links für Vereinigung von HM und L1-Hits und rechts für Vereinigung von Hough und L1-Hits.

In Abbildung 6.3 ist die Effizienz der rekonstruierten Ereignisse mit  $\Delta\theta < 5^\circ$  in Abhängigkeit von der Myonenergie  $E_\mu$  gezeigt. Links ist die Rekonstruktionseffizienz des unveränderten Posidonias und rechts die Effizienz von Posidonia mit der Vereinigung aus Hough- und L1-Hits zu sehen. Der Verlauf der beiden Effizienzen für gut rekonstruierte Ereignisse ist gleich, allerdings liegt die Kurve für die Kombination aus Hough und L1-Hits geringfügig unterhalb der unveränderten Kombination. In Abbildung 6.4 ist jeweils die Effizienz des 3D- und 1D-Fits aufgetragen. Dabei ist die Effizienz der Vereinigung von Hough- und L1-Hits für den 3D-Fit etwas niedriger, für den 1D-Fit etwas höher als die Posidonia-Hitselektion.

Größe	1D-Fit	3D-Fit
klassifizierte Ereignisse	79,1%	20,9%
$\Delta x$	[−15,1m, 15,3 m]	[−3,2 m, 3,1 m]
$\Delta y$	[−14,9 m, 15,6 m]	[−3,1 m, 3,2 m]
$\Delta z$	[−11,2 m, 14,2 m]	[−3,1 m, 3,1 m]
$\Delta \theta$	[−5,1°, 8,4°]	[−2,2°, 3,0°]
$\Delta \phi$	—	[−2,9°, 2,9°]

Tabelle 6.2: Übersicht der einzelnen Werte bzw. Fehlerintervalle von Posidonia für die Vereinigung von Hough- und L1-Hits.

### 6.3 Posidonia mit Vereinigung von Hough- und HM-Hits

Wie bereits in Kapitel 5.2 gesehen, bringt die Vereinigung von Hough- und HM-Hits einen großen Hiteffizienzgewinn von über 19% gegenüber den L1-Hits. Eine Kombination dieser beiden Hitselektionen könnte sich somit positiv auf Posidonia auswirken. Die Analyse ergibt, dass 73,6% der Ereignisse als 1D und 26,4% als 3D klassifiziert werden, was in etwa den Werten der ursprünglichen Posidonia-Hitselektion entspricht. Insgesamt werden 48,8% der Ereignisse gut rekonstruiert, was um nur 1% unterhalb der Effizienz von Posidonia liegt. Die Verteilungen, die sich damit für die oben genannten Größen ergeben, sind in den Abbildungen C.11 und C.12 im Anhang zu sehen. Die Intervalle in denen 50% der Ereignisse liegen, sind für die Fehler des 3D-Fits in etwa gleich (siehe Tabelle 6.3). Für den 1D-Fit gibt es allerdings eine Verschlechterung in  $\Delta\theta$  zu  $[−5,0°, 8,6°]$  und in der Position zu über  $\pm 15$  m in  $x$  und  $y$ .

Größe	1D-Fit	3D-Fit
klassifizierte Ereignisse	73,6%	26,4%
$\Delta x$	[−15,3m, 15,4 m]	[−3,2 m, 3,2 m]
$\Delta y$	[−15,0 m, 15,8 m]	[−3,2 m, 3,2 m]
$\Delta z$	[−11,2 m, 14,6 m]	[−3,1 m, 3,2 m]
$\Delta \theta$	[−5,0°, 8,6°]	[−2,2°, 3,0°]
$\Delta \phi$	—	[−3,0°, 2,9°]

Tabelle 6.3: Übersicht der einzelnen Werte bzw. Fehlerintervalle von Posidonia für die Vereinigung von Hough- und HM-Hits.

Die Posidonia-Hitselektion hat eine sehr hohe Hiteffizienz von 80,7% bei einer Hitrate von 91,4%. Damit ist die Hitrate um 2% größer als bei der Vereinigung von HM- und Hough-Hits. Da die Posidonia-Hitselektion die Lines mit Signalhits und die L1-Hits, die mit der HM-Hitselektion nicht berücksichtigt werden, bereits durch die Vereinigung von HM- mit L1-Hits ausgleicht, bringt die veränderte Hitselektion aus HM- und Hough-Hits keinen Vorteil. Hier werden im Mittel 2,6 Lines verwendet und 15,3 Hits ausgewählt. Die gleichen Mittelwerte liefert auch die Vereinigung von HM- und Hough-Hits, allerdings sind hier im Mittel zusätzlich ein bis zwei Unter-

grundhits enthalten. Dieser erhöhte Untergrundanteil kompensiert offensichtlich die hohe Hiteffizienz.

## 6.4 Posidonia mit der Schnittmenge aus Hough- und HM-Hits

Abschließend wird getestet, ob sich die erhöhte Hitreinheit von 96,7% der Schnittmenge der Hough- und HM-Hits positiv auf die Richtungrekonstruktion auswirkt. Da diese Schnittmenge nur eine Hiteffizienz von 74,9% hat und damit im Mittel nur an 2 Lines Hits selektiert, reduziert sich die Anzahl der Lines mit koinzidenten Hits, welche zur Klassifizierung der Ereignisse benötigt wird. Daher wird nur ein Anteil von 11,3% der Ereignisse als 3D klassifiziert. Bei diesem Teil der Ereignisse verkleinert sich der Fehler der Rekonstruktion sowohl der Position als auch des Zenit- und Azimutwinkels. Damit erhöht sich im Mittel die Genauigkeit des 3D-Fits. Die Werte des 1D-Fits bleiben dabei zur ursprünglichen Posidonia-Hitselektion unverändert. Da insgesamt nur ein geringer Anteil als 3D Ereignis und somit mit kleinerem Winkelfehler rekonstruiert wird, liegt insgesamt die Effizienz der Ereignisse mit einem Winkelfehler  $\Delta\theta < 5^\circ$  mit 46,7% um 4% unterhalb von Posidonia. Damit kann trotz der erhöhten Genauigkeit des 3D-Fits durch die geringe Effizienz kein signifikanter Vorteil dieser Hitkombination gefunden werden.

Größe	1D-Fit	3D-Fit
klassifizierte Ereignisse	88,7%	11,3%
$\Delta x$	[−14,6 m, 14,7 m]	[−2,7 m, 2,7 m]
$\Delta y$	[−14,7 m, 14,6 m]	[−2,7 m, 2,7 m]
$\Delta z$	[−10,5 m, 13,7 m]	[−2,8 m, 2,4 m]
$\Delta\theta$	[−4,8°, 8,2°]	[−1,9°, 2,6°]
$\Delta\phi$	—	[−2,5°, 2,5°]

Tabelle 6.4: Übersicht der einzelnen Werte bzw. Fehlerintervalle von Posidonia für die Schnittmenge von Hough- und HM-Hits.

# Kapitel 7

## Anwendung der Hitselektion auf Messdaten

Für den Vergleich von Simulation und Messdaten wurde ein Daten-Run von März 2008 verwendet. Zu diesem Zeitpunkt war der Detektor noch nicht vollständig installiert und es waren 10 Lines aktiv. Die aktiven Trigger waren 3N und 2T3 bei einer mittleren Untergrundrate von 65 kHz. Wie bereits in Kapitel 2.2 erläutert, fließt während der Datennahme ein kontinuierlicher Datenstrom an Hits an die Rechner der Küstenstation. Die dort aktiven Trigger verarbeiten die Daten und formen dabei die einzelnen Ereignisse, falls die jeweilige Triggerbedingung erfüllt ist. Da für jedes Ereignis alle Hits des Ereignisses ohne Unterscheidung in L0-, L1- bzw. L2-Hits enthalten sind, müssen für die Analyse der Messdaten nochmals die jeweiligen Trigger auf die Ereignisse angewandt werden. Dazu wird die nachträglich ermittelte Kalibrierung und Geometrie des Detektors für den Zeitpunkt der Datennahme verwendet (siehe Kapitel 2.2). Die Ermittlung dieser Parameter ist zeitaufwändig und daher zur Zeit der Datennahme noch nicht verfügbar.

Da der detektierbare atmosphärische Myonfluss den Fluss der Neutrinoinduzierten Myonen um 6 Größenordnungen übersteigt (siehe Abbildung 2.8 in Kapitel 2.3), werden für den MC-Daten-Vergleich nur atmosphärische Myonen, die mit dem MUPAGE-Paket [29] simuliert wurden, verwendet. Der Anteil an Neutrinos ist so gering, dass er für diese Betrachtung vernachlässigt werden kann, da ein Vergleich auf Basis der Hits stattfindet. Da im Mittel 10% der optischen Module aufgrund zu hoher Raten oder aufgrund von Defekten lokal ausfallen, wurden für die Simulation 10% der optischen Module, im Detektor zufällig ausgeschaltet. Zusätzlich wurden Line 11 und 12, die zur Zeit der Datennahme nicht installiert waren, deaktiviert. Der Schwellenwert der L1-Hits, lag bei dieser Datennahme bei einem Wert von 3,0 pe. Es werden nur Ereignisse, die von 3N bzw. 2T3 Trigger ausgewählt wurden, berücksichtigt. Im Folgenden werden die Messdaten mit Daten und die MUPAGE-Simulationen mit Simulation bzw. MC bezeichnet.

## 7.1 Vergleich für L0- und L1-Hits

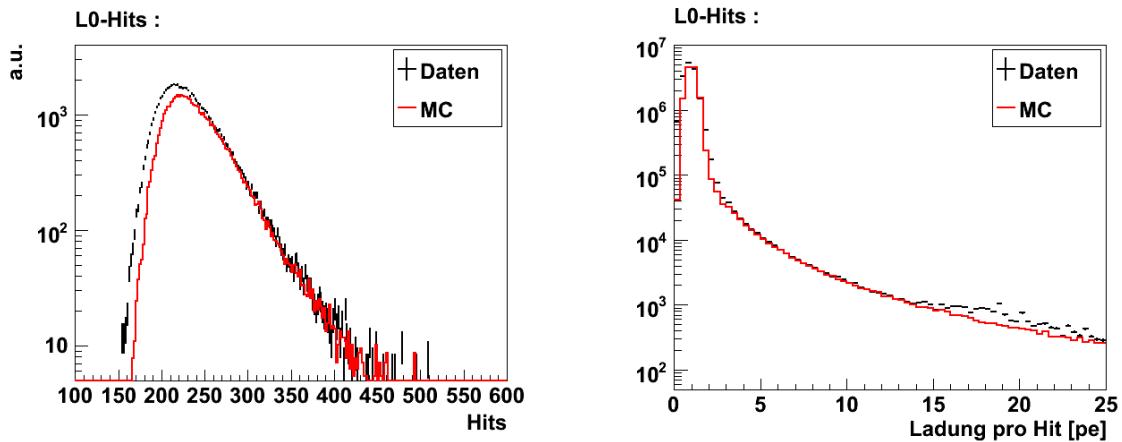


Abbildung 7.1: Links: Verteilung der Anzahl der L0-Hits. Rechts: Verteilung der Ladung der L0-Hits. Jeweils für Daten und MC.

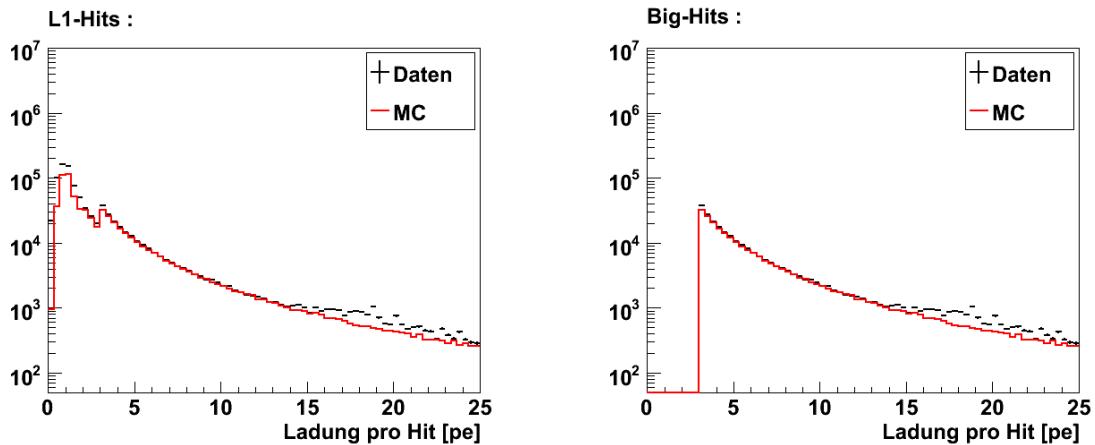


Abbildung 7.2: Verteilung der Ladung der einzelnen Hits, links für L1, rechts für Big-Hits. Jeweils für Daten und MC.

In Abbildung 7.1 ist links die Verteilung der Anzahl der L0-Hits gezeigt. An dieser Verteilung sieht man einen Überschuss an Ereignissen bei den Daten. Ab einem Wert von ca. 270 Hits, stimmt der Verlauf für Daten und MC sehr gut überein. Unterhalb von 270 detektierten Hits weichen die Daten deutlich von der Simulation ab. Die Ladung der einzelnen Hits ist in Abbildung 7.1 rechts gezeigt. Um den Peak zwischen 0 bis 3 pe weichen die Daten deutlich ab. Zwischen 3 und 14 pe stimmt der Verlauf der beiden Kurven gut überein, wobei ab 14 pe ein Überschuss bei Daten zu sehen ist. Einzelne OMs können kurzzeitig lokal eine sehr hohe Untergrundrate haben (siehe Abbildung 2.9 in Kapitel 2.4). Der Überschuss sollte daher bei Herausnahme der OMs mit hohen Messraten verschwinden und die Kurve für Daten sollte sich dem

Verlauf der MC-Kurve besser anpassen. L1-Hits zeigen bei der Ladungsverteilung der einzelnen Hits, das selbe Verhalten für Daten und MC. In Abbildung 7.2 sind einmal links die Ladung der einzelnen L1-Hits und rechts, die Ladung der Big-Hits gezeigt. Links sieht man den deutlichen Überschuss der L1-Hits bei dem Peak um 1 pe. Der zweite Peak ab 3 pe stellt die Big-Hits, deren Bedingung eine Ladung von mindestens 3 pe sind, dar. Dies lässt sich beim Vergleich der beiden Abbildungen rechts und links überprüfen. Anhand dieser beiden Plots sieht man, dass bei Daten sowohl ein Überschuss von Hits hoher Amplitude als auch koinzidente Hits, die den ersten Peak in der linken Abbildung darstellen, haben. Diese Erkenntnisse zeigen sich auch in den Verteilungen der Anzahl der Hits wieder.

In Abbildung 7.3 ist links oben die Anzahl der L1-Hits dargestellt. Auch hier sieht man den insgesamten Überschuss an Daten gegenüber der Simulation. Gleichzeitig werden für Daten mehr L1-Hits selektiert, die sich auf mehr Lines befinden (siehe Abbildung 7.3 rechts oben). Dieses Verhalten findet man sowohl in den Big- als auch in koinzidenten Hits, die in Abbildung 7.3 in der Mitte bzw. unten dargestellt sind. Für Big-Hits zeigt sich ab einer Anzahl von ca. 10 Hits ein Überschuss der Simulation gegenüber Daten. Allerdings ist der Peak bei einer Anzahl von ca. 2 Hits bei Daten höher als bei der Simulation. Daran zeigt sich, dass in der Simulation pro Ereignis zu viele Hits mit hohen Amplituden simuliert werden. Die Verteilung der Anzahl der verwendeten Lines zeigt das selbe Verhalten. Für Daten werden im Mittel an weniger Lines Big-Hits gefunden als in der Simulation. Im Gegensatz dazu zeigt die Verteilung der Anzahl der Lines mit koinzidenten Hits (siehe Abbildung 7.3 rechts unten) für Daten und MC bis auf einen insgesamten Überschuss der Daten eine gute Übereinstimmung. In der Verteilung der selektierten Hits (siehe Abbildung 7.3 links unten), sieht man, wie schon bei L1-Hits, insgesamt einen Überschuss der Daten und es werden hier mehr koinzidente Hits selektiert. Diese höhere Hitanzahl in den Daten kommt daher, dass im MC nur einzelne Untergrundhits simuliert werden, die nur zufällig Koinzidenzen in den OMs ergeben. Da aber aufgrund des Untergrundes auch lokal viele Hits entstehen können, z.B. durch einen Bakterienschwarm, können dadurch koinzidente Hits erzeugt werden, welche zu den L1-Hits beitragen. In der Simulationskette werden lokal hohe Untergrundraten nicht berücksichtigt, die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens wird nur bei hohen Untergrundraten größer.

In Abbildung 7.4 ist die Gesamtladung für die einzelnen Hit-Kategorien bzw. Hitselektionen gezeigt. Hier sieht man bei allen Abbildungen einen Überschuss der Simulation für hohe Gesamtladungen. Woher dieser Unterschied kommt, ist nicht geklärt und es bedarf weiterer Untersuchungen.

In Abbildung 7.5 ist die Verteilung der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen dem ersten und letzten L1-Hit eines Ereignisses aufgetragen. Die Verteilung weicht für Daten deutlich von der Simulation ab. Es gibt wesentlich mehr Ereignisse mit einem  $\Delta t > 1000$  ns, und wesentlich weniger bei  $\Delta t < 1000$  ns für Daten. Dies könnte zwei Ursachen haben. Zum Einen wird die Dauer eines Ereignisses verlängert, wenn kurz hintereinander zwei Ereignisse getriggert werden, und damit zu einem Ereignis vereint werden. Zum Anderen entstehen vermehrt L1-Hits aufgrund einer lokal hohen Untergrundrate. Diese Hits verlängern dieses Zeitintervall  $\Delta t$ .

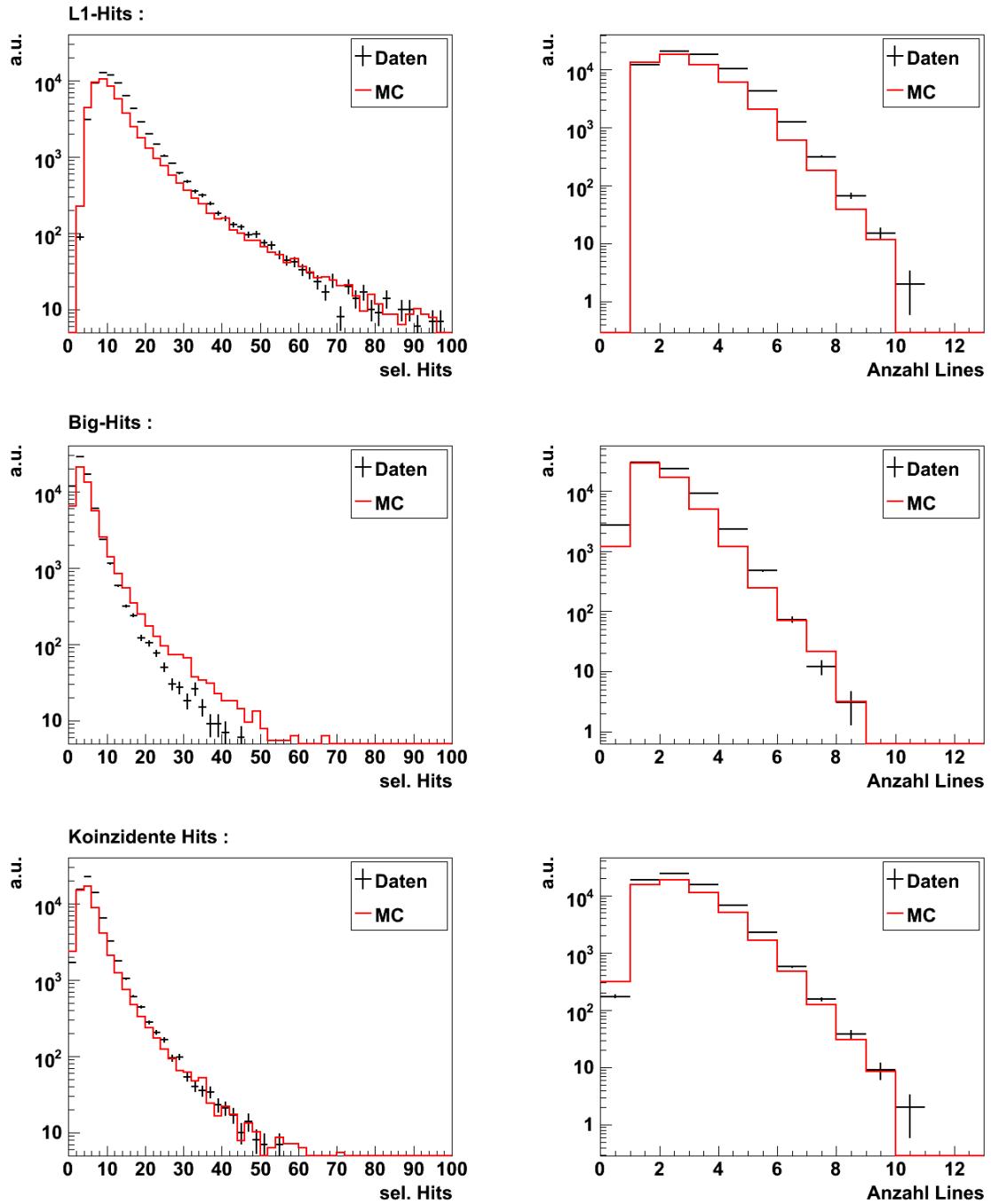


Abbildung 7.3: Links: Verteilung der Anzahl der selektierten Hits. Rechts: Verteilung der Anzahl der Lines. Jeweils für Daten und MC. Oben für L1-Hits, Mitte für Big-Hits, Unten für koinzidente Hits.

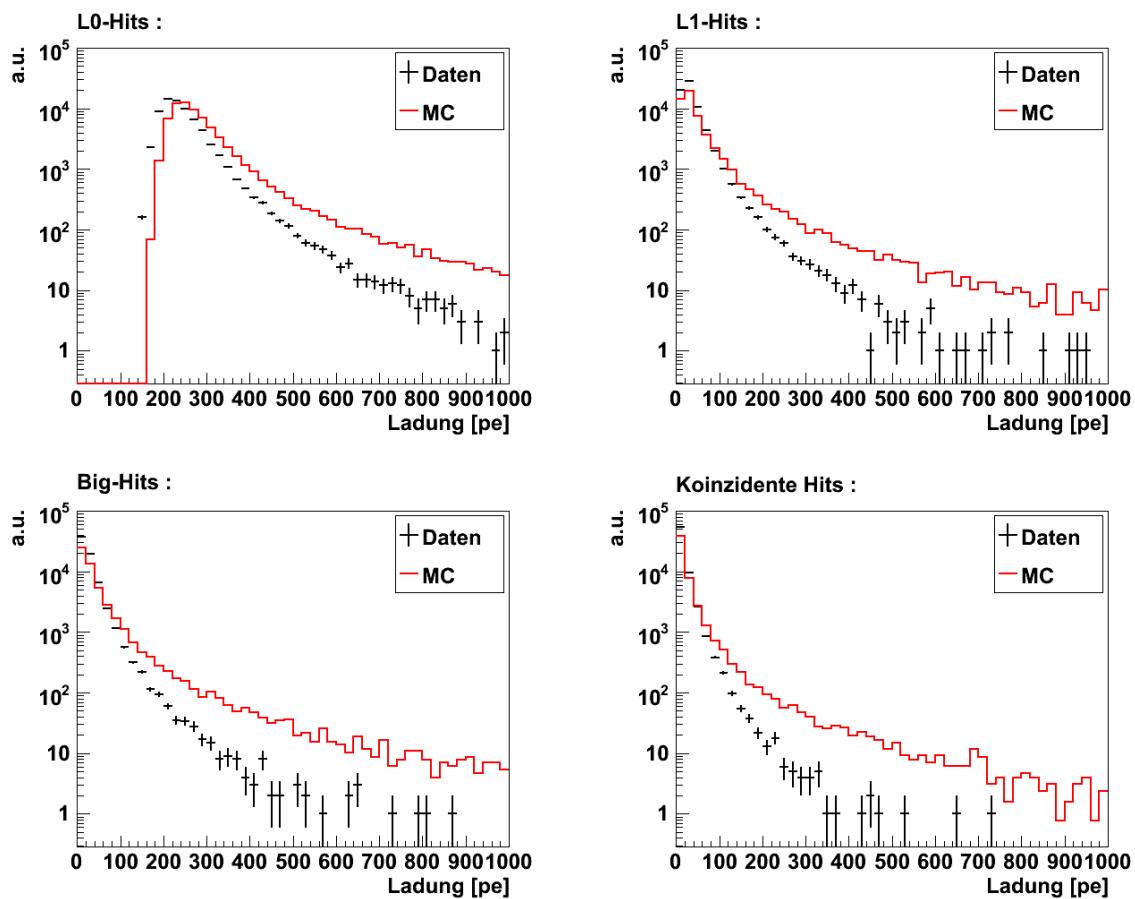


Abbildung 7.4: Verteilung der Gesamtladung für Daten und MC. Links oben L0-Hits, rechts oben L1-Hits, links unten Big-Hits, rechts unten Koinzidente Hits.

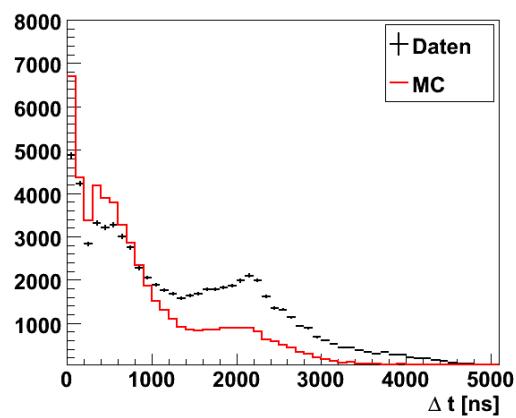


Abbildung 7.5: Verteilung der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen dem ersten und letzten L1-Hit eines Ereignisses für Daten und MC. Jeweils für Daten und MC.

## 7.2 Vergleich für Hough-Hits

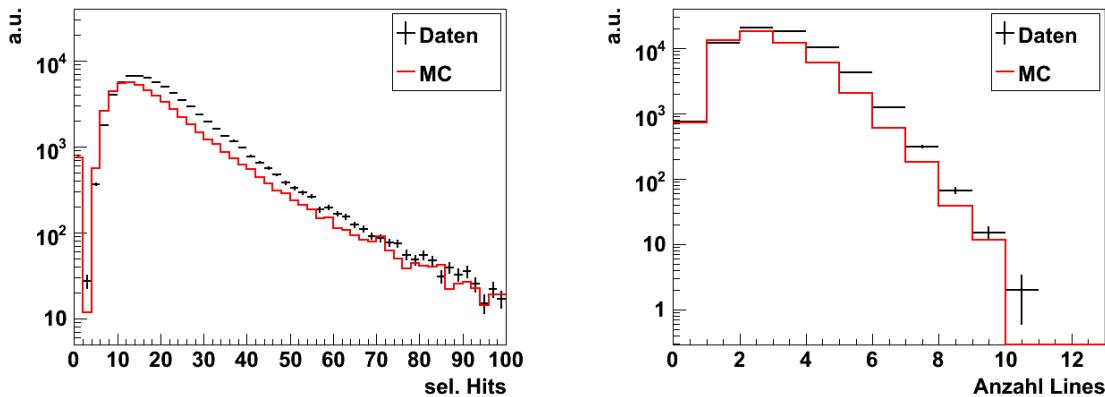


Abbildung 7.6: Verteilung der Anzahl der Hough-Hits links und die Anzahl der Lines mit Hough-Hits rechts, jeweils für Daten und MC.

Da der Hough-Algorithmus ursprünglich auf eine Ereignisdauer von ca. 2200 ns ausgelegt war, wurden die entsprechenden Parameter auf eine Dauer zwischen den L1-Hits für Daten und MC auf 5000 ns und damit einer Ereignisdauer (siehe Kapitel 2.2) von ca. 9000 ns angepasst. In Abbildung 7.6 ist links die Häufigkeitsverteilung der selektierten Hough-Hits zu sehen. Der Verlauf der Verteilungen für Daten und Simulation ist gleich, allerdings werden für Daten etwas mehr Hits selektiert als bei der Simulation. Dieses Verhalten ist hier deutlicher als bei den L1-Hits.

Vergleicht man die Anzahl der verwendeten Lines, so stellt man hier für den Hough-Algorithmus die Verwendung von mehr Lines für Daten als für die Simulation fest. Dieses Verhalten stimmt bis auf den Eintrag für keine Line mit Hough-Hits mit dem der L1-Hits (siehe Abbildung 7.3 oben rechts) überein. Vergleicht man direkt die Anzahl der Lines mit Hough- mit der Anzahl der Lines mit L1-Hits in Abbildung 7.7, einmal für Daten (links) und einmal für MC (rechts), so ist die Übereinstimmung deutlich. An diesen Verteilungen sieht man wie schon in Kapitel 4.1, dass in den Daten bei 1,1% der Ereignisse keine Hits selektiert werden, da keine Geraden gefunden wurde. Diese Zahl stimmt für Daten und MC (1,4%) gut überein. Bei den Simulationen der Neutrinos im Energiebereich von [10 GeV, 500 GeV] betrug dieser Anteil allerdings nur 0,17% (siehe Kapitel 4.1). Der erhöhte Anteil für Daten bzw. der Simulation atmosphärischer Myonen, die von oben in den Detektor gelangen, lässt sich aufgrund der nach unten geneigten optischen Module erklären. Diese haben eine geringere Nachweiseffizienz für Photonen, die aufgrund von Myonspuren, die von oben nach unten den Detektor durchqueren, entstehen. Dadurch werden in diesem Fall weniger Hits detektiert, die letztlich dem Hough-Algorithmus zur Geradenfindung fehlen. Der Ausfall von ca. 10% der optischen Module wirkt sich zusätzlich auf den Algorithmus aus.

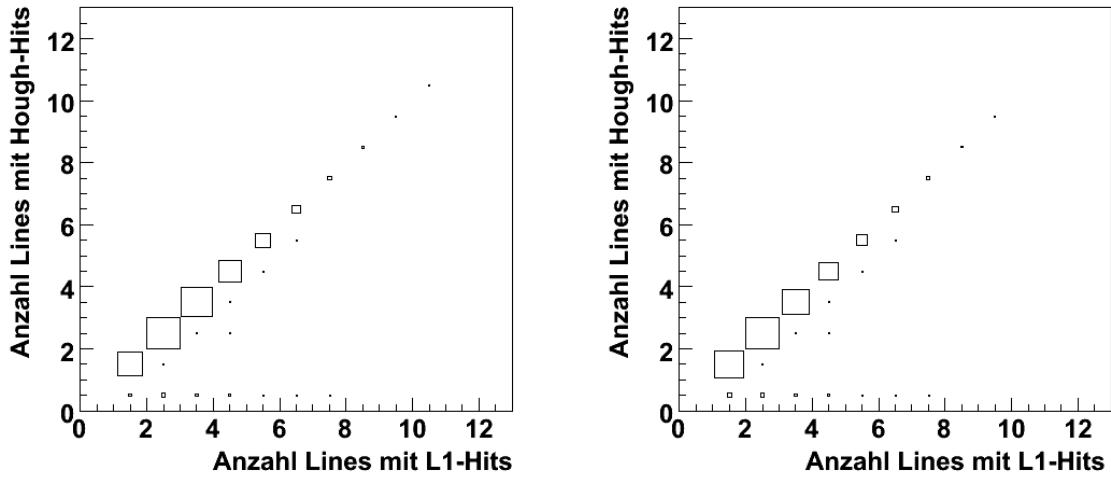


Abbildung 7.7: Verteilung der Lines mit Hough-Hits gegenüber L1-Hits; links für Daten, rechts für MC.

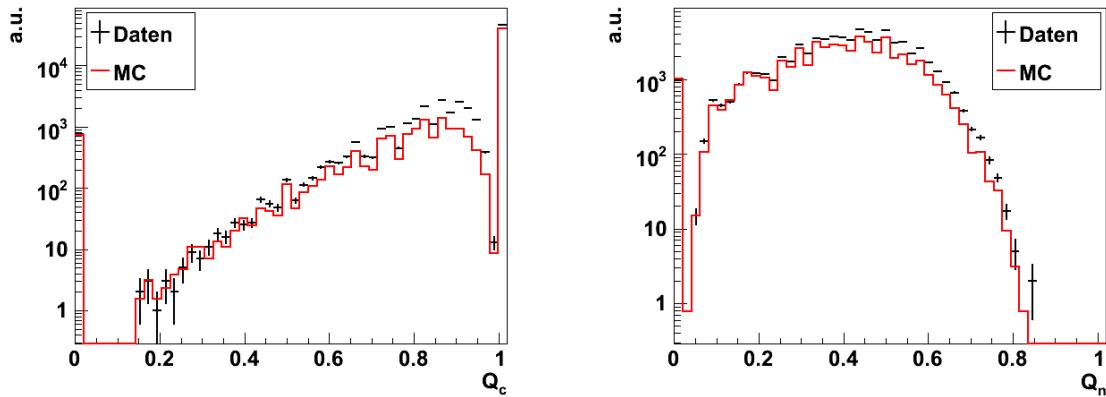


Abbildung 7.8: Verteilung von  $Q_c$ (Hough, L1) links und  $Q_n$ (Hough, L1) rechts, jeweils für Daten und MC.

In Abbildung 7.8 ist einmal links der prozentuale Anteil der L1-Hits, die in den Hough-Hits enthalten sind,  $Q_c$ (Hough, L1) und rechts der prozentuale Anteil der Hough-Hits, die keine L1-Hits,  $Q_n$ (Hough, L1) sind aufgetragen<sup>1</sup>. An beiden Verteilungen stimmt das Verhalten von Daten und MC gut überein, wobei die Kurve für Daten leicht zu höheren Werten im Vergleich zur Simulation verschoben ist. Der Peak bei  $Q_c = 0$  gibt die Anzahl der Ereignisse, bei denen keine Hits selektiert wurden, wieder. Bei  $Q_n = 0$  sind zusätzlich die Ereignisse enthalten, bei denen nur L1-Hits selektiert wurden. Für  $Q_c > 0.8$  besitzen Daten eine deutliche Anhäufung gegenüber der Simulation.

<sup>1</sup>Die beiden Größen sind in den Gleichungen (5.1) und (5.2) in Kapitel 5.2. definiert.

In Abbildung 7.9 ist links das Verhältnis  $S$ , das den Anteil der selektierten Hits zur Gesamthitanzahl des Ereignisses angibt, aufgetragen<sup>2</sup>. Hier sieht man die Verschiebung des Verhältnisses zu einem höheren Wert für  $S$  für Daten. Da allerdings die Verteilung der Anzahl der Lines für Hough- und L1-Hits, sowohl für Simulation als auch Experiment, gut übereinstimmt, müsste die Hauptursache die erhöhte Anzahl an L1-Hits auf mehr Lines für Daten sein. Dieses wirkt sich direkt auf die Geradenauswahl des Algorithmus aus. Die Gesamtladung der selektierten Hits ist der Vollständigkeit halber in Abbildung 7.9 rechts gezeigt und verhält sich genauso wie L1-Hits.

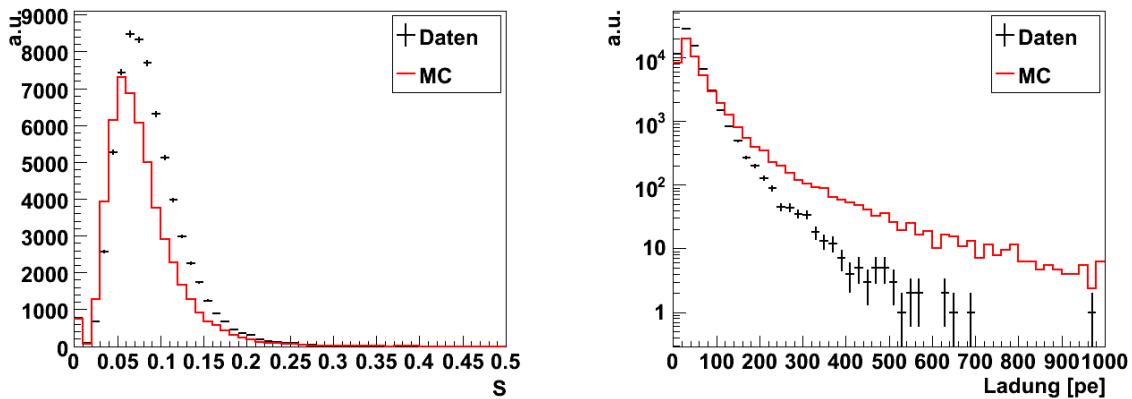


Abbildung 7.9: Verteilung von  $S$  und der Ladung für Hough-Hits, jeweils für Daten und MC.

Abschließend ist zu sagen, dass die Verteilungen für Hits, die mit dem Hough-Algorithmus selektiert wurden, für Daten und Simulation bis auf kleine Abweichungen gut übereinstimmen. Diese Abweichungen sind auch in den Verteilungen der L1-Hits zu sehen, auf denen der Hough-Algorithmus basiert. Daher sind allgemein weitere Untersuchungen nötig, um die Ursachen der Abweichungen der Simulation von den Daten zu verstehen. Insgesamt müssen die Simulationen den Daten besser angepasst werden. Wie bereits erwähnt, sollten OMs mit hohen Messraten in der Analyse der Daten nicht betrachtet werden, da die von ihnen stammenden Hits, entweder wegen lokalem Untergrund oder aus technischen Gründen zu hohe Raten von Hits messen. Da teilweise im Experiment lokal ganze Stockwerke während der Datennahme ausfallen, sollten für die Simulation die OMs nicht zufällig im Detektor verteilt ausgeschaltet werden, sondern sich den technischen Gegebenheiten zum Zeitpunkt der Datennahme anpassen, d.h. die inaktiven Stockwerke und OMs des Daten-Runs auch in den MC auszuschalten. Um zusätzlich auszuschließen, dass die obigen Ergebnisse auf die Datennahme dieses Runs zurückzuführen sind, müssen mehrere Daten-Runs mit der Simulation verglichen werden. Die Auswirkung dieser Änderungen muss noch getestet werden, was aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht mehr möglich ist.

---

<sup>2</sup> $S$  ist in Gleichung (4.1) in Kapitel 4.4 definiert.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Für Neutrinos im Niedrigenergiebereich von 10 bis 500 GeV wurde ein Hitselektionsalgorithmus basierend auf Mustererkennung entwickelt. Als Grundlage diente eine Hough-Transformation. Dazu wird die Hyperbelstruktur der detektierten Signalhits zur Zeit  $t$  in Höhe  $z$  entlang einer Line in  $t$ - $z$ -Darstellung durch Geraden approximiert. Anstelle der  $z$ -Koordinate wird die Nummer des Stockwerks als Vereinfachung gewählt. Durch das geringe Verhältnis von Signalhits zur Gesamtanzahl der Hits eines Ereignisses in diesem Energiebereich von nur ca. 20% (bei 60 kHz optischem Untergrund) werden L1-Hits als Ausgangspunkt der Hough-Transformation gewählt, um L0-Hits durch die Lage zu den gefundenen Geraden anhand des entwickelten Hitauswahlkriteriums zu selektieren. L1-Hits haben eine sehr hohe Reinheit von ca. 96%, wodurch sie sich hierfür sehr gut eignen.

Um die Geraden zu finden, wird für jeden L1-Hit ein Bündel von Geraden erzeugt und die zugehörigen Parameter in den Parameterraum (Hough-Raum) eingetragen. Anschließend werden alle Geraden ausgewählt, auf denen mindestens drei Hits auf mindestens zwei verschiedenen Stockwerken liegen. Durch weitere Kriterien, wie z.B. dass die Geraden parallel zu Geraden auf anderen Lines sein müssen, wird die Geradenauswahl weiter eingeschränkt. Ausgehend von den insgesamt gefundenen Geraden werden L0-Hits, die nahe zu den Geraden liegen, über das entwickelte Hitselektionskriterium selektiert (siehe Kapitel 3.3.2). Um auch Lines zu berücksichtigen, bei denen mit dieser Prozedur keine Geraden gefunden werden konnten, werden die gefundenen Geraden parallel so verschoben, dass sie durch bis dahin nicht berücksichtigte L1-Hits laufen. Dadurch werden an allen Lines mit L1-Hits zusätzliche Hits selektiert.

Die Analyse dieser Hitselektion für simulierte Neutrinoereignisse im Energiebereich von 10 bis 500 GeV ergibt, dass sowohl alle L1-Hits, als auch zusätzliche L0-Hits, in den ausgewählten Hough-Hits enthalten sind. Diese zusätzlichen Hits ergeben eine um ca. 15% höhere Hiteffizienz verglichen mit L1-Hits. Da bei 60 kHz optischem Untergrund die Hitreinheit mit ca. 92% sehr hoch ist und dabei gegenüber L1-Hits nur um ca. 4% geringer ist, gibt diese Hitselektion sehr gute Voraussetzungen für die Spurrekonstruktion im niederenergetischen Bereich.

Um dies zu untersuchen, wurde die Hough-Hitselektion an Posidonia, einem Algorithmus, der für die Richtungsrekonstruktion niederenergetischer Neutrinoereignisse entwickelt wurde, getestet. Um die Effizienz der Rekonstruktion zu bestimmen, wird

das Verhältnis der rekonstruierten Ereignisse mit einem Zenitwinkelfehler  $\Delta\theta < 5^\circ$  zur Gesamtanzahl der getriggerten Ereignisse gebildet. Für die Hough-Hitselektion ergibt sich dabei eine Rekonstruktionseffizienz, die um nur ca. 2% geringer als die der Posidonia-Hitselektion von ca. 50% ist. Dies erklärt sich dadurch, dass die Posidonia-Hitselektion [27] eine Vereinigung der L1- und der HM-Hitselektion [26] ist, die eine höhere Hiteffizienz besitzt. Die Posidonia-Hitselektion selektiert zusätzliche Hits von Lines ohne L1-Hits, die mit der Hough-Hitselektion nicht erreicht werden können. Diese zusätzliche Information fehlt Posidonia mit den Hough-Hits und somit ist die Rekonstruktionseffizienz etwas kleiner als bei der ursprünglichen Variante. Vereint man die Hough-Hits mit den HM-Hits, so ergibt sich eine Rekonstruktionseffizienz von ca. 49%. Es wäre interessant die Hough-Hitselektion auf einen Rekonstruktionsalgorithmus, der nur auf L1-Hits basiert zu testen, um die direkte Auswirkung der erhöhten Hiteffizienz der Hough-Hitselektion zu untersuchen. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit, war allerdings kein Algorithmus verfügbar, der diese Eigenschaften hat und bei dem die Hitselektion nicht im Algorithmus integriert ist.

Die Hough-Hitselektion wurde auf einen ANTARES-Daten-Run vom März 2008 angewandt und das Ergebnis mit dem für MC-Simulationen atmosphärischer Myonen verglichen. Bei einem Vergleich der Anzahl der Lines mit Hough-Hits mit der Anzahl der Lines mit L1-Hits, ergibt sich für Daten und Simulation eine sehr gute Übereinstimmung. Insgesamt zeigen die einzelnen Verteilungen für die Hough-Hitselektion bis auf geringe Abweichungen den gleichen Verlauf für Daten und Simulation. Die Häufigkeitsverteilung der selektierten Hits hat für Daten und Simulation die gleiche Form, allerdings ist sie für Daten zu etwas höheren Werten verschoben. Das selbe Verhalten zeigt sich beim Vergleich der Anzahl der selektierten L1-Hits von Daten und Simulation. Da die Geradenauswahl der Hough-Hitselektion auf diesen basiert, lässt sich die erhöhte Anzahl an ausgewählten Hits dadurch erklären. Deshalb muss unabhängig von der Hough-Hitselektion noch untersucht und verstanden werden, woher diese Unterschiede herröhren, mit dem Ziel die Simulation besser an die Daten anzupassen.

Die in dieser Arbeit entwickelte Hitselektion für niederenergetische Neutrinos hat gezeigt, dass sie im Energiebereich von 10 bis 500 GeV effektiv und mit hoher Reinheit Signalhits von Untergrundhits trennen und somit eine sehr gute Basis für die Spurrekonstruktion liefert. Eine weitere Optimierung des Algorithmus ist möglich, um noch bessere Ergebnisse für die Rekonstruktion zu erzielen. Letztlich könnte die Hough-Hitselektion auch für die Anwendung auf höher energetische Neutrinoereignisse weiterentwickelt werden.

# Anhang A

## Triggeralgorithmen

In ANTARES gibt es einige Triggeralgorithmen, wobei hier nur die gängigsten und in der Arbeit verwendeteten Trigger erklärt werden. Standardmäßig ist der 3N und der 3T Trigger (in Einstellung 2T3) aktiv.

### 3T Trigger

Der 3T Trigger sucht nach sogenannten T-Clustern. Ein 1T3 Cluster besteht dabei aus zwei L1 Hits, die an benachbarten oder an übernächsten Stockwerken einer Line innerhalb einer Zeitdifferenz von 100 ns bzw. 200 ns detektiert werden. Beim 2T3 Trigger werden somit 2 dieser 1T3-Cluster innerhalb einer Zeitdifferenz von 2, 2  $\mu$ s verlangt [30]. Für den Fall, dass zwei dieser Cluster an einer Line vorkommen, kann das Ereignis auch durch zwei sich überlappende 1T3-Cluster ausgewählt werden, wozu nur drei L1 Hits nötig sind [30] [31]. Im Falle des 1T2 Triggers, wird nur ein T2-Cluster, d.h. ein Cluster aus L1 Hits an benachbarten Stockwerken innerhalb 100 ns, verlangt.

### 3N Trigger

Der 3N Trigger ist ein dreidimensionaler Trigger mit „Scan“-Option. Er scant alle Richtungen ab und sucht dabei nach zeitkorrelierten Hits zu einer gegebenen Richtung [32]. Zwei Hits  $H_i$  und  $H_j$  an Position  $\vec{x}_{i/j}$  zur Zeit  $t_{i/j}$  sind zeitlich korreliert, wenn für sie gilt  $|\Delta t| \leq |\Delta \vec{x}| \cdot \frac{n}{c}$ , wobei  $\Delta t = t_i - t_j$  und  $\Delta \vec{x} = \vec{x}_i - \vec{x}_j$  gilt [4]. Es sind mindestens 5 korrelierte Hits zu einer Richtung nötig [24], um ein Ereignis auszuwählen.

Abbildung A.1 zeigt die Triggereffizienz der einzelnen Algorithmen für simulierte Neutrinoereignisse ohne Untergrund in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie. Dabei wurde die Anzahl der ausgewählten Ereignisse auf die Anzahl an Ereignissen mit Hits an mindestens 6 Stockwerken an 2 Lines normiert.

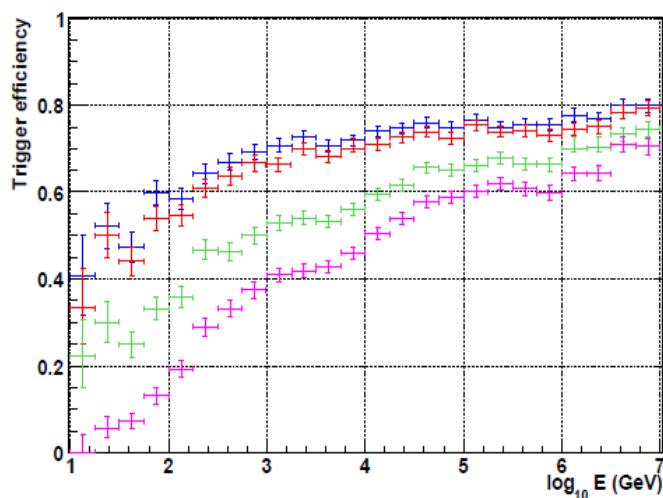


Abbildung A.1: Triggereffizienz für 1T3(blau), 1T2(rot), 2T3(grün) und 3N(pink) in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie. Alle Fehlerbalken sind statistisch. Graphik entnommen aus [30].

## Anhang B

# Schnitt des Cherenkov-Lichtkegels mit einer Detektorline

### B.1 Kegelschnitte

Ein gerader Kreiskegel  $K$  wird über einen Kreis als Grundfläche und fünf Erzeugende, die von der Grundfläche zur Spitze führen, erzeugt [21]. Der Öffnungswinkel  $\gamma$  des Kegels ist der Winkel zwischen der Kegelachse und einer Erzeugenden. Schneidet man diesen Kegel mit einer Ebene  $E$ , so ergeben sich verschiedene ebene Formen, abhängig vom Schnittwinkel  $\delta$  zwischen der Kegelachse und  $E$ .

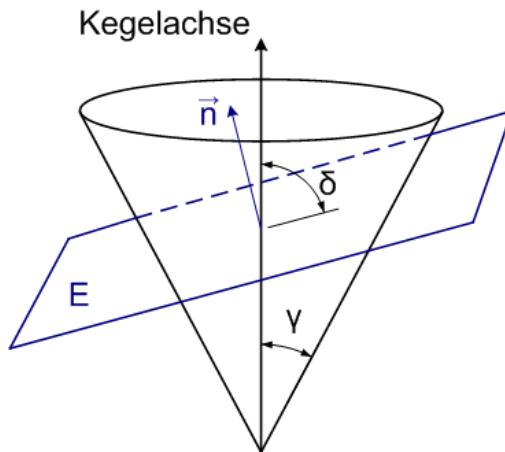


Abbildung B.1: Schnitt eines Kreiskegels  $K$  mit einer Ebene  $E$  unter dem Winkel  $\delta$ .

Schneidet die Ebene den Kegel, wobei die Spitze des Kegels nicht in  $E$  enthalten ist, so ergibt sich für  $\delta = \gamma$  die Form einer Parabel, für  $\delta < \gamma$  einer Hyperbel und für  $\delta > \gamma$  einer Ellipse [33]. Liegt die Spitze in der Ebene so ergeben sich „zerfallende Kegelschnitte“ (z.B. zwei sich schneidende Geraden) [21].

Die Ebene  $E$ , die den Cherenkov-Kegel mit Öffnungswinkel  $\gamma = 90^\circ - \theta_C$  schneidet, ist durch den Richtungsvektor der Myonspur  $\vec{r}$  und der Line  $\vec{l} = (0, 0, 1)$  mit Position  $\vec{p} = (x_l, y_l, z_l)$  bestimmt. Somit gilt für den Normalenvektor  $\vec{n}$  der Ebene  $\vec{n} \perp \vec{r}$ , und  $\delta$  ist damit 0. Im Ruhesystems des Myons kommt diese Ebene durch Bewegung

der Line mit  $-\vec{v}$  im Abstand  $d$  von der Myonspur zustande (siehe Abbildung B.2). In diesen Fall ist die Schnittkurve  $E \cap K$  immer eine Hyperbel mit Öffnungswinkel  $\alpha$ , wobei  $\tan \alpha = b/a$  mit Hauptachsenlänge  $a$  und Nebenachsenlänge  $b$  gilt.

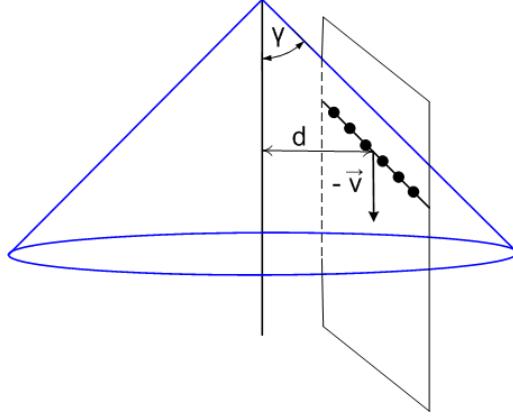


Abbildung B.2: Im Ruhesystems des Myons bewegt sich eine Line mit  $-\vec{v}$  parallel zur Myonspur und schneidet dabei den Cherenkov-Lichtkegel in einer Ebene, die durch  $\vec{v}$  und der Richtung der Line festgelegt ist.

## B.2 Herleitung der Signalentstehung an einer Line in $t$ - $z$ -Darstellung

Die zeitliche Struktur des Signals an einer Line zur Zeit  $t$  in Höhe  $z$  wird im Folgenden allgemein hergeleitet. Die Myonspur zum Zeitpunkt  $t$  kann über  $\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v} \cdot (t - t_0)$  mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  und der Position des Myons  $\vec{r}_0$  zum Zeitpunkt  $t_0$  beschrieben werden [34]. Der Cherenkov-Kegel ist über die Menge der Punkte  $\vec{x}$ , für die

$$\cos \gamma = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|} \cdot \frac{\vec{r} - \vec{x}}{|\vec{r} - \vec{x}|} \quad (\text{B.1})$$

gilt, definiert. Dabei gilt ohne Beschränkung der Allgemeinheit  $\vec{v}/v = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$  mit  $v = |\vec{v}|$  und  $\vec{r}_0 = (0, d_0, z_0)$ , wobei  $\theta$  der Zenitwinkel ist (siehe Abbildung B.3). Damit kann (B.1) mit den Stockwerken entlang einer Line  $\vec{x} = z \cdot \vec{l}$  vereinfacht werden zu

$$v \cdot (t - t_0) - (z - z_0) \cdot \cos \theta = \cos \gamma \cdot |\vec{r} - \vec{x}| = \frac{\sin \gamma}{\tan \gamma} \cdot |\vec{r} - \vec{x}|, \quad (\text{B.2})$$

wobei  $\sin \gamma \cdot |\vec{r} - \vec{x}| = d(\vec{x}, \vec{r}) = \sqrt{d_0^2 + (z - z_0)^2 \sin^2 \theta}$  der Abstand von  $\vec{x}$  zur Spur des Myons ist. Mit  $\cot \gamma = \cot(90^\circ - \theta_c) = \tan \theta_c$  ergibt sich

$$v \cdot (t - t_0) = (z - z_0) \cos \theta + \tan \theta_c \sqrt{d_0^2 + (z - z_0)^2 \sin^2 \theta}, \quad (\text{B.3})$$

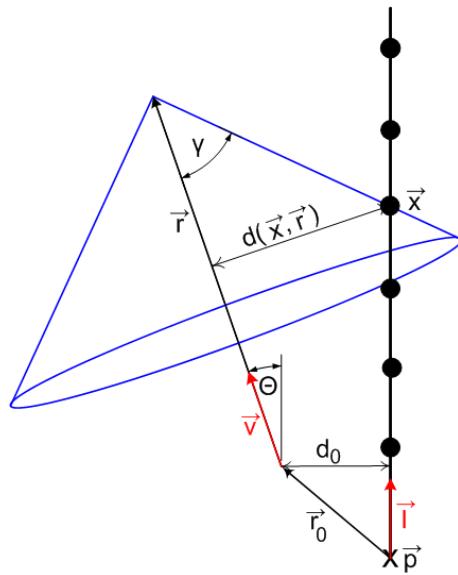


Abbildung B.3: Schnitt des Cherenkov-Lichtkegels mit einer Detektorline. Die einzelnen Größen sind im Text erklärt.

was im  $t$ - $z$ -Diagramm eine Hyperbel ergibt. Für  $\theta < \gamma$  und  $\theta$  gegen 0, nähert sich (B.3) einer Geraden an. Abbildungen der Darstellung im  $t$ - $z$ -Diagramm sind in Abbildung B.4 für aufwärts und abwärts führende Myonenspuren in Abhängigkeit des Zenitwinkels zu sehen.

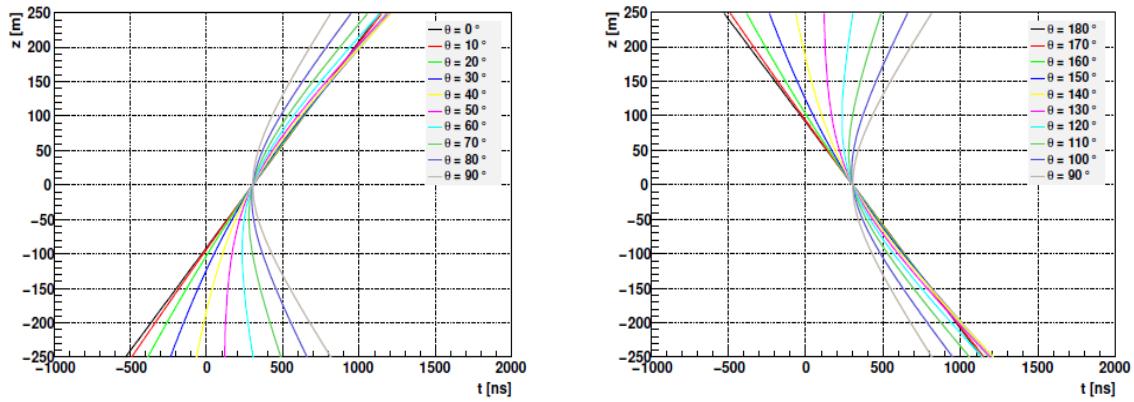


Abbildung B.4:  $t$ - $z$ -Darstellung der Cherenkovphotonen entlang einer Line in Abhängigkeit vom Zenitwinkel  $\theta$ , links für aufwärts gehende, rechts für abwärtsgehende Myonen. Abbildung entnommen aus [34].

## Schnittwinkel kleiner als Öffnungswinkel des Kegels

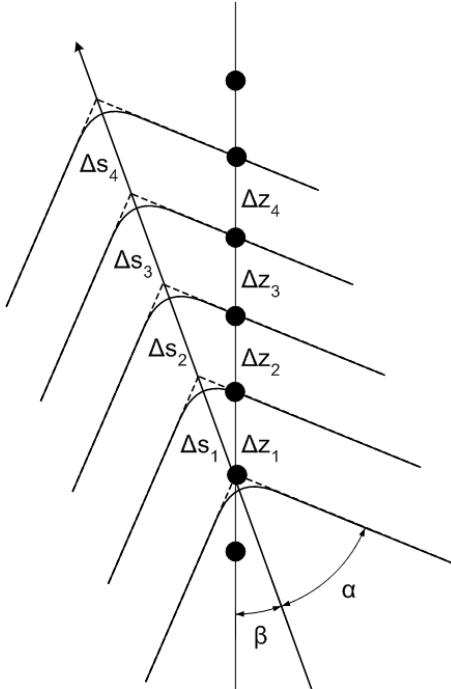


Abbildung B.5: Signalentstehung entlang einer Line im Falle Auftreffwinkel  $\beta$  kleiner als Öffnungswinkel des Kegels  $\gamma$  bzw. der Hyperbel  $\alpha$ .

Für den Fall, dass der spitze Schnittwinkel zwischen Myonspur und Line<sup>1</sup>  $\beta < \gamma$  ist, lässt sich die Entstehung des Signals in Höhe  $z$  zur Zeit  $t$  anschaulich wie folgt beschreiben. Die aus dem Schnitt des Cherenkov-Kegels mit der Line entstandene Hyperbel bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit  $v$  in Richtung der Myonspur unter einem Winkel  $\beta < \gamma$  relativ zur Detektorline. Unter der Annahme, dass der Abstand  $d$  zwischen Myonspur und Line sehr klein ist, gilt  $\alpha \approx \gamma$ , und damit ist die Krümmung der Hyperbel gering. Für ein aufwärts gehendes Myon wird das Signal entlang der Line nacheinander von unten nach oben vom selben Hyperbelast hervorgerufen (siehe Abbildung B.5). Da sich die Hyperbeläste im Unendlichen jeweils an eine Gerade  $y = \pm a/b \cdot x$  in einem x-y-Koordinatensystem asymmetrisch annähern [35] und die Krümmung vernachlässigt wird, gilt aufgrund des Strahlensatzes [35] für die Stockwerksabstände  $\Delta z_i$  und der zurückgelegten Strecke  $\Delta s_i$

$$\frac{\Delta z_1}{\Delta z_2} = \frac{\Delta s_1}{\Delta s_2} = \frac{v\Delta t_1}{v\Delta t_2} = \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = 1, \quad (B.4)$$

da die Abstände der Stockwerke  $\Delta z_i = \Delta z$  entlang einer Line konstant sind. Aus (B.4) folgt, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Detektionszeit  $t$  und der Höhe des Stockwerks  $z$  besteht. Ist  $d$  sehr groß, ist die Krümmung der Hyperbel nicht vernachlässigbar und die Struktur im  $t$ - $z$ -Diagramm ist schwach gekrümmt und nähert sich dabei einer Geraden an.

---

<sup>1</sup> $\beta = \theta$  für  $\theta \leq 90^\circ$  und  $\beta = 180^\circ - \theta$ , für  $\theta > 90^\circ$

Für den Spezialfall  $\beta = \alpha$  ist die Line parallel zu einer der Asymptoten der Hyperbel und ist somit zu einem Zeitpunkt  $t$  identisch mit dieser [36]. Dadurch werden zu diesem Zeitpunkt alle OMs gleichzeitig getroffen und es ergibt sich im  $t$ - $z$ -Diagramm eine Gerade parallel zur  $z$ -Achse.

# Anhang C

## Plots

### C.1 Hough Plots

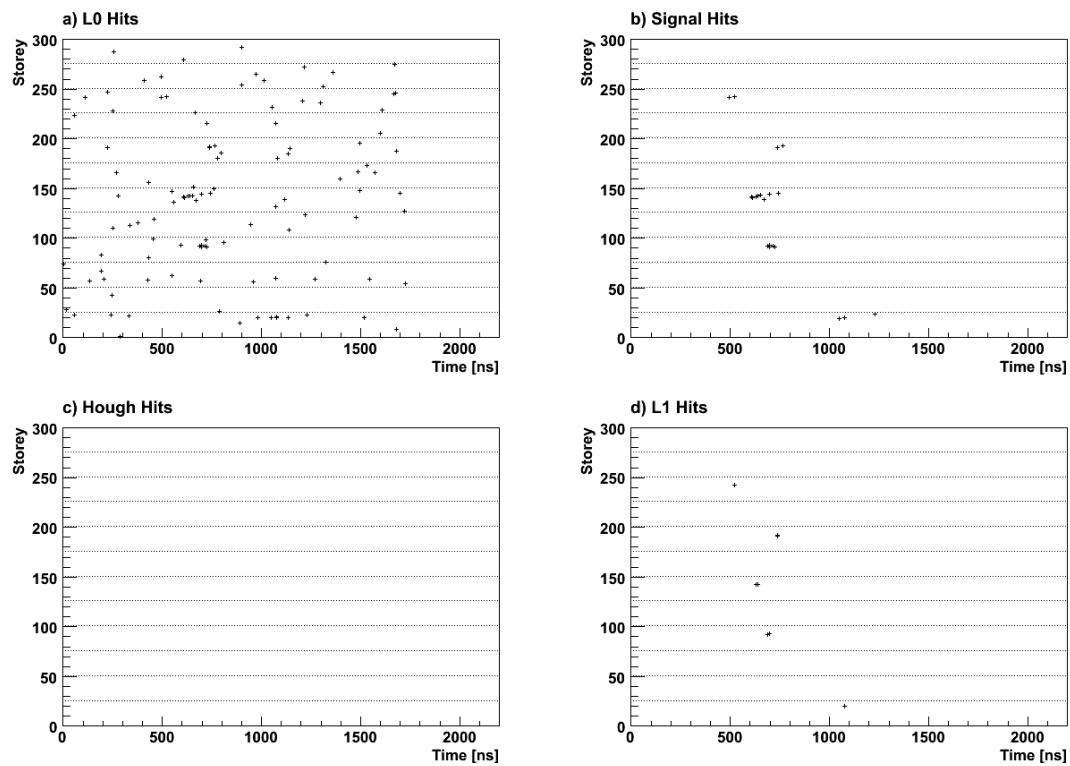


Abbildung C.1: MC Neutrinoereignis mit einer Neutrinoenergie von 133 GeV und einer Myonenergie  $E_\mu = 42$  GeV und 60 kHz Untergrund, bei dem keine Hough-Hits selektiert wurden.

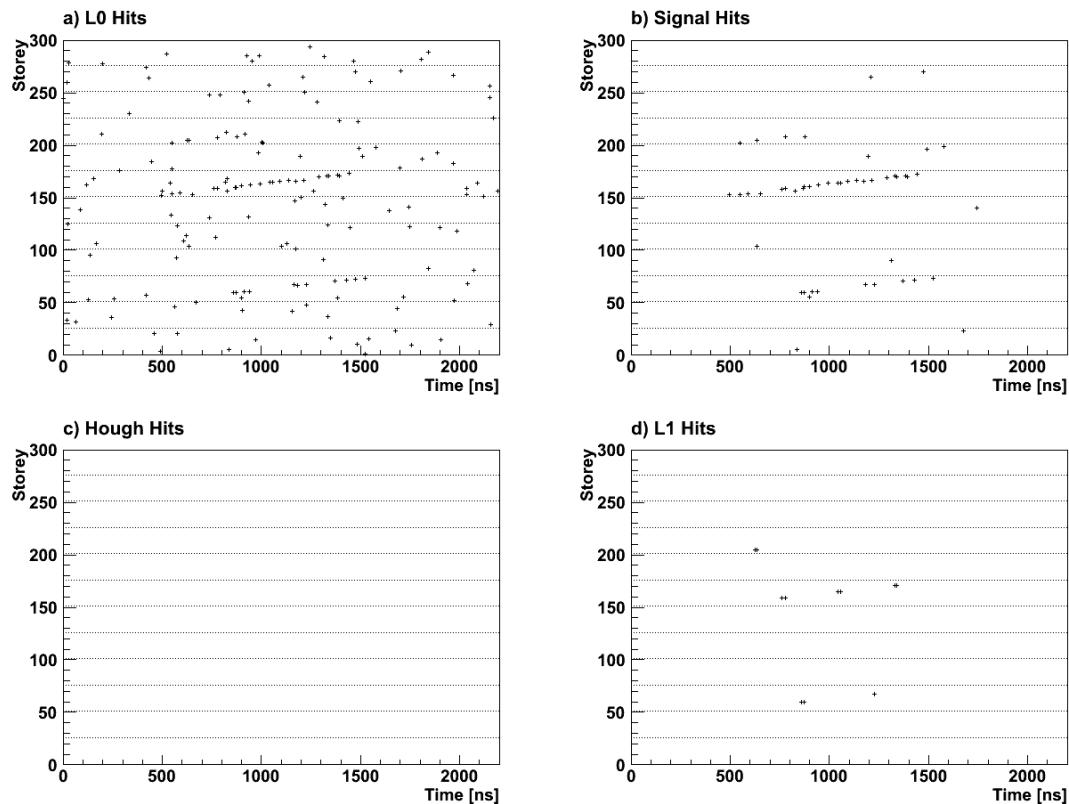


Abbildung C.2: Neutrinoereignis mit einer Neutrinoenergie von  $407,7 \text{ GeV}$  und einer Myonenergie  $E_\mu = 353,3 \text{ GeV}$  und  $60 \text{ kHz}$  Untergrund, bei dem keine Hough-Hits selektiert wurden.

## C.2 Verteilungsplots

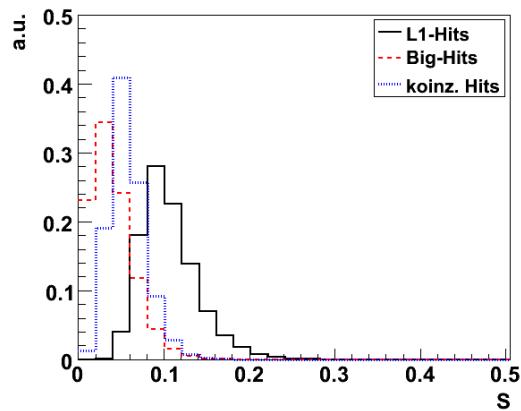


Abbildung C.3: Verhältnis  $S$  der selektierten Hits zur Gesamthitanzahl für L1-Hits (durchgezogene Linie), Big-Hits (gestrichelte Linie) und koinzidente Hits (gepunktete Linie) bei 60 kHz Untergrund.

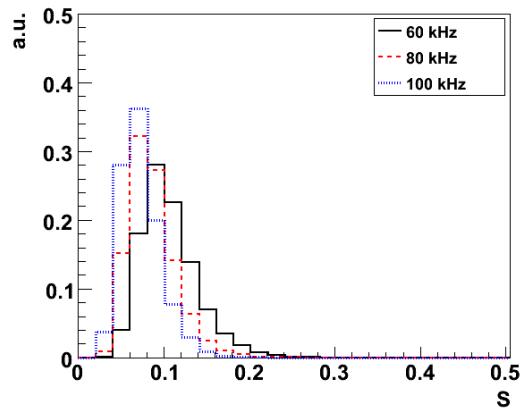


Abbildung C.4: Verhältnis  $S$  der selektierten Hits zur Gesamthitanzahl für L1-Hits mit 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie) und 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

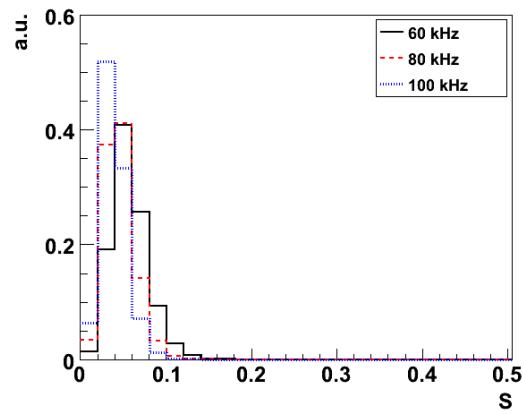


Abbildung C.5: Verhältnis  $S$  der selektierten Hits zur Gesamthitanzahl für koinzidente Hits mit 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie) und 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

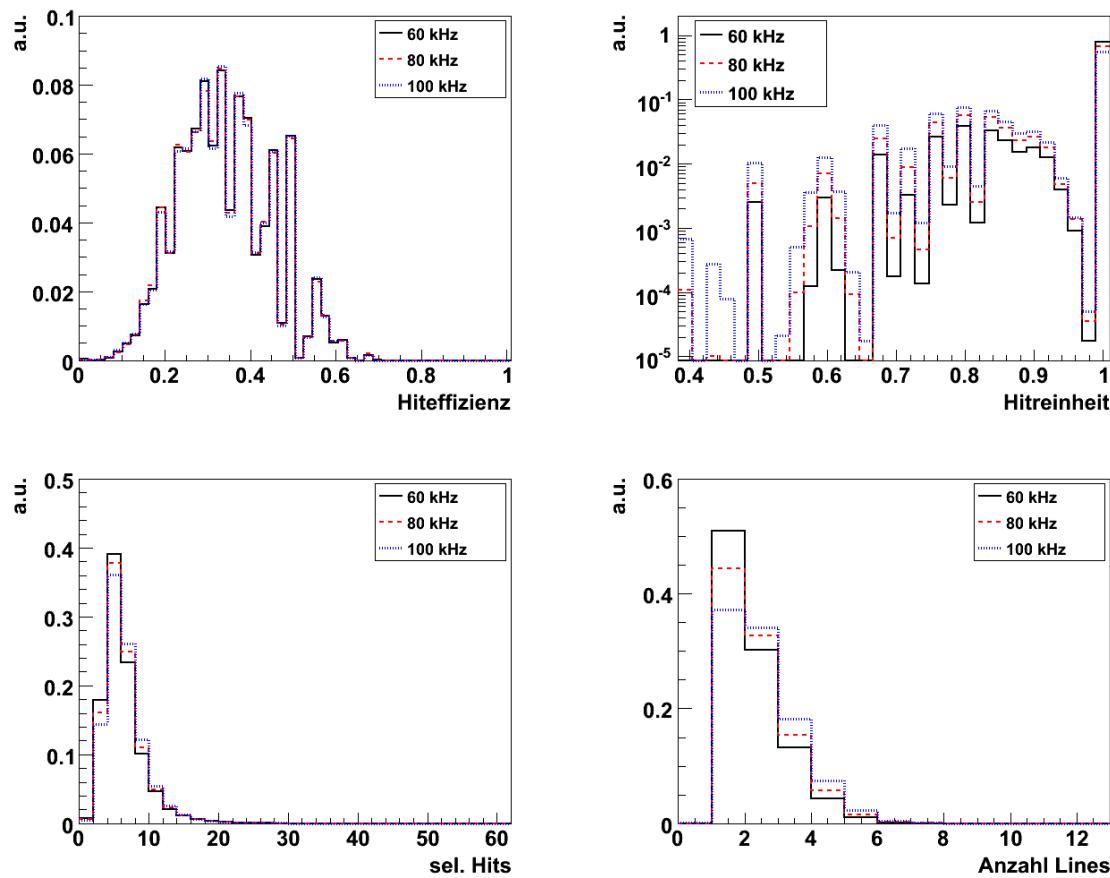


Abbildung C.6: Oben links Hiteffizienz, oben rechts Hitreinheit, unten links Anzahl selektierter Hits für koinzidente Hits, unten rechts die Anzahl der Lines mit koinzidenten Hits, jeweils für 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie), 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

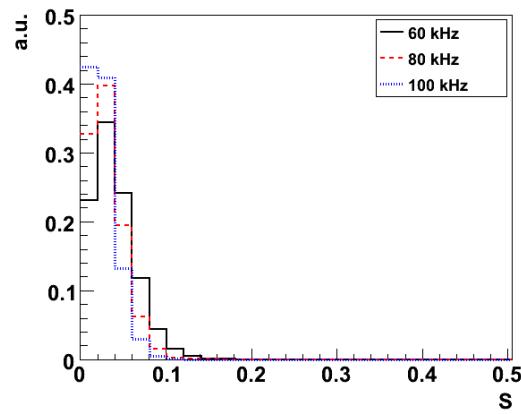


Abbildung C.7: Verhältnis  $S$  der selektierten Hits zur Gesamthitanzahl für Big-Hits mit 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie) und 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

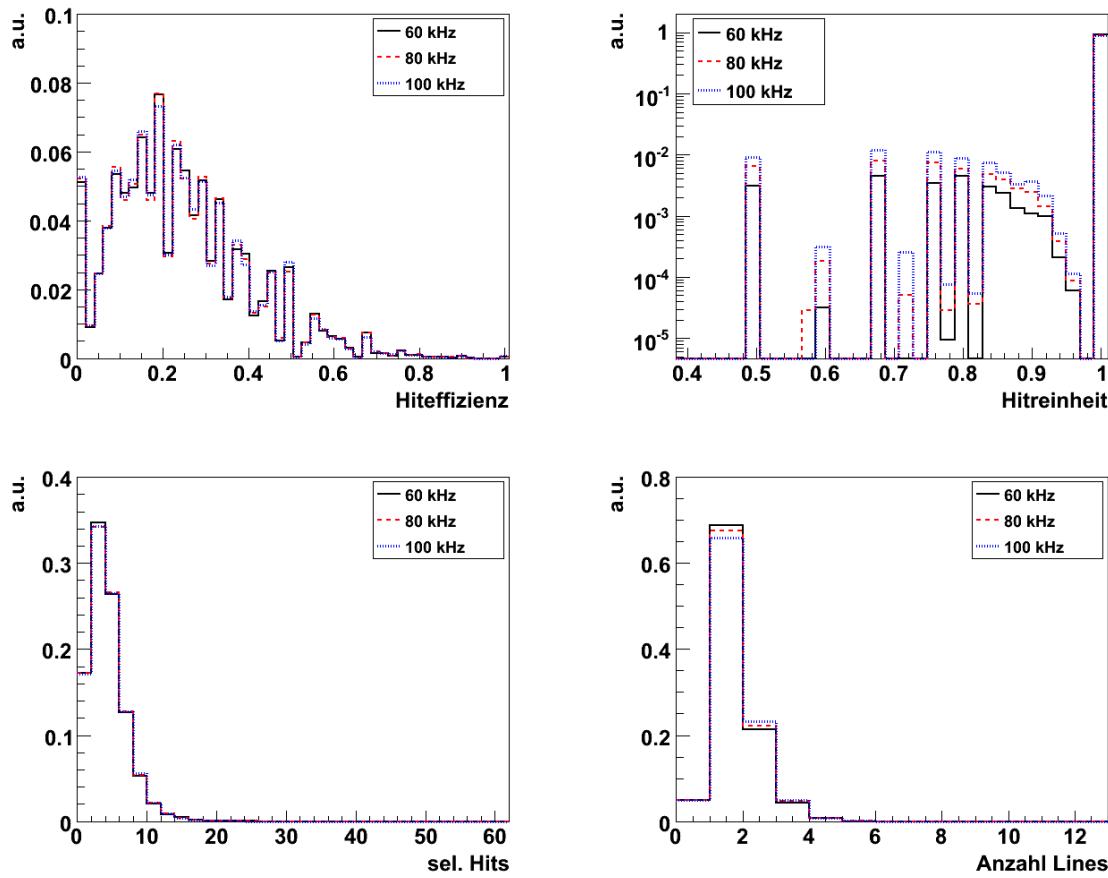


Abbildung C.8: Oben links Hiteffizienz, oben rechts Hitreinheit, unten links Anzahl selektierter Hits für Big-Hits, unten rechts die Anzahl der Lines mit Big-Hits, jeweils für 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie), 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

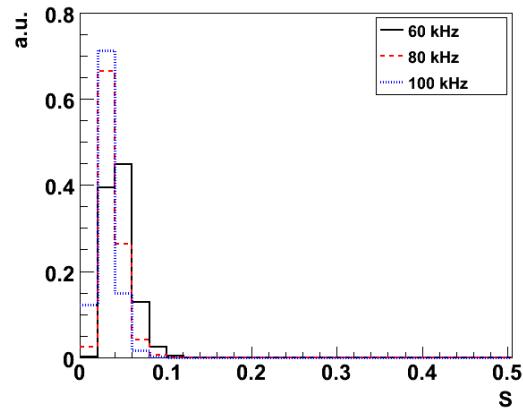


Abbildung C.9: Verhältnis  $S$  der selektierten Hits zur Gesamthitanzahl für L2-Hits mit 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie) und 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

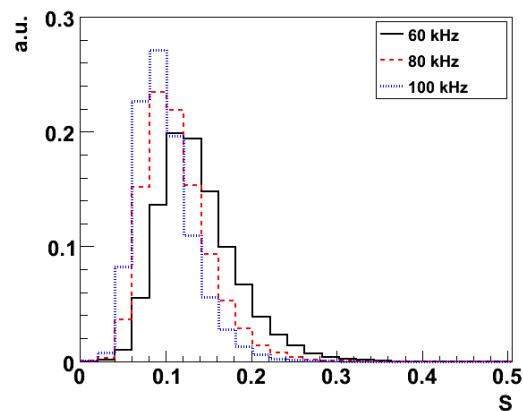


Abbildung C.10: Verhältnis  $S$  der selektierten Hits zur Gesamthitanzahl für HM-Hits mit 60 kHz (durchgezogene Linie), 80 kHz (gestrichelte Linie) und 100 kHz (gepunktete Linie) Untergrund.

### C.3 Posidonia Plots

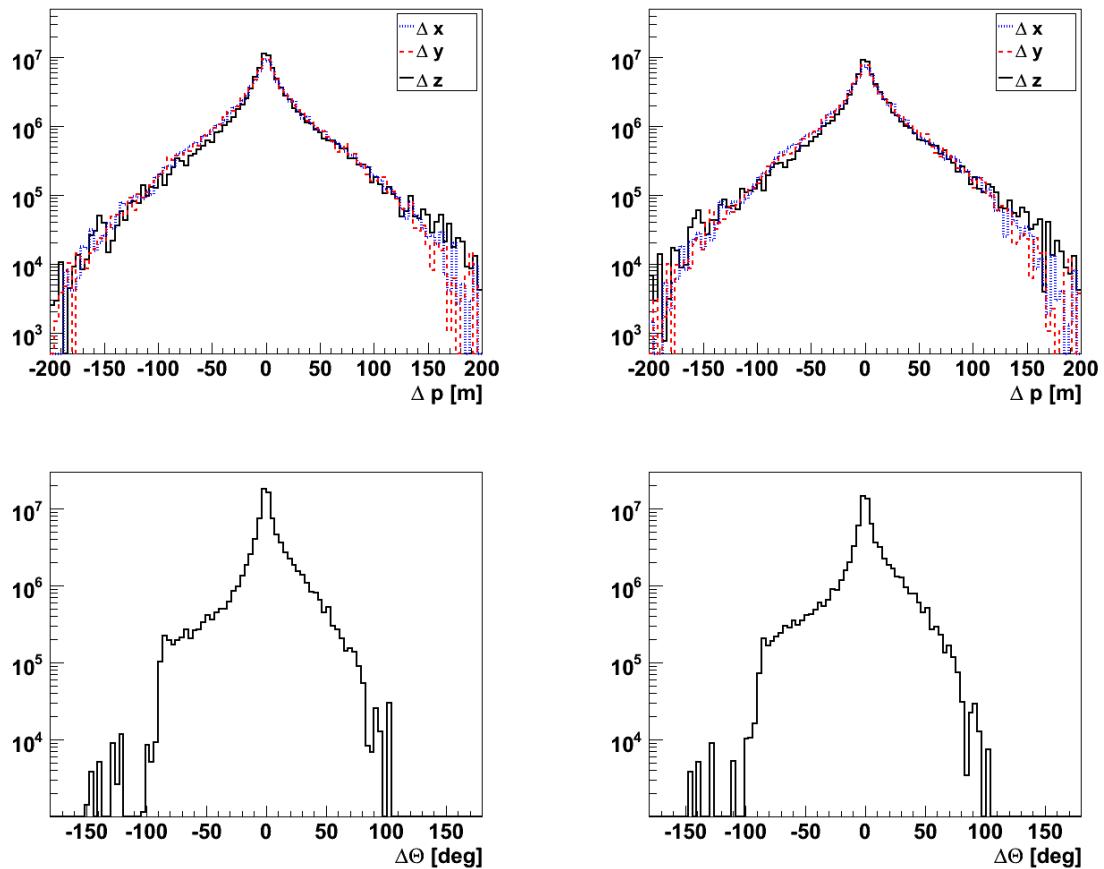


Abbildung C.11: Für 1D Fit: Oben:  $\Delta p$  für x (gepunktet), y (gestrichelt), und z (durchgezogene Linie); unten: Verteilung von  $\Delta\theta$ . Jeweils links für die Schnittmenge aus HM- und Hough-Hits und rechts für die Vereinigung von HM- und Hough-Hits.

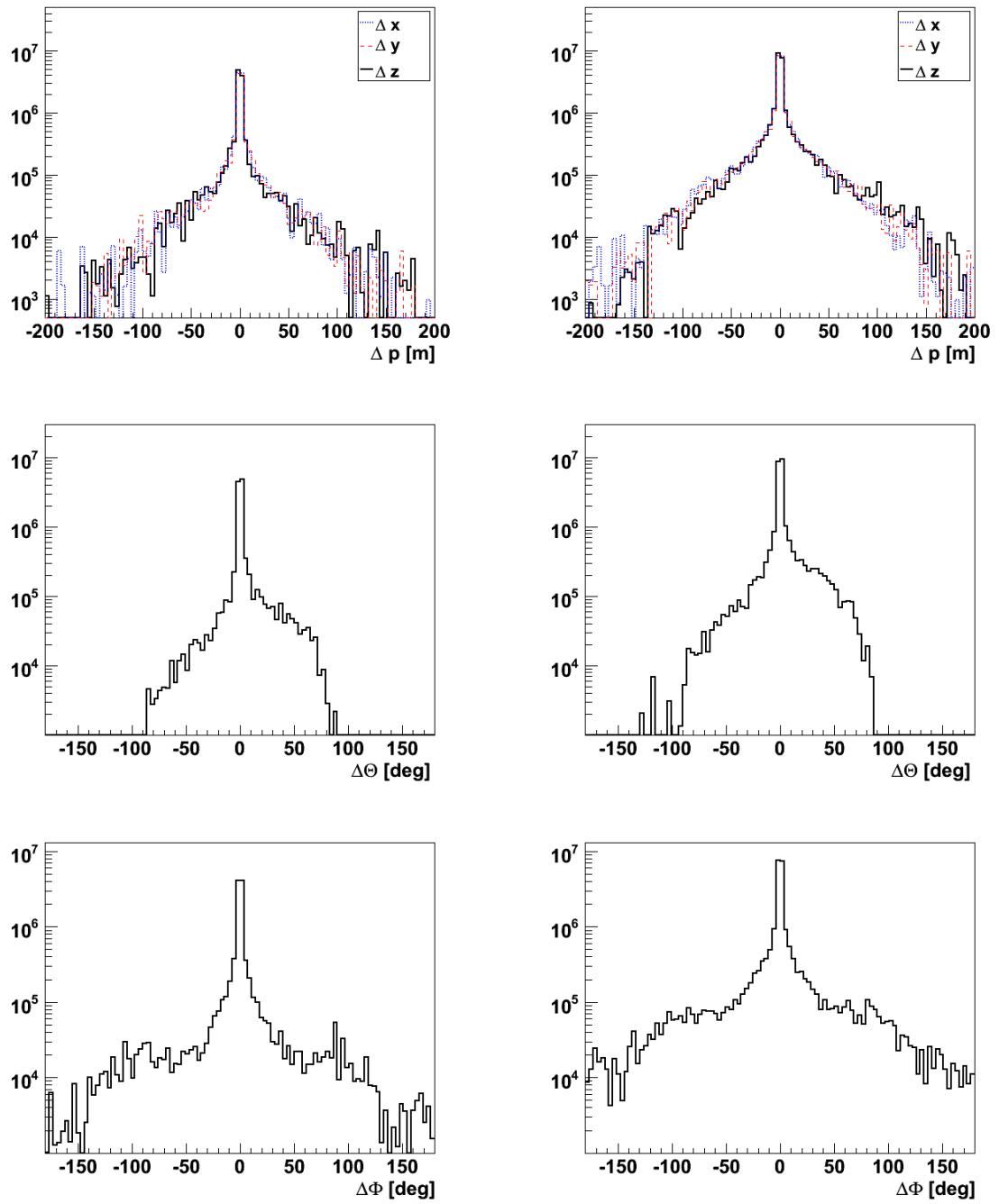


Abbildung C.12: Für 3D Fit: Oben:  $\Delta p$  für x (gepunktet), y (gestrichelt), und z (durchgezogene Linie); Mitte: Verteilung von  $\Delta\theta$ ; Unten: Verteilung von  $\Delta\phi$ . Jeweils links für Schnittmenge aus HM- und Hough-Hits und rechts für die Vereinigung von HM- und Hough-Hits.

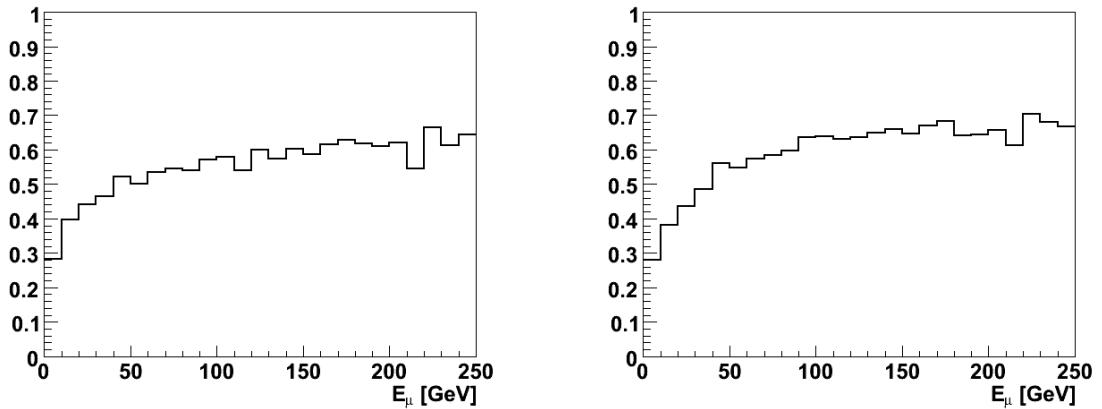


Abbildung C.13: Effizienz der gut rekonstruierten Ereignisse mit  $\Delta\theta < 5^\circ$  für jeden Energiebin, jeweils links für die Schnittmenge aus HM- und Hough-Hits und rechts für die Vereinigung von HM- und Hough-Hits.

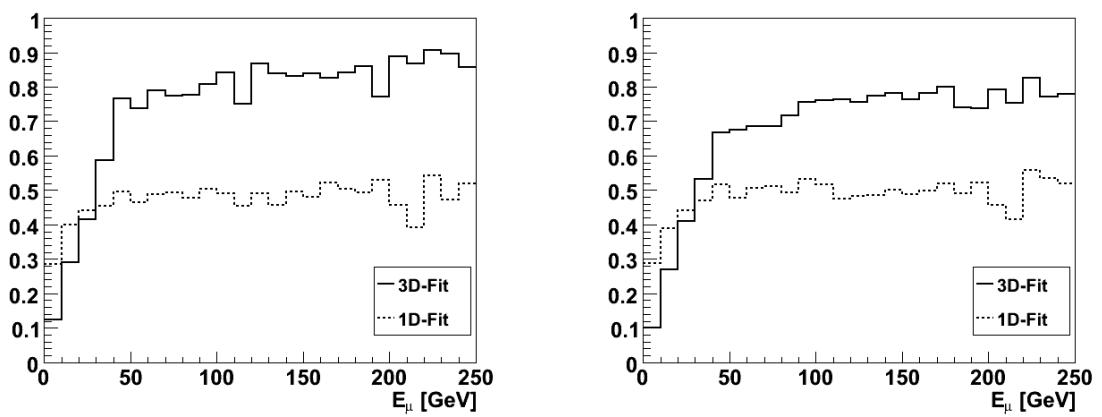


Abbildung C.14: Effizienz der gut rekonstruierten Ereignisse für 1D und 3D-Fit, links für die Schnittmenge aus HM- und Hough-Hits und rechts für die Vereinigung von HM- und Hough Hits.

# Anhang D

## Tabellen

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	24,5%	24,5%	24,4%
Hitreinheit	99,2%	98,5%	98,0%
selektierte Hits	4,4	4,4	4,4
$S$	4,0%	3,1%	2,6%
Anzahl Lines	1,8	1,8	1,8

Tabelle D.1: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen der Big-Hits für unterschiedliche Untergrundraten.

Größe	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hiteffizienz	34,1%	34,1%	34,1%
Hitreinheit	96,3%	93,7%	90,7%
selektierte Hits	6,2	6,4	6,6
$S$	5,8%	4,6%	4,0%
Anzahl Lines	2,2	2,4	2,6

Tabelle D.2: Mittelwerte der Verteilungen der einzelnen Kenngrößen der koinzidenten Hits für unterschiedliche Untergrundraten.

Hitselektion $X$	Hitselektion $Y$	$Q_{n/c}(X, Y)$	60 kHz	80 kHz	100 kHz
Hough-Hits	HM-Hits	$Q_c$	92,2%	89,5%	85,5%
	HM-Hits	$Q_n$	10,2%	12,8%	15,6%
	L1-Hits	$Q_c$	98,7%	98,5%	98,3%
	L1-Hits	$Q_n$	24,6%	25,8%	17,0%
	Koinzidente Hits	$Q_c$	98,8%	98,6%	98,4%
	Koinzidente Hits	$Q_n$	59,4%	60,4%	61,2%
	Big-Hits	$Q_c$	99,0%	98,9%	98,4%
	Big-Hits	$Q_n$	71,9%	73,1%	74,3%
	Direkte Hits	$Q_c$	80,5%	79,1%	77,7%
	Direkte Hits	$Q_n$	22,2%	25,5%	29,2%
HM-Hits	L1-Hits	$Q_c$	92,6%	90,2%	87,5%
	L1-Hits	$Q_n$	27,5%	30,3%	33,9%
	Koinzidente Hits	$Q_c$	92,9%	90,8%	88,4%
	Koinzidente Hits	$Q_n$	61,0%	62,5%	64,4%
	Big-Hits	$Q_c$	98,6%	98,1%	97,5%
	Big-Hits	$Q_n$	71,2%	72,5%	74,1%
	Direkte Hits	$Q_c$	79,7%	78,5%	77,3%
	Direkte Hits	$Q_n$	20,1%	24,1%	28,3%

Tabelle D.3: Übersicht von  $Q_c(X, Y)$  und  $Q_n(X, Y)$  für Hough- und HM-Hits im Vergleich mit L1-, koinzidenten, Big- und direkten Hits für 60 kHz, 80 kHz und 100 kHz Untergrund.

# Literaturverzeichnis

- [1] N. Schmitz. *Neutrinophysik*. B.G. Teubner Stuttgart, 1997.
- [2] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.* 81, 1998.
- [3] L. Bergström. Non-baryonic dark matter: Observational evidence and detection methods. *Rept. Prog. Phys.*, 2000. arXiv:hep-ph/0002126v1.
- [4] Ronald Bruijn. *The Antares Neutrino Telescope: Performance Studies and Analysis of First Data*. PhD thesis, Univerty Amsterdam, 2008.
- [5] The ANTARES Collaboration. A deep sea telescope for high energy neutrinos. 1999. Antares Internal Note: ANTARES-PHYS-1999-006.
- [6] Claus Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wiss.-Verl. Mannheim, 1993.
- [7] Bettina Hartmann. *Reconstruction of Neutrino-Induced Hadronic and Electromagnetic Showers with the ANTARES Experiment*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2006.
- [8] Cristina Cărloganu. Muon interactions at high energies. Antares Internal Note: ANTARES-PHYS-98-013, 1998.
- [9] Adriaan Jacob Heijboer. *Track Reconstruction and Point Source Searches with ANTARES*. PhD thesis, University Amsterdam, 2004.
- [10] Anthony M. Brown. Internal note on automated procedure for acoustic positioning system. Antares Internal Note: ANTARES-CALI-2009-002, 2009.
- [11] U. Frisch J. Hößl, H. Motz. Antares alignment. Antares Internal Note: ANTARES-CALI-2009-001, 2009.
- [12] The ANTARES Collaboration. The antares optical beacon system. *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A*, 2008. arXiv:astro-ph/0703355v1.
- [13] Claus Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [14] Garnt de Vries-Uiterweerd. *Signal and Background in the Underwater Neutrino Telescope ANTARES*. PhD thesis, University Utrecht, 2007.
- [15] L. Bergström. Dark matter candidates. *New J.Phys.*, 2009. arXiv:0903.4849v4/0002126v1.

- [16] Niccolò Cottini. *Detection of low energy neutrinos and Dark Matter search in ANTARES*. PhD thesis, Università di Pisa, 2006.
- [17] P. Gondolo et al. DarkSUSY: Computing supersymmetric dark matter properties numerically. *JCAP*, 0407:008, 2004.
- [18] Mark James Burge Wilhelm Burger. *Digitale Bildverarbeitung*. Springer-Verlag Berling Heidelberg, 2005.
- [19] Nir Amram. *Hough Transform Track Reconstruction in the Cathode Strip Chambers in ATLAS*. PhD thesis, Tel-Aviv University, 2008. CERN-THESES-2008-062.
- [20] Horst Laschinksy. *The Hough transform as event filter for the ANTARES neutrino telescope*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, in Bearbeitung.
- [21] I.N. Bronstein. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 2001.
- [22] private Mitteilung von Friederike Schöck.
- [23] J. Horandel. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astrop. Phys.* 19 (2003)193, 2003.
- [24] M. De Jong. The antares trigger parameters. Antares Internal Note: ANTARES-SOFT-2008-010, 2008.
- [25] private Mitteilung von Holger Motz.
- [26] Holger Motz. *Doktorarbeit*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, in Bearbeitung.
- [27] Friederike Schöck, Antares Internal Note, in Bearbeitung.
- [28] Friederike Schöck. *Doktorarbeit*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, in Bearbeitung.
- [29] M. Spurio G. Carminati, A. Margiotta. Mupage: a muon generator from parametric formulars. Antares Internal Note: ANTARES-PHYS-2006-003, 2006.
- [30] S. Escoffier. Performance of the t3 triggers on mc data. Antares Internal Note: ANTARES-SOFT-2008-009, 2008.
- [31] private Mitteilung von Stephanie Escoffier.
- [32] M. De Jong. The antares trigger software. Antares Internal Note: ANTARES-SOFT-2005-005, 2005.
- [33] W. Klix E. Bohne. *Geometrie-Grundlagen und Anwendungen*. Fachbuchverlag Leipzig-Köln, 1995.

- [34] Felix Fehr. *Systematic studies, calibration, and software development for event reconstruction and data analysis using the ANTARES deep-sea neutrino telescope*. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 2010.
- [35] Thomas Friedrich Ilka Agricola. *Elementargeometrie*. Vieweg + Teubner, 2009.
- [36] Horst Knörrer. *Geometrie*. Vieweg Verlag Braunschweig, 1996.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei einigen Menschen bedanken, die mich während dieser Arbeit unterstützt, gefördert und gefordert haben:

- Allen voran, möchte ich Herrn Prof. Uli Katz dafür danken, dass er mir die Möglichkeit eröffnet hat, am ECAP meine Diplomarbeit durchzuführen. Des Weiteren danke ich ihm für das entgegengebrachte Vertrauen, dass er bei der Bearbeitung dieses Themas in mich gesetzt hat.
- Frau Prof. Gisela Anton danke ich für die anregenden Ratschläge und Tipps bei der Entwicklung dieser Arbeit.
- Des Weiteren danke ich Dr. Thomas Eberl für die Betreuung meiner Diplomarbeit, der jeder Zeit ein offenes Ohr für meine Fragen hatte und sie geduldig beantwortet und auch bei technischen Fragen gerne weiter geholfen hat.
- Ich bedanke mich bei Dr. Alexander Kappes, der Interesse an meiner Arbeit gezeigt hat, und mir immer mit Rat und Tat zur Seite gestanden.
- Beiden, Dr. Thomas Eberl und Dr. Alexander Kappes, möchte ich für das Korrekturlesen meiner Arbeit danken.
- Meiner Zimmerkollegin, Friederike Schöck, die erste Ansprechpartnerin bei aufkommenden Fragen war, möchte ich dafür und für die angenehme Atmosphäre und die aufmunterten Worte in stressigen Zeiten danken.
- Ich danke auch der Erlanger ANTARES-Gruppe, die mich freundlich aufgenommen und dadurch eine angenehme Arbeitsatmosphäre geschaffen hat.
- Vor allem möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die immer an mich geglaubt und mir durch ihre finanzielle Unterstützung das Studium ermöglicht haben.
- Mein besonderer Dank gilt Benjamin Brecht, der sich die Mühe gemacht hat meine Arbeit Korrektur zu lesen, sowie auch allen meinen Freunden und Bekannten, die es in den letzten Wochen vor der Abgabe nicht leicht mit mir hatten und mich immer wieder aufgemuntert haben. Danke euch allen.



# **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, Stefanie Wagner, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 22. Februar 2010