

Erweiterung des IceCube Neutrino Burst Filters

Diplomarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker
(Dipl.-Phys.)

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

von

Andreas Homeier
geboren am 20.07.1983 in Wolfsburg



1. Gutachter: Prof. Dr. Marek Kowalski
2. Gutachter: Prof. Dr. Hermann Kolanoski

Berlin, den 04.02.2010

Wichtig ist,
dass man nicht aufhört zu fragen.

Albert Einstein

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Supernovae und Gamma-Ray-Bursts	11
2.1	Supernovae	11
2.2	Gamma-Ray-Bursts	13
2.2.1	Das fireball-Modell - Ursprung der Gammastrahlung	14
2.2.2	Neutrinos von GRBs	16
2.2.2.1	Neutrinospektrum	17
2.3	Zusammenhang zwischen Supernovae und GRBs	19
2.3.1	Neutrinos von schwach relativistischen Jets	20
3	Neutrino nachweisprinzip und der IceCube Detektor	23
3.1	Messung von Neutrinos	23
3.1.1	Neutrino Wechselwirkungen	23
3.1.2	Wechselwirkung geladener Teilchen im Eis	27
3.1.3	Myonen	31
3.1.4	Kaskaden	32
3.1.4.1	Elektromagnetische Kaskaden	33
3.1.4.2	Hadronische Kaskaden	34
3.2	Geometrie	36
3.3	Aspekte des Messprozesses und der Datenerfassung	36
3.3.1	Trigger	36
3.3.2	Hard Local Coincidence (HLC)	37
3.3.3	Soft Local Coincidence (SLC)	38
4	Ereignissimulation und verwendete Datensätze	41
4.1	Simulationsprinzip	41
4.1.1	Simulierte Neutrino Ereignisse	41
4.1.2	Simulation von Ereignissen im Eis	42

4.1.2.1	Myonsimulation	42
4.1.2.2	Kaskadensimulation	42
4.1.3	Detektorsimulation	43
4.1.4	Simulierte Luftschauer	43
4.2	Verwendete Datensätze	44
5	Optical Follow Up (OFU)	47
5.1	Motivation	47
5.2	Bestandteile des Optical-Follow-Up-Systems	49
5.2.1	Robotic Optical Transient Search Experiment (ROTSE)	50
5.2.2	Multipletts	50
5.2.3	Qualitätsparameter	51
5.2.4	Filterstufen des Onlinefilter	54
5.2.4.1	Erstes Filterlevel - Level 1	55
5.2.4.2	Zweites Filterlevel - Level 2	57
5.2.4.3	Dritte Filter Stufe - OFU Level	58
5.3	Der OFU-Filter bei IceCube 40	59
5.4	Modifikation für IceCube 59	64
5.5	Signalerwartung von Transienten Objekten	68
6	Analyse des Potentials von Kaskaden für das Optical Follow Up Programm	73
6.1	Motivation	73
6.2	Der Kaskadenfilter	75
6.2.1	Level 1 Online Kaskadenfilter	75
6.2.2	Level 2 Kaskadenfilter	76
6.2.2.1	Qualitätsparameter	76
6.2.3	Korrelation der Qualitätsparameter	89
6.2.4	Filterergebnisse	89
6.2.4.1	Effektives Volumen	93
6.2.4.2	Vergleich zum IC22 Detektor	94
6.3	Mögliche Auswirkungen von Kaskaden auf das Optical Follow Up Programm	94
6.3.1	Wahrscheinlichkeitsanalyse	95
7	Zusammenfassung	101
	Literaturverzeichnis	105

1 Einleitung

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde angenommen, dass die messbare Strahlung radioaktiven Ursprungs sei und der Erde entstamme. Im Jahr 1911 konnte Victor Hess aber in Ballonexperimenten nachweisen, dass die Strahlung mit steigender Höhe zunimmt. Die bis dahin akzeptierte Ansicht wurde widerlegt und es begann die Untersuchung der kosmischen Strahlung. Die Forschung im Gebiet der Astroteilchenphysik umfasst die Untersuchung von Photonen in den verschiedensten Wellenlängenbereichen wie z.B. Röntgenstrahlung und Gammastrahlung, aber auch die Untersuchung anderer Teilchen wie z.B. Protonen, die mit der oberen Erdatmosphäre wechselwirken und messbare Teilchenschauer in der Luft erzeugen.

Zwei grundlegende Ziele der Forschung sind das Auffinden insbesondere der Quellen, von denen die hochenergetische Strahlung stammt, und das Verständnis der Beschleunigungsmechanismen, die für die Existenz der hochenergetischen Teilchen nötig sind. Bei verschiedenen Teilchenarten gibt es unterschiedliche Probleme, um die Quellen der kosmischen Strahlung zu finden. Geladene Teilchen werden von galaktischen Magnetfeldern abgelenkt und bieten damit keine gute Richtungsinformation auf ihren Ursprung. Photonen werden dagegen nur durch Gravitation sehr großer Massen abgelenkt und ihre Messung kann daher zur Richtungsbestimmung für eine Quelle genutzt werden. Bei Photonen kann es zur teilweisen oder vollständigen Absorption durch Materie wie z.B. Staub oder zur Wechselwirkung mit anderen Teilchen der kosmischen Strahlung kommen, was die Beobachtung der Quellen erschwert.

Eine Lösung für dieses Problem bietet die Neutrinoastronomie. Neutrinos sind schwach wechselwirkende neutrale Teilchen, die folglich weder von Magnetfeldern beeinflusst noch in starkem Maße durch Materie absorbiert werden. Sie eröffnen damit die Möglichkeit, eine genaue Richtungsbestimmung zu einer Quelle durchzuführen und diese auch durch materiereiche Gebiete hindurch zu erkennen.

Zusätzlich ließe eine Messung hochenergetischer Neutrinos Schlüsse auf die Beschleunigungsmechanismen zu. Hochenergetische Neutrinos entstehen aus Mesonenzerfall. Die Mesonen müssen vor dem Zerfallsprozess zu hohen Energien beschleunigt oder hochener-

getisch in anderen Reaktionen erzeugt werden. Dazu ist es notwendig, dass Hadronen zu hohen Energien beschleunigt werden. Eine Messung hochenergetischer Neutrinos aus einer kosmischen Quelle wäre folglich ein deutlicher Hinweis auf hadronische Beschleunigung.

Der dritte Vorteil ist die Möglichkeit, mit Neutrinos Rückschlüsse auf die Prozesse im Inneren z.B. eines Sterns bei einer Supernova Explosionen vornehmen zu können. Dies ist unter anderem mit optischen Teleskopen aufgrund der hohen optischen Dichte von Sternen nicht möglich.

Diese Vorteile sind auf die Eigenschaft des neutralen Neutrinos zurückzuführen, dass es nur schwach wechselwirkt. Damit lassen sich Neutrinos allerdings auch nur schwer nachweisen und die Konstruktion von großen Detektoren ist nötig.

Zur Messung von transienten Objekten wie Gamma-Ray Bursts (GRBs) und Supernovae (SNe) durch Messung hochenergetischer Neutrinos wurde der IceCube Detektor entwickelt, der bis zum Jahr 2011 am geographischen Südpol vollständig fertig gestellt werden soll. Der Ausbau findet in Stufen während der Sommermonate am Südpol statt, sodass schon während der Bauphasen Daten aufgenommen werden können.

Ein Großteil dieser Daten besteht aus Messungen von Hintergrundereignissen, die von den im Vergleich wenigen interessanten Ereignissen zu trennen sind. Dies stellt eine große Herausforderung dar. Es gibt verschiedene Ansätze, das Problem zu lösen.

2008 wurde eine neue Analyseverfahren zur Unterdrückung des Hintergrundes entwickelt, die gleichzeitig die Signifikanz einer möglichen Entdeckung von GRBs bzw. SNe erhöht. Sie besteht aus der Kombination einer Echtzeitsuche nach Neutrinomultipletts mit Hilfe eines Online-Filters und damit gekoppelten optischen Beobachtungen. Dabei wird der Datenstrom in IceCube stetig nach Myon-neutrinomultipletts durchsucht, die in übereinstimmender Ankunftszeit und Richtung den Detektor auslösen. Die Richtungsinformation wird anschließend an die ROTSE-Kollaboration gesandt, mit deren optischen Teleskopen das entsprechende Himmelsgebiet beobachtet wird.

In dieser Arbeit wird der in IceCube für das Optical Follow Up (OFU) Programm verwendete Neutrino Burst Filter erweitert und das Potential der Einbeziehung von Kaskaden untersucht. Dazu wird im zweiten Kapitel ein Überblick über die Theorie von Supernovae und Gamma-Ray-Bursts gegeben und das jeweils erwartete Neutrinosignal beschrieben. In den Abschnitten drei und vier wird der IceCube Detektor selber, sowie die Physik und Methodik der Neutrinomessung beschrieben und das Simulieren von Ereignissen im Detektor umrissen. Anschließend wird im Abschnitt fünf das bestehende Optical Follow

Up System erläutert. In den Monaten des Jahresübergangs von 2008 auf 2009 wurde der Detektor vergrößert und die dadurch nötigen Änderungen im System während dieser Arbeit erarbeitet und vorgenommen. Sie und ihre Konsequenzen für eine mögliche Detektion von Gamma-Ray-Bursts oder Supernovae schließen diesen Teil der Arbeit ab.

Der letzte Teil der Arbeit besteht in einer ersten Abschätzung, ob eine Erweiterung des OFU-Programms auf alle Neutrinoarten sinnvoll scheint und die Entdeckungswahrscheinlichkeit von GRBs und SNe erhöhen könnte. Das dieser Arbeit zugrunde liegende OFU-Programm beschränkt sich derzeit auf die Detektion von auf Myonneutrinos zurückzuführenden Myonen, die den Vorteil leichter Detektion und guter Richtungsauflösung aufweisen. In der Arbeit wird auch das Potential von durch Neutrinos ausgelösten Teilchenschauern untersucht. Für diese Untersuchung werden Parameter entwickelt, die Aspekte eines Ereignisses beschreiben und zur Trennung von Signal und Hintergrund genutzt werden können. Einer dieser Parameter beruht auf Informationen - den sogenannten Soft Local Coincidences (SLCs) - die in dieser Form 2009 zum ersten Mal gespeichert wurden. Anhand dieses Parameters wird der Gewinn für eine Schaueranalyse durch die SLCs deutlich.

2 Supernovae und Gamma-Ray-Bursts

Supernovae und Gamma-Ray-Bursts gehören zu den beeindruckendsten Phänomenen in unserem Universum, die kontinuierlich weiter erforscht und beobachtet werden. Ein Beitrag zur Vergrößerung unseres Wissens über diese Objekte könnte durch die Neutrinoastronomie geleistet werden. In diesem Kapitel werden einige der Modelle erläutert, die dieser Annahme zugrunde liegen.

2.1 Supernovae

Supernovae (SNe) können auf zwei verschiedene Arten klassifiziert werden. Historisch werden sie wie in Abbildung 2.1 dargestellt aufgrund ihrer Absorptionsspektren unterschieden, was mit der Suche nach Wasserstoff in den Überresten einer SN beginnt (SN I/II) und mit detaillierteren Differenzierungen mittels weiterer Elemente wie Silizium fortgesetzt wird.

Eine modernere - wenn auch grobe - Art der Klassifizierung beruht auf den Energie- bzw. Massenquellen, die es dem Kern eines Sternes ermöglichen, die Massengrenze der Chandrasekhar-Masse M_{Ch} zu überschreiten, ab der eine Supernova entstehen kann.

Supernovae des Typs SN Ia können aus Sternen geringer Massen entstehen, sofern sie sich in ihrem Endstadium als Weißer Zwerg in einem Doppelsternsystem befinden und aus der Hülle des Partnersterns Gas akkretieren. Dies setzt sich solange fort, bis die Masse des Weißen Zwerges die Chandrasekhar-Grenze überschreitet und der Stern durch Eigengravitation zu kollabieren beginnt. Ein großer Teil der Masse besteht in diesem Fall aus fusionsfähigen Materialien wie Kohlenstoff, das durch den Kollaps in einer schnellen Reaktion gezündet wird, und zur kompletten Explosion des Sternes führt. Aufgrund der meistens sehr ähnlichen Zusammensetzung sowie der gleichen kritischen Masse von Weißen Zwergen ist die Stärke der Explosion ebenfalls vergleichbar. Es gibt verschiedene Modelle und Untersuchungen [2, 3] bezüglich der nötigen Eigenschaften des Sternsystems, die für das Entstehen einer SN vom Typ Ia nötig sind.

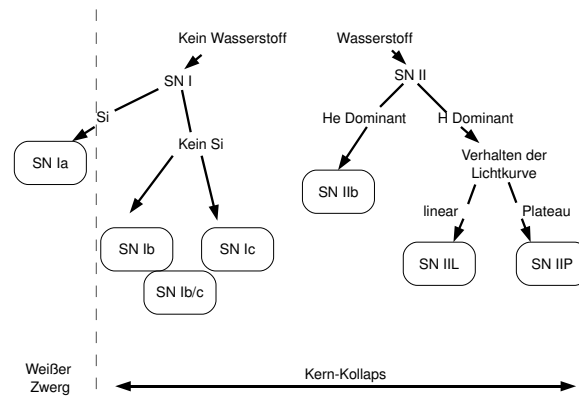


Abbildung 2.1: Klassifizierung von Supernovae (SNe) aufgrund ihrer Spektren. Im speziellen wird nach Wasserstoff (H), Helium (He) und Silizium (Si) gesucht. Der Typ Ia resultiert aus Massenakkretion eines Weißen Sternes, während der Rest durch Kern Kollaps initiiert wird. Angelehnt an Abbildung 1.1 aus [1]

Entsteht die Supernova dagegen in einem System mit nur einem Stern, so wird der Explosionsprozess über einen Kollaps des eisenhaltigen Kerns mit einer Masse $m > M_{\text{Ch}}$ eingeleitet. Die nötige Grundmaterie zur Produktion eines solchen Kernes kann nicht akkretiert werden, sondern muss aus der sterneigenen Materie stammen, weswegen nur Sterne einer Mindestmasse von acht Sonnenmassen $m = 8 \cdot M_{\odot}$ in diesen Prozess münden können. Zu dem Eisenkern gelangt ein Stern, indem er im Laufe seines Lebens alle Fusionszyklen durchläuft. Am Ende eines Zyklus verlagert sich die Fusion der Restmaterie eines Stoffes an den Rand des Sternes, während in ihrem Kern - dem Ort der höchsten Temperatur - die Zündung des nächsten Zyklus stattfindet. Dies führt am Ende des Lebens zu einem geschichteten Aufbau des Sternes mit Eisenkern im Inneren, der von Hüllen aus Silizium, Neon, Kohlenstoff, Helium und Wasserstoff umgeben ist. Mit dem Entstehen eines Eisenkerns nimmt die Verbrennung ein Ende, da schwerere Elemente für eine Fusion einen Energiezuschuss benötigten statt Energie zu emittieren. Aufgrund der großen Masse des Sternes herrschen große gravitative nach innen gerichtete Kräfte, denen ein im Wesentlichen auf degenerierte Elektronen zurückzuführender nach außen gerichteter Druck als stabilisierende Kraft entgegen wirkt, der das Kernwachstum durch Siliziumverbrennung weiter bis zur Überschreitung der Chandrasekhargrenze möglich macht. An diesem Punkt wird die Dichte und der vorherrschende Druck so groß, dass die Elektronen von Protonen im Eisen mittels des inversen β -Zerfalls eingefangen werden und nicht

mehr zu dem das Gleichgewicht erhaltenen Druck beitragen. Dies führt zu einer zu neutronhaltiger Materie, die wiederum über β -Zerfall in kleinere Nuklide und schließlich in Neutronen zerfallen, und zu einem Druckverlust, der ein Übergewicht der Gravitation und den Kollaps des Kerns als Folge hat. Dieser Prozess wird zudem durch Photodesintegration unterstützt, indem hochenergetische Gamma-Strahlung die Eisenkerne aufbricht und - teilweise über den Zwischenschritt des α -Teilchens - Protonen und Neutronen erzeugt werden. Es entsteht ein maximal komprimierter Neutronenstern im Inneren, an dem die mit supersonischen Geschwindigkeiten nachstürzende Materie abprallt und als Schockwelle nach außen propagiert. Dabei verliert sie schnell Energie, die zur weiteren Desintegration des Eisens und zur Erhitzung der Materie dient, aber nach gängigen Modellen nicht zur Abstoßung der Sternhülle in einer Explosion ausreicht.

Erst durch die zusätzliche Energie der in diesen Prozessen entstandenen Neutrinos, die aufgrund der hohen Dichten im Schockgebiet in ausreichendem Maße mit der Materie wechselwirken, erreicht der Schock genug Energie, um aus dem kollabierenden Kern auszubrechen und die äußeren Schichten als Supernova abzusprengen.

Bis heute können solche Ereignisse mit zweidimensionalen Computersimulationen jedoch nicht simuliert werden. Es ist allerdings unklar, ob der Grund Probleme in der Simulation oder nicht berücksichtigte physikalische Zusammenhänge sind [4].

2.2 Gamma-Ray-Bursts

Gamma-Ray-Bursts (GRB) gehören zu den hellsten Objekten am Himmel. Sie entstehen aus schweren Sternen, deren Restmasse von etwa 10^{54} erg in Energie umgesetzt wird. Dabei wird hochenergetisches Plasma entlang der Rotationsachse des Sternes als relativistischer Jet in den Raum emittiert, was aufgrund der Synchrotronstrahlung der Elektronen zu einem Blitz von Gammastrahlung führt [5]. Sie wurden 1973 zum ersten mal zufällig von den VELA Satelliten [6] entdeckt, die zur Überprüfung der Einhaltung des Vertrages zum Verbot von Nuklearwaffentests [7] in den Orbit gebracht wurden. Erst 1991 wurde das *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO) mit dem *Burst and Transient Experiment* (BATSE) [8] an Bord als erste von mehreren Missionen (BeppoSax [9], HETE [10], Swift [11] und Fermi/GLAST Burst Monitor [12]) zur Untersuchung bzw. Detektion dieser Phänomene gestartet. Die wesentlichen Funde sind:

- GRB sind extragalaktische Objekte und sind im sichtbaren Universum isotrop verteilt,
- Das Photonenspektrum folgt einem gebrochenen Potenzgesetz,
- nach der initialen Emission von Gammastrahlen kann ein Nachglühen (afterglow) der GRB Überreste beobachtet werden. Die Dauer kann von wenigen Stunden im optischen Band zu einigen Tagen im Radiospektrum variieren.

Zudem können die GRBs aufgrund ihrer Emissionsdauer in 2 Kategorien eingeordnet werden. Es gibt kurze GRBs mit einer Dauer bis zu 2 s, die etwa 1/3 aller Ereignisse ausmachen und im Allgemeinen das härtere Spektrum aufweisen. Das gängigste Modell beinhaltet eine Verschmelzung von zwei Neutronensternen als Ursprung des Prozesses [13]. Die langen GRBs von einer Dauer bis zu 100s, die für diese Arbeit von Bedeutung sind, können durch sogenannte Feuerbälle (*fireball-modell*) erklärt werden[14, 5].

2.2.1 Das fireball-Modell - Ursprung der Gammastrahlung

Das Modell beschreibt den hochrelativistischen Ausstoß von Materie in Form eines Plasmas von Photonen, Protonen und e^\pm in zwei entgegengesetzten Jets. Der Feuerball ist optisch dicht und Photonen werden nur sichtbar, wenn sie die Oberfläche durchstoßen. Sie werden mit einer Energie $E_\gamma \gg 1$ MeV gemessen, was relativistische Geschwindigkeiten des Jets voraussetzt, um den Mangel einer Energiereduzierung über Paarbildung auf Energien $E_\gamma \approx 0,5$ MeV, wie es in nichtrelativistischen Plasmen der Fall ist, zu erklären.

Dieses Modell bringt jedoch einige Komplikationen mit sich. Die Ausdehnung des Feuerballs würde in ein thermales Spektrum und nicht in dem beobachteten Potenzspektrum münden. Weiterhin läge die Dauer des Lichtblitzes beim Übergang des Mediums von optisch dicht zu dünn bei wenigen Millisekunden und widerspräche somit der gemessenen Zeit von bis zu 100 s.

Um das Problem zu lösen, wurde das Modell durch Einführung von Schockwellen erweitert. Dies sind Druckwellen, die sich schneller als die Schallgeschwindigkeit im Gas ausbreiten und somit schneller als die Geschwindigkeit sind, mit der Informationen im Gas ausgetauscht werden. Es folgt eine Abgrenzung zwischen zwei Gebieten mit unterschiedlichen Dichten, Drücken und Temperaturen, die sich aufgrund der hohen Geschwindigkeit nicht angleichen können, sondern abrupt in einander übergehen. Teilchen im Übergangsbereich solcher Schockwellen gewinnen bei jedem Übergang gemäß der Fermi-Beschleunigung [15] Energie und können durch vielfaches Überbeten der Grenze hohe

Energien erreichen. Die kinetische Energie der Baryonen würde in nicht thermische Photonen umgewandelt und eine längere Emission gemäß eines Potenzspektrums möglich werden. Eine solche Schockwelle entsteht, wenn die hochrelativistische Materie des Feuerballs auf die ruhende Materie des interstellaren Mediums trifft. Diese wird im Gebiet der Schockwellen mitgetragen und ebenfalls beschleunigt, wodurch der Schock progredient an Energie verliert und langsamer wird. In diesem Fall spricht man von einer externen Schockwelle [16], in denen Strahlung produziert wird, die gut mit Beobachtungen des Afterglows übereinstimmt.

In zeitlichen Bereich von Millisekunden können jedoch Variationen in der Lichtkurve eines GRBs festgestellt werden, die sich mit den externen Schockwellen nicht erklären lassen. Diese lassen sich mit der Einführung von weiteren sogenannten internen Schockwellen deuten [17]. Sie bedürfen eines variablen Antriebs, der Materie in Wellen mit unterschiedlichen Lorentzfaktoren in den Raum stößt und somit das Aufeinandertreffen von Materie mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten möglich macht. Wiederum bilden sich Schockwellen aus, an denen Teilchen beschleunigt werden, die dann den Beobachtungen entsprechende Gamma-Strahlung produzieren können. Dies konnte in Simulationen [18, 19] bestätigt werden.

Für den variablen Antrieb und für die Entstehung eines GRBs gibt es verschiedene Modelle. Unter ihnen sind das “millisecond magnetar”-[20], das supranova- [21] und das collapsar-Modell, die alle eine starke Rotation des sehr massiven Sterns voraussetzen. Im Folgenden wird das collapsar-Modell etwas ausführlicher besprochen. Es beruht auf einem massiven, stark rotierenden Stern, dessen Kern in ein Schwarzes Loch kollabiert, um das sich im Anschluss eine Akkretionsscheibe aus Masseüberresten ausbildet. Die nun vorhandene Gravitations- und Rotationsenergie wird über nicht gut verstandene Prozesse genutzt, um e^\pm , p sowie γ in einem hochrelativistischem Plasma entlang der Rotationsachse auszustoßen. Eine Theorie, die den nötigen Energieübertrag von Gravitationsenergie zur kinetischen Energie des Plasmas beschreibt, beruht auf Energieübertrag mittels Magnetfeldern. Das Durchqueren der Sternhülle seitens der Plasmajets führt zu einer weiteren Fokussierung und endet mit dem Durchstoß der Hülle und dem Zusammentreffen mit dem interstellaren Medium. Eine weitere Evolution der Akkretionsscheibe führt zum Ausstoß ^{56}Ni -haltiger Materie in breitere Volumina um die beiden Pole (siehe Abb. 2.2), was letztlich die Explosion des verbliebenen Sterns in einer SN auslöst.

Der genaue Verlauf des gesamten Prozesses und damit die beobachtbare Stärke des GRBs und der SN kann aufgrund von Parametern wie des Drehimpulses und der Akkretionsrate stark variieren und zu unterschiedlichen Beobachtungen führen.

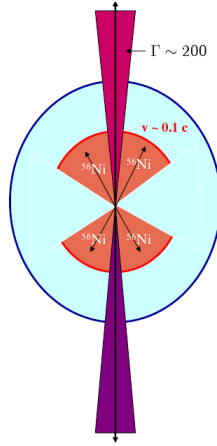


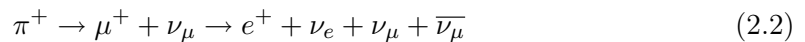
Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Gamma-Ray-Bursts in Kombination mit einer Supernova mit dem schmalen hochrelativistischen Jet als Quelle des GRBs und dem breiteren Ausstoß, der zur Explosion des Sternes führt. Aus [22].

2.2.2 Neutrinos von GRBs

Der soweit beschriebene GRB produziert zufolge gängiger Modelle Neutrinos. Wie oben beschrieben werden Protonen mittels Fermibesleunigung Energie zugeführt, so dass sie mit dem Photonenfeld, das durch Synchrotronstrahlung der e^\pm entsteht, wechselwirken können. Erreicht die Schwerpunktsenergie der Reaktion die Masse des Δ -Teilchens, werden diese gemäß



resonant produziert und zerfallen anschließend wiederum in Neutronen und Pionen. Der Pionzerfall



führt daraufhin zur Produktion von Neutrinos entsprechend (2.2), deren Detektion das Ziel von Neutrinodektoren auf der Erde sind.

Neben den Neutrinos, die in den Gebieten der externen [23] und internen Schockwellen erzeugt werden [24], haben Mészáros und Waxman 2001 zusätzlich TeV Neutrinos vorhergesagt [25], die noch vor dem Durchbruch des Feuerballs durch die Sternhülle gemäß den Abläufen in den Gleichungen 2.1 und 2.2 aus Protonen in Reaktion mit dem vorhanden

Photonfeld produziert werden. Aufgrund der optischen Dichte der Sternhülle wird dieses Modell besonders interessant, da es wegen der Abwesenheit von nach außen dringenden Photonen nicht optisch nachgewiesen werden kann. Eine Bestätigung dieses Modells ist demzufolge nur mit Neutrinos möglich.

Im Folgenden sollen die Spektren der Prompten Neutrinoemission aufgrund der internen Schockwellen diskutiert werden.

2.2.2.1 Neutrinospektrum

Ein GRB sendet Strahlung nach einem bestimmten Spektrum ab, dass für verschiedene Ereignisse aufgrund verschiedener physikalischer Eigenschaften variieren kann. In diesem Abschnitt wird das Spektrum der Strahlung untersucht, die durch die Beschleunigung der Teilchen in den internen Schockwellen entsteht. Es folgt gemäß [26] einem gebrochenen Potenzgesetz

$$E_\gamma^2 \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = A_\gamma \begin{cases} E_\gamma^{\alpha_\gamma} & \text{für } E_\gamma < \epsilon_1^\gamma \\ E_\gamma^{\beta_\gamma} & \text{für } E_\gamma > \epsilon_1^\gamma \end{cases} \quad (2.3)$$

Die Parameter α_γ und β_γ müssen von Fall zu Fall dem Spektrum eines GRBs angepasst werden. Der Bruch im Potenzgesetz und der resultierende steilere Verlauf können entweder durch Kühlung der Elektronen bei hohen Energien [14, 27] oder durch inverse Comptonstreuung erklärt werden [28, 29].

Neben den Photonen sind die Protonen die Ausgangsteilchen für die Neutrinoproduktion, für die angenommen wird, dass sie aufgrund des gleichen Beschleunigungsmechanismus dem Elektronspektrum folgen [30]. Die Neutrinos folgen wiederum in erster Näherung dem Protonenspektrum [31] und es folgt das Spektrum

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} = A_\nu \begin{cases} \left(\frac{E_\nu}{\epsilon_1^\nu}\right)^{-\alpha_\nu} & \text{für } E_\nu < \epsilon_1^\nu \\ \left(\frac{E_\nu}{\epsilon_1^\nu}\right)^{-\beta_\nu} & \text{für } \epsilon_1^\nu < E_\nu < \epsilon_2^\nu \\ \left(\frac{E_\nu}{\epsilon_1^\nu}\right)^{-\beta_\nu} \left(\frac{E_\nu}{\epsilon_2^\nu}\right)^{-2} & \text{für } E_\nu > \epsilon_2^\nu \end{cases} \quad (2.4)$$

wobei der Faktor A_ν der Normierung auf das Photonspektrum dient. Der Bruch bei ϵ_1^ν hängt mit dem Verlauf des Photonspektrums (2.3) und der minimal nötigen Schwerpunktsenergie in (2.1) zusammen, die trotz abnehmender Photonenergie erreicht werden muss. Es folgt [30]

$$\epsilon_1^\nu = 7 \cdot 10^5 \cdot (1+z)^{-2} \frac{\Gamma_{2,5}^2}{\epsilon_{1,\text{MeV}}^\gamma} \text{ GeV} \quad (2.5)$$

womit die Energie zusätzlich von der Rotverschiebung z des Sterns als auch von dem Lorentzfaktor $\Gamma_{2,5} = 10^{2,5}$ des Feuerballs abhängig ist.

Je höher die Energie eines Teilchens ist, desto mehr Synchrotronstrahlung wird emittiert, was auch für die diejenigen gilt, aus deren Zerfall Neutrinos entstehen (2.2).

Ab der Grenze ϵ'_2 wird der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung signifikant und die Zahl der Pionen, die hochenergetische Neutrinos produzieren können, nimmt ab. ϵ'_2 ist im Gegensatz zu der Grenze bei ϵ'_1 von der Neutrinoart abhängig, da ein Myonneutrino direkt aus dem Pionzerfall entsteht, während ein Antimyonneutrino und Elektronneutrino wiederum als Zerfallsprodukte des Myons existieren. Das Pion hat im Vergleich zum Myon jedoch eine höhere Energieschwelle, wodurch es mehr Myonneutrinos mit Energien $E_\nu > \epsilon'_2$ gibt als andere Neutrinos. Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich der Fluss von Myonneutrinos berechnet und unter Annahme von Neutrinooszillation auf Elektronneutrinos ausgeweitet. Dies entspricht nicht der korrekten Betrachtung, reicht jedoch aufgrund der angestrebten Ziele und der Unsicherheiten im Modell für diese Arbeit aus. Unterschiede zwischen einzelnen Flüssen können für verschiedene GRBs in Variationen der Sterne oder aber auch in verschiedenen Neigungen der Jet-Richtung in Bezug zur Erde liegen, die nicht unwesentliche Variationen in der Beobachtung hervorrufen können.

Waxman und Bahcall [32, 33] haben unter der Annahme, dass die komplette Protonenergie auf die Pionen übertragen wird, und der Verwendung von mittleren Werten für die benötigten Parameter (Tabelle 2.1) eine obere Grenze für den Neutrinofluss berechnet. Dieser wird im folgenden nur noch WB-Fluss bzw. das Spektrum wird nur noch WB-Spektrum genannt.

A_ν	$9,46 \cdot 10^{-5} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \text{sr}}$
α_ν	-1
β_ν	0
ϵ'_1	10^5GeV
ϵ'_2	10^7GeV

Tabelle 2.1: Es sind die mittleren Werte gemäß den Waxman-Bahcall Berechnungen für das Neutrinospektrum eines GRB angegeben [32, 33].

2.3 Zusammenhang zwischen Supernovae und GRBs

Es gab schon früh erste Überlegungen, die eine Verbindung zwischen SNe und GRBs unterstützen würden. Beide Phänomene resultieren aus sterbenden massiven Sternen, was für manche Forscher ein impliziter Hinweis auf einen Zusammenhang war. Zudem gab es Beobachtungen von GRB-Nachglühen, die nicht dem erwarteten Potenzgesetz folgten, sondern Erhebungen in den Verläufen aufwiesen, die auf die Lichtkurve einer SN hinweisen könnten. Für eine definitive Aussage sind jedoch spektrale Observierungen eines solchen Vorgangs nötig. Ein erster handfesterer Hinweis bestand in der Detektion der SN 1998bw innerhalb der Fehlerbox um den GRB 980425 herum in zeitlicher und örtlicher Koinzidenz [34, 35]. Neben weiteren Hinweisen (SN 2002lt & GRB 021211) folgte 2003 die übereinstimmende Messung der SN 2003dh und des GRBs 030329, bei der ausgiebige spektrale Beobachtungen gemacht und die SN eindeutig nachgewiesen werden konnten [36, 37].

Betrachtet man jedoch die Zahl der beobachteten GRBs und SNe und deren Koinzidenz unter Berücksichtigung der Tatsache, dass GRBs nur bei Ausrichtung der Jetachse gen Erde beobachtbar sind, so scheint es immer noch viele SNe ohne eine Verbindung zu GRBs zu geben. Eine mögliche Erklärung könnte in der Notwendigkeit liegen, dass die Sterne bis zum Ende ihres Lebens genug Drehimpuls behalten müssen, um den Antrieb eines GRBs mit genügend Energie unterstützen zu können. Die äußere Hülle eines Sterns expandiert schnell und verliert als Konsequenz der Drehimpulserhaltung an Rotationsgeschwindigkeit, was aufgrund von Wechselwirkungen mit den Schichten im Inneren des Sterns zu einer generellen Verlangsamung der Drehgeschwindigkeit führt. Für das gemeinsame Entstehen von GRB und SN muss die äußere Hülle folglich möglichst früh abgestoßen werden, ohne einen zu hohen Masseverlust des Sterns in diesem und späteren Prozessen auszulösen [38].

Im collapsar-Modell wird die aus der Akkretion stammende Gravitationsenergie zweifach genutzt - sowohl als Antrieb der Supernova als auch des GRBs. Abhängig von den genauen Bedingungen (Drehimpuls etc.), die im Zentrum des Sternes herrschen, könnte ein Jet nur noch schwach relativistisch werden und aus Energiemangel nicht mehr fähig sein, die Sternhülle zu durchbrechen. In diesem Fall kann der Jet aufgrund der optischen Dichte nicht mehr optisch, sondern unter der Voraussetzung von Protonbeschleunigung im Jet nur noch über den Neutrino kanal nachgewiesen werden.

2.3.1 Neutrinos von schwach relativistischen Jets

In 2004 entwickelten Razzaque, Mészáros und Waxman [39] ein Modell (RMW-Modell) bezüglich schwach relativistischer Jets mit einem Lorentzfaktor von $\Gamma_b = 3$, das Neutrinos im TeV Bereich vorhersagt. Demnach sind in langsamen Jets die Baryondichten deutlich höher als bei ihren hochrelativistischen Verwandten und die Neutrinoproduktion folgt somit aus dem Zerfall von Mesonen (π^\pm), die direkt in p - p -Kollisionen statt über den Umweg der Deltaresonanz erzeugt wurden. RMW gehen von einer typischen kinetischen Energie der Jets von $E_j = 3 \cdot 10^{51}$ erg, einem Öffnungswinkel von $\Theta_j = \Gamma_b^{-1} \approx 0,3 \text{ rad} \leftrightarrow 17^\circ$ und einer zeitlichen Variation des Antriebs von ca. 0,1 s aus. Dies führt zu einem Radius von $r_j = 5 \cdot 10^{10}$ cm, was den Jet auf das Innere eines typischen Sterns beschränkt. Von der Jet-Energie werden jeweils etwa 10% in die Beschleunigung der Elektronen, Positronen und Protonen umgesetzt. Die e^\pm kühlen umgehend über Synchrotronstrahlung ab, was aufgrund der hohen optischen Dichte zu einer Thermalisierung des Photonspektrums und nicht zu einer einem Potenzverlauf folgenden Gammastrahlung führt. Für die Protonen wird angenommen, dass sie entsprechend einem E^{-2} -Spektrum beschleunigt werden und neben der radiativen Kühlung über Synchrotronstrahlung zusätzliche Kühlung über den Bethe-Heitler Prozess ($p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$) erfahren, wobei der Einfluss einer Kühlung wesentlich von deren Zeitskala im Vergleich zur Dauer der Protonbeschleunigung

$$t_a = \frac{E_p}{eB} \approx 10^{-12} \text{ s} \quad (2.6)$$

abhängt. Dabei steht B für das vorhergesagte Magnetfeld, e für die Elektronenladung und E_p für die Protonenergie.

Im Jahr 2005 erweiterten Ando und Beacom das Modell [40], indem sie neben den Pionen auch Kaonen als mögliche der Neutrinoproduktion dienenden Mesonen mit einbezogen.

$$\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2.7)$$

Das Spektrum dieser Neutrinos wird durch verschiedene Kühlungsprozesse stark beeinflusst. Es wird durch die Wechselwirkung von Protonen und Photonen, die mit $t_{p\gamma} = 6 \cdot 10^{-8}$ s eine deutlich geringere zeitliche Größenordnung als die Beschleunigung aufweist und die ab der Energie

$$E_{p\gamma} = \frac{0,3}{E_\gamma} \text{ GeV}^2 = 7 \cdot 10^4 \text{ GeV} \quad (2.8)$$

möglich wird, auf einen maximalen Wert begrenzt. Zusätzlich zu den Protonen werden auch die Mesonen über radiative und hadronische Prozesse gekühlt. Die Zeitskala

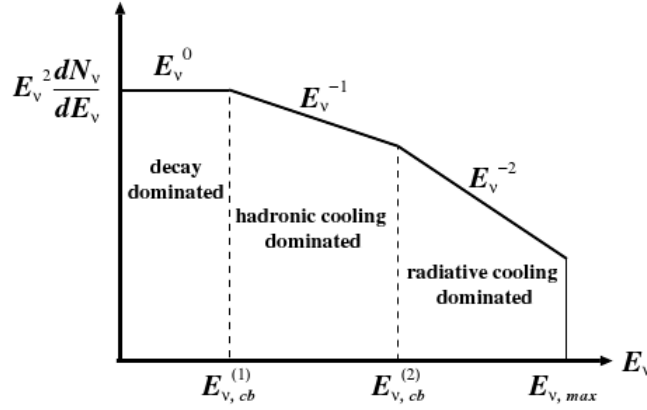


Abbildung 2.3: Neutrinospektrum nach Ando & Beacom [40] für aus Kaon- und Pionzerfall resultierende Neutrinos. Die Grenzenenergien variieren für verschiedene Mesonen.

der radiativen Variante in Form von Synchrotronstrahlung und inversem Comptoneffekt folgt einem antiproportionalem Zusammenhang $t_{rK} \propto E^{-1}$ und führt erst bei hohen Energien zu einem signifikant werdenden Einfluss, während die hadronische Kühlung ($\pi + p$ bzw. $K + p$) eine energieunabhängige Skala (t_{hK}) aufweist.

Zusammenfassend erhält man ein Spektrum (Abb. 2.3), bei dem bei kleinen Energien der Zerfall der Mesonen in Myonen und Neutrinos gegenüber den verschiedenen Kühlmechanismen überwiegt, sodass erst ab Grenzenenergien, die für Pionen und Kaonen verschiedenen sind, Brüche im Spektrum aufgrund einsetzender Kühlung entstehen. Die hadronische Kühlung beginnt ab einer Energie

$$E_1 \propto \Gamma^7 \Theta^2 = \Gamma^5 \iff \Theta = \Gamma^{-1} \quad (2.9)$$

Einfluss zu nehmen und unterdrückt das Spektrum um E^{-1} . Aufgrund der starken Abhängigkeit vom Lorentzfaktor ist diese Energie sehr modellabhängig und eine Vermessung des Spektrums würde Rückschlüsse auf den Faktor und damit das Modell möglich machen.

In Energiebereichen ab

$$E_\nu^\pi = \frac{\Gamma_b E_\pi}{4} \quad E_\nu^K = \frac{\Gamma_b E_K}{2}, \quad (2.10)$$

in denen die radiative Kühlung dominiert und das Spektrum um einen weiteren Faktor E^{-1} unterdrückt wird, kommt der wesentliche Vorteil der Kaonen zum tragen. Die

Zeitskala für die radiative Kühlung

$$t_{rK} \propto m^4 \quad (2.11)$$

ist stark abhängig von der Masse des Mesons. Somit ist sie für Kaonen bei gleichen Energien größer als bei Pionen und verschiebt den Einflussbereich dieser Kühlung für Kaonen zu höheren Energiebereichen. Man erhält

$$E_{\nu,1}^\pi = 30 \text{ GeV} \quad E_{\nu,2}^\pi = 100 \text{ GeV} \quad (2.12)$$

$$E_{\nu,1}^K = 200 \text{ GeV} \quad E_{\nu,2}^K = 2 \cdot 10^4 \text{ GeV} \quad (2.13)$$

Zur Simulation des Spektrums und letztendlich zur Bestimmung der Neutrinozahl im IceCube-Detektor wird die Normierung des Flusses bei der ersten Grenzenergie mit

$$F_\nu = \frac{\langle n \rangle B_\nu}{8} \frac{E_j}{2\pi\Theta_j^2 d^2 \ln\left(\frac{E_{p,max}}{E_{p,min}}\right)} \frac{1}{E_{\nu,(1)2}} \quad (2.14)$$

$$= \begin{cases} 5 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} & \text{für } \pi\text{-Zerfall} \\ 5 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} & \text{für K-Zerfall} \end{cases} \text{ bei } d = 10 \text{ Mpc} \quad (2.15)$$

mit der Zahl der Zerfallskanäle $\langle n \rangle$, der Branching Ratio B_ν , dem Abstand d zur Quelle und dem Faktor $\ln\left(\frac{E_{p,max}}{E_{p,min}}\right)$ zur Normierung des Protonenspektrums an die Jetenergie gegeben. Es folgt das Spektrum

$$\frac{dN}{dE} = \frac{F_{\nu,0}}{4\pi} \begin{cases} \left(\frac{E_1^{\pi,K}}{E_\nu}\right)^2 & E_\nu < E_{\nu,1}^{\pi,K} \\ \left(\frac{E_1^{\pi,K}}{E_\nu}\right)^3 & E_{\nu,1}^{\pi,K} < E_\nu < E_{\nu,2}^{\pi,K} \\ \left(\frac{E_1^{\pi,K}}{E_\nu}\right)^3 \left(\frac{E_2^{\pi,K}}{E_\nu}\right) & E_{\nu,2}^{\pi,K} < E_\nu < E_{\nu,max}^{\pi,K} \end{cases} \quad (2.16)$$

3 Neutrinonachweisprinzip und der IceCube Detektor

Der IceCube Detektor ist ein sich im Bau befindlicher Neutrinodetektor tief im Eis in der Nähe des geographischen Südpols, der bis 2011 mit einem 1 km^3 großen Detektorvolumen fertig gestellt werden soll. Der Grundbaustein des Detektors sind sogenannte Trossen, die ins Eis eingelassen und an denen die Digital Optical Modules (DOMs) befestigt sind.

DOMs sind in Glaskugeln einer Wandstärke von 17 mm und mit einem Durchmesser von ungefähr 30 cm untergebrachte elektronische Systeme, die Licht im Detektor in ein elektrisches Signal umwandeln und über einen Photomultiplier verstärken. Tritt dies aufgrund eines eintreffenden Photons ein, so spricht man von einem Hit. Das Signal wird im DOM selber digitalisiert und im Fall eines getriggerten Ereignisses ausgelesen und gespeichert.

Mit dem Detektor sollen Neutrinos in einem Energiebereich von einigen GeV bis hin zu EeV gemessen werden. Neutrinos weisen einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt auf und sind somit nur äußerst schwer detektierbar. Als Konsequenz braucht man ein großes Detektorvolumen, in dem nicht die Neutrinos selber sondern Sekundärteilchen detektiert werden können, die in Neutrinowechselwirkungen produziert werden. Dazu müssen die Interaktionsprozesse der Neutrinos und deren Signale im Detektor verstanden sein.

Im Folgenden werden deshalb sowohl die Physik der Neutrinowechselwirkung und -messung als auch der Detektor selber näher erläutert.

3.1 Messung von Neutrinos

3.1.1 Neutrino Wechselwirkungen

Dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik zufolge ist die Wechselwirkung der neutralen Neutrinos auf die schwache Kraft beschränkt. Demzufolge interagiert das Neutrino via Austausch eines W^\pm -Bosons über den geladenen Strom (3.1) oder mittels eines

Z^0 -Bosons über den neutralen Strom (3.2). Je nach Neutrinoenergie können unterschiedliche Prozesse dominieren. In dem hier betrachteten Bereich von über 100 GeV resultiert die tief-inelastische Streuung des Neutrinos mit einem Nukleon N beim geladenen Strom in der Produktion eines Leptons und beim neutralen Strom in der Streuung des Neutrinos. Zusätzlich entsteht in beiden Fällen ein hadronischer Teilchenschauer X , der aus der Hadronisierung der Überreste des Nukleons entsteht.

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \quad (3.1)$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X \quad (3.2)$$

Es sind die Endprodukte (siehe Abschnitt 3.1.2), die im Detektor gemessen werden und durch Auswertung der Messwerte indirekt Rückschlüsse auf die Neutrinos zulassen.

Die Anzahl der Ereignisse N_ν , die im Detektorvolumen wechselwirken, können mit

$$N_\nu(E_\nu) \propto \Phi_\nu(E_\nu) \cdot \sigma_\nu(E_\nu) \cdot N_{target} \cdot T \quad (3.3)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist $\Phi_\nu(E_\nu)$ der Fluss der Neutrinos der Energie E_ν , N_{target} die Zahl der zur Wechselwirkung zur Verfügung stehenden Teilchen (wie freie und gebundene Nukleonen oder auch Elektronen), T die Zeitdauer der Beobachtung und σ_ν gibt den Wirkungsquerschnitt an. Zum prinzipiellen Verständnis des Wirkungsquerschnittes und seiner Auswirkungen auf die Detektierbarkeit von Neutrinos kann anhand der Formel [41]

$$\sigma_{CC/NC} \propto \left(\frac{1}{Q^2 + M_{W/Z}^2} \right)^2 E_\nu \quad (3.4)$$

näher erläutert werden. $-Q^2$ gibt den Impulsübertrag zwischen dem eintreffenden Neutrino und dem finalen Lepton wieder und $M_{W/Z}$ steht - je nach Kanal - für die Masse des W^\pm bzw. des Z^0 -Bosons mit $M_W \approx 80$ GeV und $M_Z \approx 91$ GeV. Es besteht ein proportionaler Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnittes und der Neutrinoenergie E_ν . Die genaue Herleitung der Querschnitte ist [43] zu entnehmen. Die Strukturfunktionen werden von der CTEQ5 (Coordinated Theoretical Experiment Project on QCD) [44, 45] Kollaboration tabelliert bereitgestellt.

Bei Energien unterhalb 1 PeV überwiegen die Wechselwirkungsprozesse der Neutrinos im Vergleich zu denen der Antineutrinos (Abbildung 3.1), die erst bei höheren Energien im gleichen Maße interagieren, wenn die Wechselwirkungen mit den Seequarks des Nukleons überwiegen und die Beiträge der Antineutrinos nicht mehr helizitätsunterdrückt sind.

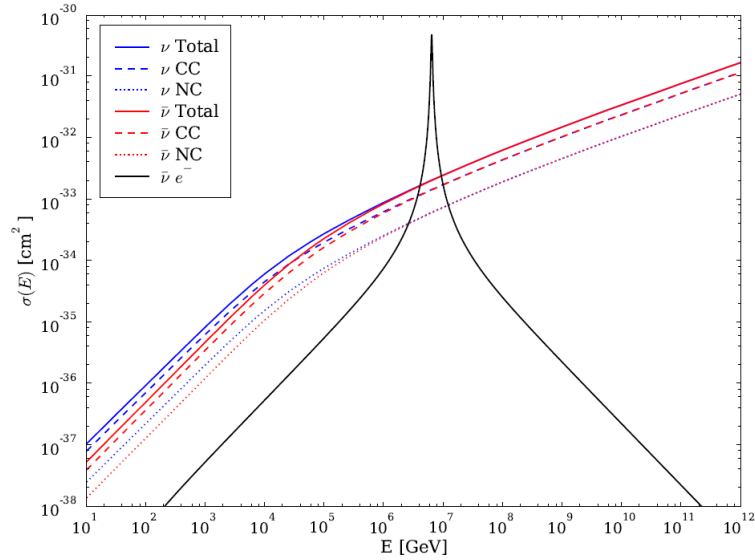


Abbildung 3.1: Neutrino-Nukleon Wirkungsquerschnitt aus [42] von 10 GeV bis 100 EeV. Die durchgezogenen Linien geben die totalen Wirkungsquerschnitte wieder, die aus dem geladenen (gestrichelt) und dem neutralen Strom (gepunktet) zusammengesetzt sind. Die Antineutrino- (rot) und Neutrinowirkungsquerschnitte (blau) unterscheiden sich für Energien unterhalb von 1 PeV, sind aber gleich für höhere Werte. Zudem ist der resonante Peak der Glashow Resonanz bei 6,3 PeV in schwarz gezeigt.

Beide Beiträge steigen bis zu einer Energie um 10^4 GeV linear an, ab der im Propagatorterm $1/(Q^2 + M_{W/Z}^2)$ der Impulsübertrag $Q^2(E)$ größer als der konstante Massenbeitrag wird und der Anstieg gedämpft wird. Es darf dabei nicht vergessen werden, dass experimentelle Daten aus Streuexperimenten zur Bestimmung der Strukturfunktionen und damit des Wirkungsquerschnittes energetisch begrenzt sind. Für Energien oberhalb 10^7 GeV können nur Extrapolationen gemacht werden [43].

Bei hohen Energien nimmt der Fluss der Neutrinos ab, was zu einer Verringerungen der Zahl gemessener hochenergetischer Neutrinos führt. Dieser Effekt wird durch den Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu hohen Energien hin leicht abgefedert.

Der Beitrag der νe -Wechselwirkungen kann in der Regel aufgrund des durch die niedrigere Elektronenmasse deutlich geringeren Wirkungsquerschnittes vernachlässigt werden. Eine Ausnahme hierfür stellt die Glashow-Resonanz [46] dar, bei der es aus $\bar{\nu}_e e^-$ Prozessen bei $E_{\bar{\nu}_e} = M_W^2/2m_e \approx 6,3$ PeV zur resonanten W^- -Produktion kommt. Dies führt an der Resonanzenergie zu einem Wirkungsquerschnitt, der etwa um einen Faktor 300 höher als

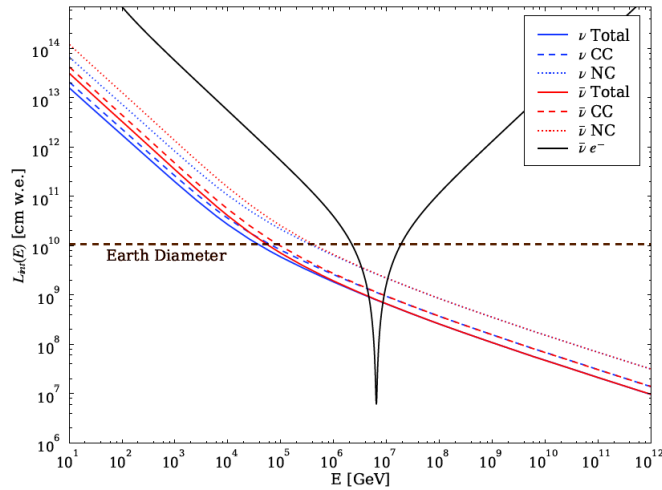


Abbildung 3.2: Die Wechselwirkungslänge für Neutrino-Nukleonstreuung als Funktion der Energie für den geladenen (gestrichelte Darstellung), neutralen (gepunktete Darstellung) und den totalen (durchgezogene Darstellung) Strom sowohl für Antineutrinos (rot) als auch Neutrinos (blau). Zudem wird sie in schwarz für Prozesse der Glashow Resonanz dargestellt. Aus [42].

der der geladenen Wechselwirkung (Abbildung 3.1) ist. Die W-Bosonen können anschließend eine hadronische Kaskade produzieren oder über $W^- \rightarrow \bar{\nu}_l l$ ein Lepton erzeugen, das im Detektor nachgewiesen werden kann.

Absorption in der Erde

Ein wesentlicher Bestandteil des Konzepts von IceCube ist die Nutzung der Erde als Schild zur Filterung des Hintergrundes und als Volumen, in dem Neutrinos trotz ihrer geringen Wirkungsquerschnitte mit Materie reagieren können.

Treffen kosmische Strahlen auf die obere Atmosphäre, so kommt es zu vielen Reaktionen, in denen unter anderem Myonen produziert werden. Ein Großteil der Ereignisse im Detektor sind solche Myonen, die das durch Neutrinos produzierte Signal überlagern. Vom südlichen Himmel kommend (downgoing), ist es schwer diese Myonen zu filtern, weswegen die Erde als natürliches Schild genutzt wird, indem ihr Material die Myonen nach wenigen Kilometern absorbiert. Dagegen ist die Wahrscheinlichkeit, dass Neutrinos die Erde passieren aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte deutlich höher. Die mittlere

Länge, nach der ein Neutrino in einem Material wechselwirkt, ist mit

$$L_{WW} = \frac{1}{\sigma_{tot}(E_\nu) \frac{N_A}{A} \rho} \quad (3.5)$$

gegeben [41]. $N_A = 6,022 \cdot 10^{-23} \text{ mol}^{-1}$ ist die Avogadro-Konstante, A die Massenzahl mit 1 g/mol für Nukleonen, ρ die Dichte des Mediums und $\sigma_{tot}(E_\nu)$ (siehe Gleichung 3.4) der von der Neutrinoenergie E_ν abhängige Wirkungsquerschnitt, weswegen L_{WW} bis $\sim 10 \text{ TeV}$ proportional zu E^{-1} ist und, wie in der Abbildung 3.2 gesehen werden kann, bei hohen Energien immer kleiner wird. Ab einer Energie von $\sim 50 \text{ TeV}$ wird der Wert für L_{WW} geringer als der Erddurchmesser und die Wahrscheinlichkeit

$$P(x) = 1 - \exp\left(-\frac{x}{L_{int}}\right) \quad (3.6)$$

einer Wechselwirkung nach einer Eindringtiefe x nimmt stark zu. Die Erde fängt an, selbst für Neutrinos undurchlässig zu werden und der Vorteil, die Erde als Schild gegen den Myonenhintergrund verwenden zu können, trägt nicht mehr. Hochenergetische Neutrinos sind mit IceCube nur in der südlichen Hemisphäre detektierbar.

3.1.2 Wechselwirkung geladener Teilchen im Eis

Im vorherigen Abschnitt wurden die Neutrinowechselwirkungen über die schwache Kraft und ihre Endprodukte beschrieben. Erst diese Teilchen werden im Detektor gemessen und aus den Messwerten können anschließend Rückschlüsse auf die Neutrinos gezogen werden. In diesem Abschnitt werden die Wechselwirkungen dieser geladener Teilchen mit dem Eis beschrieben.

Cherenkov-Strahlung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen (z.B. ein Myon oder ein Elektron) durch ein dielektrisches Medium - in diesem Fall das Eis - werden die Atome des Mediums entlang der Flugbahn polarisiert, was aufgrund der Ladungsverschiebung zur Emission von elektromagnetischen Wellen führt. Da sich die Teilchen mit $v = \beta \cdot c$ schneller als die lokale Lichtgeschwindigkeit $c' = c/n$ im Eis bewegen, wird mögliche destruktive Interferenz der Wellen von benachbarten Atomen verhindert (Abb. 3.3 links). Statt dessen bildet sich

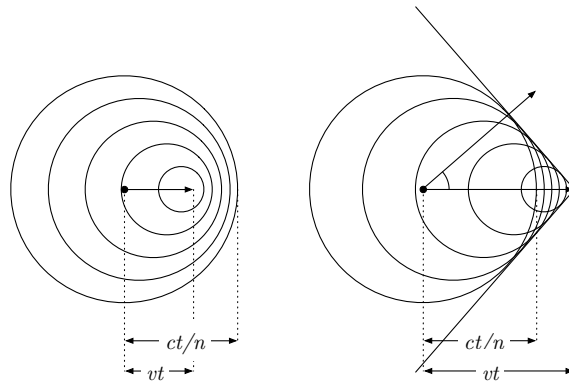


Abbildung 3.3: Darstellung des Cherenkov-Effektes aus [49]. Bei einem geladenen Teilchen mit $\beta = 0,5$ kommt es zu einer Verdichtung der Wellenfronten, aber erst mit $\beta \approx 1$ kommt es zu konstruktiver Interferenz und zur Produktion eines Lichtkegels.

eine gemeinsame Wellenfront, die sich unter dem Winkel θ_C

$$\cos(\theta_C) = \frac{c'}{v} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.7)$$

gegenüber der Flugbahn ausbreitet (Abbildung 3.3 rechts) und als Cherenkov-Strahlung [47] im Medium messbar wird. Dabei ist n der Brechungsindex des Mediums. Die Grenze, ab der dies möglich wird, ist mit $\beta \cdot n = 1$ und $\Theta_C = 0$ gegeben [48]. Für typische relativistische Ereignisse mit $E \geq 100$ GeV kann $\beta = 1$ für Elektronen und Myonen sicher angenommen werden. Mit $n = 1,32$ im Eis folgt der Winkel $\Theta_C \approx 41^\circ$ und es wird eine Richtung festgelegt, die im Folgenden zur Rekonstruktion einer Teilchenspur genutzt werden kann. Dazu wird die Cherenkov-Strahlung in den DOMs registriert und aufgrund der zeitlichen Verteilung der getroffenen DOMs die Spur des Teilchens berechnet.

Energieverlust geladener Teilchen im Detektor

Schwere geladene Teilchen wie z.B. das Myon, die Materie durchdringen, verlieren Energie über Ionisierung bei niedrigen und über radiative Abstrahlungen bei hohen Energien.

Die Ionisation wird durch die Bethe-Bloch Formel [50] beschrieben

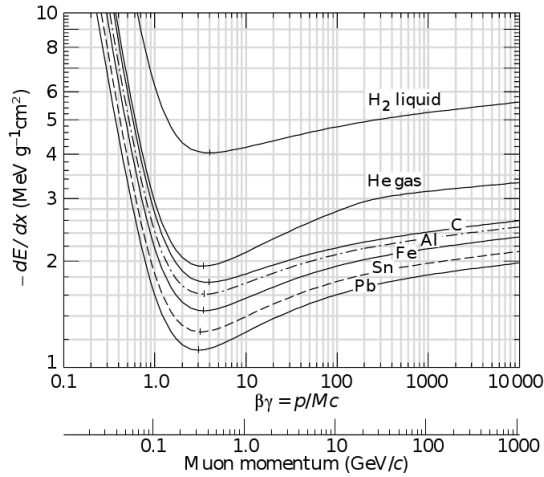


Abbildung 3.4: Der Energieverlust pro Strecke gemäß der Bethe-Bloch-Formel (3.8) für verschiedene Medien aus [50].

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \cdot z^2}{\beta^2}\right) \left(\frac{Z}{A}\right) \left[\frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e v^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right] \quad (3.8)$$

m_e ist die Elektronenmasse, N_A die Avogadokonstante, r_e der klassische Elektronenradius, c die Lichtgeschwindigkeit, T_{max} der maximal mögliche Energieübertrag an ein Elektron, $\delta(\beta\gamma)$ eine Dichtekorrektur bei niedrigen Energien und I das mittlere Ionisationspotential des Materials und v und z stehen für die Geschwindigkeit und Ladung des Teilchens. Die Verteilung (siehe Abb. 3.4) folgt $\sim \beta^{-2}$ bei niedrigen Energien, erreicht ein Minimum bei etwa $2Mc^2$ - mit der Masse M des geladenen Teilchens - und steigt dann logarithmisch mit der Energie an, um sich bei hohen Energien zu stabilisieren.

Bei höheren Energien findet jedoch ein immer größerer Beitrag des Energieverlustes über radiative Prozesse wie Bremsstrahlung statt. Bei der Bremsstrahlung [50] handelt es sich um die Abstrahlung von Energie in Form elektromagnetischer Strahlung seitens eines beschleunigten, geladenen Teilchens. In dem hier wichtigen Fall findet die Beschleunigung des Teilchens im Coulomb-Feld der Atome des Eises statt. Der Energieverlust der Bremsstrahlung wird mit

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Bremsstrahlung} = -\frac{E}{X_0} \quad (3.9)$$

beschrieben, wobei E die Energie des Elektrons bzw. des Teilchens und X_0 die mittlere

Strahlungslänge und damit die Distanz ist, nach der das Teilchen nur noch den $1/e$ Teil der ursprünglichen Energie besitzt. Näherungsweise ist das in Eis (Dichte $0,9 \text{ g cm}^{-3}$ bei 0°C)

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^2 A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \text{ g cm}^{-2} \approx 41 \text{ cm} \quad (3.10)$$

Ein durch Bremsstrahlung erzeugtes Photon mit einer Mindestenergie $E_{\gamma, \min} = 2 \cdot m_e$ produziert in der Regel wiederum nach einer durchschnittlichen Strecke von

$$\lambda_{Paar} = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.11)$$

[50] ein Elektron-Positron Paar, das - sofern es energetisch genug ist - erneut Energie über Bremsstrahlung abgibt. Auf diese Weise können Teilchenschauer (siehe Abschnitt 3.1.4) im Eis entstehen.

Die Grenze, an der die Beiträge der Ionisation und der Bremsstrahlung gleich groß sind, liegt im Falle eines Myons im Wasser bzw. im Eis um den Wert von 1 TeV [51]. Der Hauptteil des Hintergrundes in IceCube sind atmosphärische Myonen, die durch Kollisionen der kosmischen Strahlung mit den Bestandteilen der oberen Atmosphäre entstehen. Abhängig von ihrer Energie verlieren sie ihre Energie im wesentlichen über Ionisation oder aber bei hohen Energien radiativ über Bremsstrahlung. Die gemessene Cherenkov-Strahlung stammt in dem zweiten Fall nur zu kleinen Teilen von dem Myon selber, sondern wird hauptsächlich von den über die Bremsstrahlung entstehenden sekundären Teilchen erzeugt.

Bei Elektronen kann die kritische Energie, ab der der Energieverlust über Bremsstrahlung überwiegt, mit

$$E_C = \frac{800}{(Z+1,2)} \text{ MeV} \quad (3.12)$$

zu 72 MeV abgeschätzt werden [50]. Dieser Wert liegt weit unter der Sensitivitätsgrenze von IceCube. Entsteht ein Elektron aus der Wechselwirkung eines Neutrinos, dessen Energie hoch genug ist, um mit dem Detektor messbar zu sein, strahlt es höchstwahrscheinlich ein Bremsstrahlungsphoton ab.

3.1.3 Myonen

Ein Myon durchdringt das Eis in einer langen Spur. Das dabei erzeugte Cherenkovlicht wird in den DOMs registriert und die Zeit- und Ortsinformation der DOMs kann dazu genutzt werden, die Spur zu rekonstruieren (siehe Abbildung 3.5). Die langegezogene Signatur macht eine gute Richtungsrekonstruktion möglich.

Die Form der Spur wird durch die geringe Rate des Energieverlustes möglich gemacht. Der Verlust findet, wie beschrieben, über Ionisation, Bremsstrahlung, Photo-Nuklearen Wechselwirkungen und Paarbildung statt (siehe Abschnitt 3.1.2) und kann im Eis durch die Gleichung

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = -a - bE \quad (3.13)$$

beschrieben werden. Dabei gibt der konstante Term $a = 2,68 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ den Beitrag der Ionisierung wieder. Der zweite Term wächst linear mit der Energie und beschreibt mit $b = 4,7 \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$ die Summe der anderen Möglichkeiten [50, 52]. Diese Relation kann genutzt werden, um näherungsweise eine maximale Reichweite R_{max} eines Myons der Eingangsenergie $E_{\mu,0}$ zu errechnen.

$$R_{max} \approx \frac{1}{b \cdot \rho} \cdot \ln \left(1 + \frac{b}{a} E_{\mu,0} \right) \quad (3.14)$$

Mit der Dichte in Eis $\rho \approx 0,9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ für ein 1 TeV-Myon eine Strecke von $R_{max} = 2,4 \text{ km}$ berechnen. Liegt ein ausreichender Teil dieser Spur innerhalb des Detektors, kann sie gut rekonstruiert werden. Dies lässt sich zur Richtungsbestimmung des ursprünglich einlaufenden Neutrinos verwenden. Dabei gibt es zwei Prozesse, die einen Winkelunterschied zwischen primärem Neutrino und dem Myon erzeugen. Bei der initialen Wechselwirkung über den geladenen Strom kommt es zu einer leichten Streuung, deren mittlerer Streuwinkel mit

$$\langle \Theta_{\nu l} \rangle \approx 0,7 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-0,7} \quad (3.15)$$

gegeben ist [53], sodass sich für Energien über $\sim 0,5 \text{ TeV}$ Abweichungen von weniger als einem Grad ergeben. Zusätzlich interagiert das Myon mit den Nukleonen des Eises über elastische Coulomb-Streuung, die aber im Fall des schweren Myons im Vergleich zu einem Elektron sehr gering ist und hier vernachlässigt werden kann [54].

Die in IceCube sichtbaren Myonen entspringen drei Quellen.

- Atmosphärische Myonen: Wie schon mehrfach beschrieben, handelt es sich bei diesen Myonen um Sekundärteilchen aus den Reaktionen der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre, in denen unter anderem Pionen und Kaonen entstehen, die anschließend beim Zerfall Myonen erzeugen.

$$p + p \rightarrow \pi^\pm + X \quad (3.16)$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \quad (3.17)$$

Diese Myonen machen den wesentlichen Teil des Hintergrundes in IceCube aus, der möglichst herausgefiltert werden muss.

- Atmosphärische Neutrinos: Die gleichen Reaktionen (3.16,3.17) der kosmischen Strahlung, die die Myonen erzeugen, erzeugen ebenfalls Neutrinos. Diese können eigens untersucht werden oder wie im Fall dieser Arbeit als irreduzibler isotroper Hintergrund erscheinen. Das Energiespektrum fällt näherungsweise mit $\Phi \sim E^{-3}$ und wird für Energien $E_\nu \gg 1 \text{ TeV}$ mit $\Phi \sim E^{-3,7}$ noch steiler [55].
- Kosmische Neutrinos: Wie in Kapitel 2 beschrieben wurde, dienen nach gängigen Modellen verschiedenste Ereignisse im Universum als Produktionsstätten für hochenergetische Neutrinos, deren Messung das Ziel und der Zweck des IceCube Detektors ist.

3.1.4 Kaskaden

Die Suche nach Kaskaden weist einige Vorteile und einige Nachteile im Vergleich zu der Suche nach Myonspuren auf. Der wesentliche Nachteil besteht in der lokalisierten Lichtdeponierung, die im Vergleich zu einer langen deutlichen Myonspur schwerer zu detektieren ist und zudem zu einer schlechteren Richtungsaufösung von momentan 30° führt [Eike]. Somit können Kaskaden nach dem heutigen Stand immer nur als Hinweis auf eine Quelle dienen, aber nicht der Ermittlung der Richtung, in der die Quelle liegt.

Der wesentliche Vorteil der Suche nach Kaskaden ist die Erweiterung der Sensitivität vom Myonneutrino auf alle Neutrino flavours, da gemäß den Reaktionen (3.1,3.2) in allen Prozessen eine hadronische Kaskade X entsteht. Zusätzlich löst das Elektron, das über den geladenen Strom von einem Elektronneutrino erzeugt wird, eine elektromagnetische Kaskade aus.

Zusätzlich zu den von Neutrinos aus atmosphärischen und kosmischen Quellen ausgelösten Kaskaden gibt es auch Bremsstrahlung-induzierte Kaskaden, die durch Energieverlust

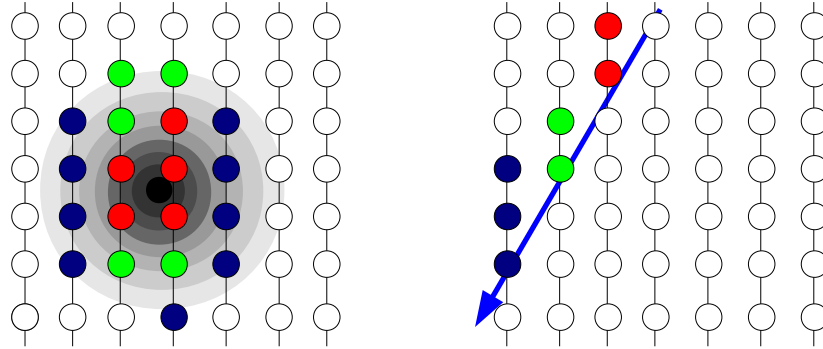


Abbildung 3.5: Illustration der Signaturen einer Kaskade (links) und eines Myons (rechts). Es sind mehrere Trossen mit DOMs dargestellt. DOMs, die Licht registrieren, sind in zeitlicher Anordnung von rot (früh) über grün zu blau (spät) farblich gekennzeichnet. Sie ähnelt der Abbildung auf der 11. Seite des Vortrages [56].

eines Myons entstehen können.

3.1.4.1 Elektromagnetische Kaskaden

Elektromagnetische Kaskaden beruhen auf der Wechselwirkung von den Atomen im Eis hochenergetischem Licht über Paarbildung und von Elektronen, die über Bremsstrahlung Energie verlieren. In einem einfachen Modell [50] wird angenommen, dass ein Elektron der Energie E_0 nach einer materialtypischen Strahlungslänge X_0 (3.10) ein Bremsstrahlung photon mit einer Energie $E_0/2$ emittiert. Der Prozess wiederholt sich für das Elektron wiederum nach einer weiteren Strahlungslänge mit der Erzeugung eines Photons der Energie $E_0/4$, während das erste entstandene Photon nach einer Länge $\lambda_{\text{paar}} = 9/7 X_0$ (siehe Abschnitt 3.1.2) ein Positron-Elektronpaar mit Energien $E_0/4$ erzeugt. Die Anzahl der Schauerteilchen verdoppelt sich also näherungsweise pro Strahlungslänge und man erhält nach t Strahlungslängen

$$N = 2^t \tag{3.18}$$

Teilchen mit einer Energie von

$$E(t) = \frac{E_0}{2^t} \tag{3.19}$$

deren Entstehung alle auf der ursprünglichen Wechselwirkung eines einzigen Teilchens mit dem Eis beruht.

Der Schauer bricht ab, sobald die Energie der Teilchen der kritischen Energie $E_C = 72 \text{ MeV}$ (3.12) entspricht. Das Schauermaximum von N_{max} Teilchen wird somit am Punkt des Schauerabbruchs nach t_{max} Strahlungslängen erreicht.

$$t_{max} = \log_2 \left(\frac{E_0}{E_C} \right) \quad N_{max} = 2^{t_{max}} = \frac{E_0}{E_C} \quad (3.20)$$

Neben der longitudinalen Ausbreitung entlang des ursprünglichen Teilchens kommt es aufgrund von Coulomb-Streuung [50] der Elektronen und Positronen zu einer lateralen Verbreiterung, die in Einheiten des Molier-Radius

$$R_M = \left(\frac{21,2 \text{ MeV}}{E_C} \right) X_0 \approx 9,2 \text{ cm} \quad (3.21)$$

angegebenen wird. Simulationen [42] ergeben, dass 90% der Schauerenergie innerhalb eines Zylinders des Radius R_M und 99% innerhalb eines Zylinders des Radius $3,5 \cdot R_M$ deponiert werden. Zudem ergeben solche Simulationen typische Schauerlängen von 5,2 m/GeV, womit Kaskaden einen Großteil ihrer Energie in einem Zylinder mit Radius $R \sim 30 \text{ cm}$ und einer Länge von $\sim 5 \text{ m}$ deponieren und aufgrund der Detektor-Geometrie (siehe Abschnitt 3.2) annähernd als Punktquelle im Detektor erscheinen. Wegen der großen Streuung der entstehenden Photonen im Eis fehlt ihnen eine große räumliche Struktur, die eine gute Richtungsrekonstruktion möglich machen würde. Statt dessen scheinen Kaskaden kugelförmig Licht im Detektor zu deponieren (siehe Abbildung 3.5).

3.1.4.2 Hadronische Kaskaden

Hadronische Kaskaden sind im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern deutlich komplizierter. Sie entstehen aus den Fragmenten des Nukleons, die in der Wechselwirkung mit dem Neutrino entstanden sind. Sie hadronisieren und erzeugen ebenfalls Cherenkov-Strahlung. Allerdings unterscheiden sie sich aus mehreren Gründen von den rein elektromagnetischen Schauern. Energie geht in den starken nuklearen Bindungen, die in der Hadronisierung produziert werden, verloren. Zudem werden nicht nur geladene, sondern auch neutrale Teilchen wie Neutronen produziert. Diese erzeugen keine Cherenkov-Strahlung, weswegen Energie verloren geht. Die entstehenden geladenen Teilchen (p , K^\pm , π^\pm , etc.) sind schwerer als Myonen und produzieren erst ab einer höheren Grenzenergie Cherenkovstrahlung. All diese Prozesse zusammen sorgen bei einer hadronischen

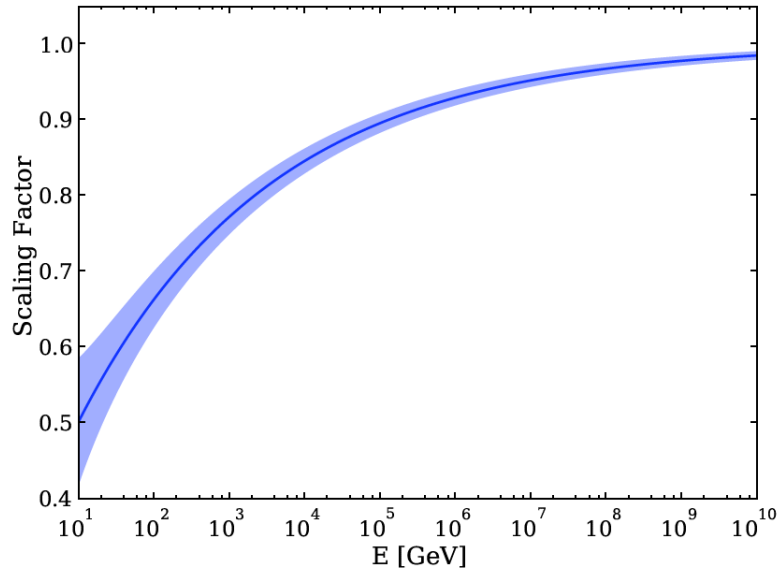


Abbildung 3.6: Energieskalierungsfaktor, der notwendig ist, um hadronische in elektromagnetische Schauer zu skalieren. Das blaue Band zeigt den Bereich auf, der Fluktuationen zugestanden wird. Aus [42]

Kaskade für ein schwächeres Signal mit einer geringeren Gesamtpurlänge T_{hadron} als bei elektromagnetischen Schauern T_{EM} . Die Gesamtpurlänge ist die Summe der Spurlängen - die Strecke, die ein Teilchen im Eis zurücklegt - aller geladenen Teilchen und damit proportional zur deponierten Energie. Die IceCube Software ist jedoch auf die Simulation der Lichtausbreitung von elektromagnetischen Kaskaden beschränkt. Hadronische Schauer werden berücksichtigt, indem elektromagnetische Kaskaden mit einem energieabhängigen Faktor [57]

$$F = \frac{T_{hadron}}{T_{EM}} \quad (3.22)$$

auf eine, den hadronischen Prozessen angemessene, Lichtmenge herunterskaliert werden. Der Faktor F nähert sich, wie man in Abbildung 3.6 sehen kann, für hohe Energien eins an, da bei hohen Energien im Vergleich zu den anderen möglichen Prozessen immer mehr die Produktion von neutralen Pionen (π^0) überwiegt, die wiederum ein Photonenpaar erzeugen und damit elektromagnetische Kaskaden auslösen und die Energie vollständig im Detektor deponieren.

Ein weiterer Prozess in einer hadronischen Kaskade ist die durch Zerfall eines Kaskadenproduktes (K^\pm, π^\pm) mögliche Produktion eines hochenergetischen Myons, das die typische - annähernd sphärische - Signatur einer Kaskade aufbrechen und verändern kann.

Im Mittel kann einer Kaskade oberhalb von 1 PeV ein Myon der Energie von 100 GeV zugeordnet werden, womit es an der unteren Energiegrenze des Messbereiches liegt.

3.2 Geometrie

Das 1 km^3 große Detektorvolumen, das bis 2011 fertig gestellt werden soll, wird durch 80 plus 6 ins Eis eingelassene Trossen gebildet werden. Die 80 Standardtrossen werden in einer hexagonalen Anordnung in einem Abstand von 125 Meter zueinander angeordnet und es sind an jeder Trosse mit 60 DOMs in einem regelmäßigen Abstand von 17 m in 1450 bis 2450 m Tiefe befestigt [55].

Zusätzlich wird der DeepCore Detektor [58] mit sechs Trossen im Zentrum von IceCube gebaut, der die Sensitivität insbesondere im niederenergetischen Bereich $< 1 \text{ TeV}$ bis unter 10 GeV verbessern soll. Dazu werden 10 DOMs in einer Tiefe zwischen 1750 und 1850 m oberhalb einer Staubschicht installiert, die als Veto des Hauptteils des Detektors dienen. Dieser besteht zusammen mit IceCube DOMs in der nahen Umgebung aus den restlichen 50 DOMs der DeepCore Trossen, die in einer Tiefe von 2100 bis 2450 m in sehr klarem Eis positioniert werden.

In Abbildung 3.7 ist die Konfiguration der Trossen mit farbiger Unterscheidung der verschiedenen Bausaisons dargestellt. Diese Arbeit entstand in der Phase, in der der IceCube Detektor mit 59 Trossen (IC59) zu Ende gebaut, in Betrieb genommen und zu Messungen verwendet wurde. Deswegen sind an dieser Stelle die Geometrie des IC40 Detektors und des IC59 Detektors wichtig.

3.3 Aspekte des Messprozesses und der Datenerfassung

3.3.1 Trigger

Aufgrund der entlegenen Lage am Südpol sowie der rein technisch begrenzten Fähigkeiten, sehr viel Informationen in geringer Zeit zu prozessieren, muss die getriggerte Ereignisrate niedrig gehalten werden. Dabei soll möglichst viel uninteressanter Untergrund ausgelassen, aber es sollen möglichst wenig interessante Ereignisse weggeschnitten werden. Der grundlegendste Trigger für die InIce Operation ist der “Simple Multiplicity Trigger” (SMT). Er wird ausgelöst, wenn innerhalb eines Zeitfensters von $5 \mu\text{s}$ 8 DOMs als Hard Local Coincidences (Abschnitt 3.3.2) getriggert werden. Für die von mir angestellten Untersuchungen ist ebenfalls der String Trigger relevant, der getriggert wird,

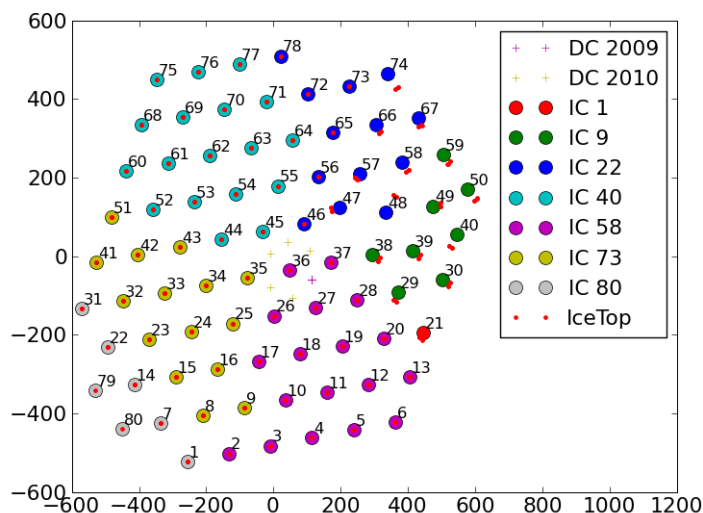


Abbildung 3.7: Darstellung der Trossenpositionierung von oben [59]. Der IceCube Detektor in der 40 Trossen Konfiguration wurde in den Saisons 2004-2008 (rot, grün, blau, türkis) gebaut. Die Erweiterung zum IceCube 59 Detektor fand in der Saison 2008-09 (lila) statt. Die weitere Planung inklusive der DeepCore Trossen kann der Abbildung ebenfalls entnommen werden. Die Positionierung der Trossen 79 und 80 wird noch debattiert. Aus [60].

wenn fünf von sieben aufeinanderfolgenden DOMs einer Trosse in einem Zeitfenster von $1,5 \mu\text{s}$ getroffen werden. Weitere Trigger sind in [61] beschrieben.

Wird die Voraussetzung eines Trigger erfüllt, werden alle Informationen innerhalb eines Zeitfensters von typischerweise $\pm 10 \mu\text{s}$ bei IC40 und $(-3, +7) \mu\text{s}$ [62] bei IC59 gespeichert und können zur Untersuchung des Ereignisses verwendet werden.

3.3.2 Hard Local Coincidence (HLC)

Erst wenn ein Trigger anspricht, werden die Daten von den DOMs vollständig verwendet. Wie schon in Abschnitt 3.2 beschrieben, wird das im DOM erzeugte elektrische Signal direkt vor Ort digitalisiert und erst anschließend an die Oberfläche gesendet. Um die Menge dieses Informationsflusses und das Rauschen einzelner DOMs zu begrenzen, wurden bis inklusive 2008 (also in der IC40 Konfiguration) nur solche DOMs ausgelesen, bei denen innerhalb von $1 \mu\text{s}$ ein direkter oder zweiter Nachbar an der gleichen Trosse ebenfalls Photonen registriert hat. Der Sinn besteht darin, die Einbeziehung von DOMs

zu vermindern, die durch Geräterauschen ein Photonsignal auslösen und folglich keine Informationen über ein Ereignis bereitstellen.

Man spricht in diesem Fall von Hard Local Coincidences (HLCs), auf denen zu diesem Zeitpunkt alle Rekonstruktionsalgorithmen beruhen.

3.3.3 Soft Local Coincidence (SLC)

Seit 2009 und dem Beginn des IC59 Detektors werden zusätzlich die sogenannten Soft Local Coincidences (SLCs) ausgelesen. Es sind DOMs, die Licht registriert haben, bei denen aber die Bedingung der zeitlichen Koinzidenz mit einem Nachbar-DOM nicht gegeben ist. Sie triggern einzeln und werden innerhalb des beschriebenen Zeitfensters von $(-3, +7)$ μs (Abschnitt 3.3.1) um den Zeitpunkt des Auslösens des Ereignistriggers ebenfalls gespeichert. Das Speichern aller Informationen, wie z.B. das Auslesen der kompletten Wellenform, würde jedoch Datenmengen produzieren, die das derzeitige System am Südpol nicht komplett verarbeiten und speichern kann. Um die Menge der Daten zu begrenzen, schränkt man sich stattdessen auf die wesentlichen Informationen wie einen Zeitstempel sowie drei FADC Ladungsbins um den höchsten Punkt [63] herum ein.

In Abbildung 3.8 ist die Zeitverteilung von SLCs in Relation zum Triggerzeitpunkt des Ereignisses bei $t = 0$ aufgetragen. In den Bereichen vor $(-3, -1)$ μs und $(4, 7)$ μs nach dem Maximum besteht die Verteilung im wesentlichen aus Hintergrundrauschen, das aufgrund des Zerfalls von radioaktiven Isotopen im Glas des DOMs entsteht. In der IceCube Software ist das Auslesefenster eigentlich auf 7 μs nach Ereignistriggerung begrenzt. Es gibt jedoch Ausnahmeregelungen für sehr helle Ereignisse, die eine Verlängerung des Fensters erlauben und die das langsame Abklingen in den Abbildungen bei Zeiten größer als 7 μs erklären. Um den Zeitpunkt des Ereignistriggers herum ist eine deutliche Zunahme an SLCs um den Faktor 2,5 im Vergleich zu den beschriebenen Bereichen bis 7 μs festzustellen. Dies lässt sich auf die Existenz von SLCs zurückführen, die ereignisrelevant sind somit zusätzlichen Informationsgehalt über ein Ereignis liefern können.

Für die Verwendung von SLCs in Analysen sind nur solche von Interesse, die durch ein Ereignis erzeugt wurden. Deswegen müssen sie von dem Untergrund der Hintergrund-SLCs getrennt werden. Dazu werden zwei Verfahren angewendet.

Auch wenn bei den SLCs keine zeitliche Koinzidenz zu einem Nachbar-DOM vorhanden ist, ist mehr Licht in der Region eines Ereignisses zu erwarten, was zu einer zeitlich begrenzten, räumlichen Anhäufung von SLCs in dieser Detektorregion führt. Diese Tatsache wird beim "RT-Cleaning" [64, 65] ausgenutzt, bei dem eine Kugel mit Radius R um

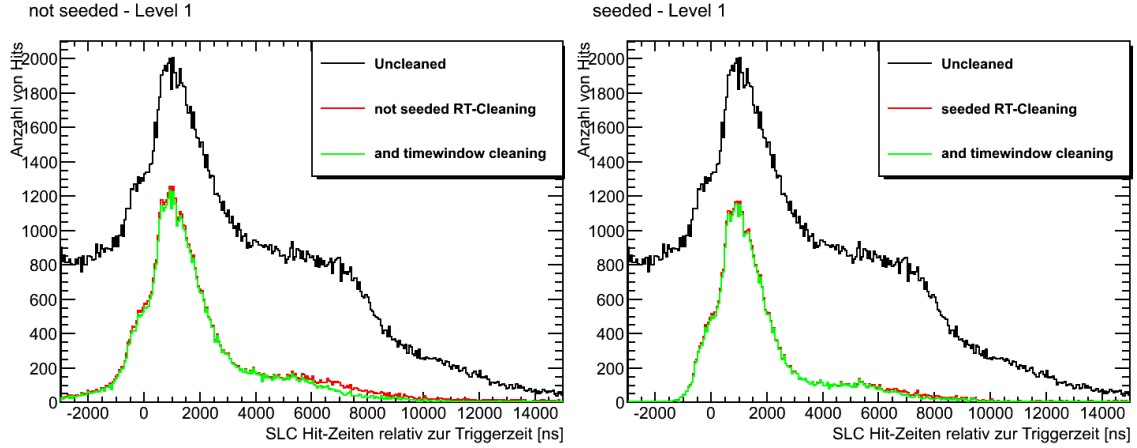


Abbildung 3.8: Es wird die Zeitverteilung von SLCs im Detektor von Ereignissen nach dem Level 1 Kaskadenfilter (Abschnitt 6.2.1) um den Triggerzeitpunkt $t = 0$ dargestellt. Es sind alle SLCs ohne jegliche Trennung des Signals vom Untergrund (schwarz), solche nach einem RT-Cleaning (rot) und einem zusätzlichen timewindow cleaning mit 6000 ns (grün) zu sehen. Auf der linken Seite wurde ein klassisches RT-Cleaning und auf der rechten Seite ein seeded RT-Cleaning durchgeführt.

jeden DOM, der als SLC getriggert wurde, definiert wird. Im Folgenden werden nur solche SLCs weiter verwendet, bei denen sich innerhalb dieser Kugel sowie innerhalb eines Zeitfensters der Dauer T ein weiterer als SLC getriggertes DOM befindet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Standardwerte

$$R = 150 \text{ m} \quad (3.23)$$

$$T = 1000 \text{ ns} \quad (3.24)$$

verwendet. Die Methode kann verfeinert werden, indem die Filterung ein Anfangssatz (“seed”) an schon sauberen Hits - wie den HLCs - übergeben wird. In diesem Fall wird nach SLCs gesucht, die innerhalb des RT-Raumes mit einem HLC übereinstimmen. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Das seeded RT-Cleaning scheint vielversprechender, weil es den Hintergrund bei geringem Signalverlust um 70 % reduziert.

Anschließend folgt eine weitere Säuberung, die als “time window cleaning” bezeichnet wird, durch Auswahl aller SLCs, die innerhalb eines Zeitfensters von 6000 ns liegen. Der Anfang des Fensters wird so gelegt, dass die maximal mögliche Zahl von SLCs im Fenster liegen. In Abbildung 3.8 sind die Zeitverteilungen nach dem RT-Cleaning (rot) und nach

	HLC	classic RT Cleaning	seeded RT Cleaning
Anteil an Hintergrund nach Säuberung	3,0 %	17,8 %	5,2 %
Anteil an Signal nach Säuberung	72,7 %	95,9 %	95,2 %

Tabelle 3.1: Ergebnisse des RT-Cleanings für den klassischen Fall ohne seed und dem seeded RT Cleaning mit HLCs als Ausgangspunkt. Es wurden die Werte $R = 150$ m und $T = 1000$ ns gewählt.

dem time window cleaning (grün) zu sehen. Es wird deutlich, dass das letztere Verfahren das Maximum kaum beeinflusst, während die SLCs im Ausläufer leicht reduziert werden. Der Hauptanteil der Säuberung findet jedoch durch das RT-Verfahren statt.

Die SLCs beinhalten zusätzliche Informationen, mit denen ein Ereignis eingeordnet und Signal vom Hintergrund getrennt werden kann. Ein erster Ansatz wird in Abschnitt 6.2.2 beschrieben. Im Folgenden wird im Fall einer klassischen Säuberung vom Datensatz 1 und bei einem “seeded” RT Prozess vom Datensatz 2 gesprochen.

4 Ereignissimulation und verwendete Datensätze

Die Aufgabe des IceCube Detektors ist die Messung von Sekundärteilchen, die bei Neutrinowechselwirkungen im Eis entstehen. Die Auswertung der Messwerte lässt Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Neutrinos zu. Es werden Signal und Hintergrundereignisse mit Monte Carlo (MC) Algorithmen simuliert, um unterscheidbare Kennzeichen zu finden, mit denen letztlich die mit dem realen Detektor gemessenen experimentellen Daten einordnen zu können. Die wesentlichen Schritte der Simulationskette von simulierten Ereignissen sind in diesem Kapitel beschrieben.

4.1 Simulationsprinzip

4.1.1 Simulierte Neutrino Ereignisse

Die Simulation wird mit dem auf dem ANIS (All Neutrino Interaction Simulation)-Code [66] beruhenden Neutrinogenerator durchgeführt. Die Neutrinos werden isotrop an der Erdoberfläche erzeugt und anschließend durch die Erde propagiert. Dabei können sie allen Wechselwirkungen wie dem geladenen und dem neutralen Strom und im Falle von Antielektronenneutrinos auch der Glashow-Resonanz unterliegen. Im Falle des geladenen Stroms (siehe Gleichung 3.1) wird ein Lepton produziert, das in der Erde absorbiert werden kann und dann den Detektor nicht erreichen würde. Beim neutralen Strom (Gleichung 3.2) dagegen wird das finale Neutrino mit einer geringeren Energie weiter propagiert. Erreicht das Neutrino ein spezifiziertes Volumen um den Detektor, wird eine Wechselwirkung erzwungen und die entstehenden Produkte (Lepton und Hadronische Kaskaden) werden in anderen Programmen weiter verwendet. Das Erzwingen einer Wechselwirkung ist notwendig, um die Zahl der zu produzierenden Neutrinos gering zu halten, während man gleichzeitig genug Ereignisse simuliert, um Statistik betreiben zu können. Es entsteht eine höhere Rate als es in der Realität der Fall ist. Deswegen wird jedem

Ereignis eine Wahrscheinlichkeitsgewichtung zugeordnet, sodass in der Simulation die wahre Ereignisrate reproduziert werden kann.

Neutrinos werden typischer Weise mit einem mit E^{-1} gewichteten Spektrum simuliert, das später umgewichtet werden kann, um dem Spektrum eines transienten Objektes oder dem atmosphärischen Neutrinospektrum zu entsprechen.

4.1.2 Simulation von Ereignissen im Eis

4.1.2.1 Myonsimulation

Entsteht bei der Wechselwirkung des Neutrinos im Eis ein Myon, wird dessen Ausbreitung mit dem MMC (Muon Monte Carlo) [67] simuliert. Dabei werden alle im Abschnitt 3.1 beschriebenen Prozesse des Energieverlustes berücksichtigt. Bei hochenergetischen Myonen findet der Energieverlust in diskreten Schritten entsprechend der mittleren freien Weglänge statt, die mit geringerer Energie kürzer werden. Ab Myonenergien unterhalb 0,5 GeV wird der Energieverlust als kontinuierlich angenommen. Die gleiche Energiegrenze gilt für Sekundärteilchen, die ab einer Energie größer als 0,5 GeV individuell betrachtet und in die Simulation eingebunden werden.

Der dargestellte Prozess kann für Myonenspuren innerhalb verschiedener Medien berechnet werden - Luft, Schnee, Eis und Stein.

4.1.2.2 Kaskadensimulation

Resultiert die Neutrinowechselwirkung im Eis dagegen in der Entstehung einer Kaskade, so wird sie mit dem CMC (Cascade Monte Carlo) Programm [68] simuliert. Die Schauer werden aufgrund der geringen DOM-Dichte im Detektor häufig als punktförmig angenommen, während sie in Wirklichkeit eine longitudinale Ausdehnung entlang der Flugrichtung des originalen Teilchens aufweisen. Ab Energien oberhalb von 1 TeV kann diese Länge mehrere Meter betragen und muss für gute Resultate entsprechend berücksichtigt werden. Oberhalb dieser Energiegrenze spaltet CMC die Kaskade in mehrere kleine Unter-Schauer auf, die drei Strahlungslängen ($X_0 \approx 42$ cm in Eis) auseinander und mit einer der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum angepassten Zeitverzögerung hintereinander platziert werden. Die Energien entsprechen dem in Abschnitt 3.1.4.1 beschriebenen Profil für elektromagnetische Kaskaden.

Hadronische Schauer produzieren weniger Cherenkov-Strahlung im Detektor (siehe Abschnitt 3.1.4.2). Sie werden simuliert, indem elektromagnetische Schauer mit einem Faktor (Gleichung 3.22) herunterskaliert werden.

4.1.3 Detektorsimulation

Der abschließende Teil der Simulationskette nutzt die aus den bisherigen Simulationen entstehende Cherenkov-Strahlung und verarbeitet sie bis zum Signal auf Trigger-Level. Die erste Stufe beschreibt die Ausbreitung der Cherenkov-Photonen im Eis und bestimmt die Anzahl, die letztlich einen DOM erreicht. Aufgrund der starken örtlichen Unterschiede durch u. a. Staub im Eis variiert der Absorptions- und Streuungsgrad von Licht im Eis deutlich. Der Ursprungsort der Photonen und die Position der DOMs müssen berücksichtigt werden, was für die Simulation von Ereignissen im ganzen Detektor eine enorme Rechenleistung nach sich zieht. Die Photonics-Software [69] berechnet deswegen zuvor Tabellen, die Photonen-Amplituden sowie Verzögerungsverteilungen am DOM für Quellen aus verschiedenen Richtungen bereitstellen und damit den letzten Schritt zum DOM vereinfachen.

Es folgt die Simulation der Erzeugung von Photoelektronen im DOM. Der hit-maker [68] benutzt die Photonics-Tabellen und berechnet mit der mittleren Anzahl der ankommenden Photonen unter Verwendung der Poisson-Verteilung die Zahl an Photo-Elektronen, die im Weiteren prozessiert werden. Zudem wird die Zeitverzögerung aufgrund von Streuung berücksichtigt, um die Ankunftszeit der einzelnen Photonen zu bestimmen.

Eine Simulation des Photo-Multipliers beschreibt die Signalverstärkung im Detektor und übergibt das Signal anschließend an den DOMSIMULATOR, der die anschließende elektronische Verarbeitung wie z.B. die Wandlung in ein digitales Signal simuliert. Dabei werden entstehende elektronische Artefakte mit einbezogen und anschließend Daten unter der Berücksichtigung von lokalen (HLC und SLC) und detektorweiten Triggern gespeichert.

4.1.4 Simulierte Luftschauer

Der dominante Hintergrund aus atmosphärischen Myonen entsteht durch Wechselwirkungen zwischen der kosmischen Strahlung und den Atomen der oberen Atmosphäre. Es werden Luftschauer produziert, die mit dem standard-Simulationspaket CORSIKA (COsmic Ray SIMulation KAscade) [70] für Luftschauer berechnet werden.

Untersuchung des Myuonkanals		
	IC40	IC59
Singlett Corsika MC	Datensatz 1516	
Doublett Corsika MC	Datensatz 1511	
Triplett Corsika MC	Datensatz 1550	
Signal MC (ν_μ)	Datensatz 1560	
Experimentelle Daten	Juni-July 2008/ Dezember 08-Januar 09	Run 113579-113588

Tabelle 4.1: Verwendete Datensätze für die Untersuchung des Myonkanals.

Der Hauptanteil des Hintergrundes besteht aus einzelnen Schauern, die einzelne oder Gruppen von Myonen erzeugen. Es gibt jedoch noch andere Fälle, in denen mehrer Schau-er innerhalb des Triggerzeitfensters entstehen und somit koinzidente Ereignisse erzeugen, die in das Detektorvolumen eindringen und falsch als ein sich scheinbar gen Erdoberfläche (upgoing) bewegendes Teilchen rekonstruiert werden können. Solche falschen Rekonstruk-tionen müssen in einer Analyse entdeckt und aussortiert werden.

Die in dieser Simulation entstehenden Myonen müssen anschließend mit MMC (Abschnitt 4.1.2.1) und der Detektorsimulation (Abschnitt 4.1.3) weiter verarbeitet und am Ende als Hintergrund gespeichert werden.

4.2 Verwendete Datensätze

In dieser Arbeit wurde sowohl mit simulierten als auch experimentell gemessenen Daten gearbeitet. Im Falle der Simulationen wurde das Neutrinosignal von Myonen bzw. Elek-tronen und auch der Hintergrund durch atmosphärische Myonen - als Singlett oder auch als Koinzidenzereignis - verwendet werden. Die Monte Carlo Datensätze (Tabellen 4.1, 4.2) wurden auf der Basis eines fertigen 80 String Detektors simuliert und die Ergebnisse anschließend auf die benötigten Konfigurationen (IC40 und IC59) umgerechnet. Dazu werden die Triggerbedingungen erneut überprüft und die Rekonstruktionsalgorithmen auf den verminderten Datensatz angewandt.

Im ersten Teil der Arbeit wird der IC40 Optical Follow Up (OFU) Filter (Abschnitt 5) untersucht und an die 59 Trossen Konfiguration angepasst. Es musste folglich mit experimentellen und Simulationsdaten im Myonkanal für beide Detektorgrößen gearbei-

Untersuchung des Kaskadenkanals	
IC59	
Singlett Corsika MC	Datensatz 1516
Doublett Corsika MC	Datensatz 1511
Signal MC (ν_μ)	Datensatz 1568
Experimentelle Daten	Run 113587

Tabelle 4.2: Verwendete Datensätze für die Untersuchung des Kaskadenkanals.

tet werden. Der zweite Teil der Arbeit konzentriert sich auf Kaskaden im 59 Trossen Detektor.

5 Optical Follow Up (OFU)

In diesem Abschnitt wird eine erste Beschreibung des Systems der durch IceCube ausgelöste optischen Folgebeobachtungen im Rahmen der IC40 Konfiguration und die Anpassung des Systems an 59 Trossen vorgenommen. Im Rahmen des Optical-Follow-Up-Programms wird am Südpol online nach Neutrino-Multipletts aus einem bestimmten Zeit- und Raumenster gesucht, um den Zeitpunkt und die ermittelte Richtung als Triggersignal an die optischen ROTSE Teleskope (siehe Abschnitt 5.2.1) zu senden. Die Multiplettsuche beschränkt sich dabei im Moment auf die Suche nach Myonen, die durch Wechselwirkungen von Myonneutrinos mit dem Eis entstehen.

Der optische Teil des Experiments wird in Grundzügen beschrieben, steht aber nicht im Fokus dieser Arbeit; es wird vielmehr der IceCube Beitrag analysiert und vorgeschlagene Verbesserungen werden vorgestellt.

5.1 Motivation

Mit den ersten Theorien, die die Produktion von hochenergetischen Neutrinos ($E_\nu > 100\text{GeV}$) in transienten Objekten wie GRBs und SNe vorhersagten, wurden der modernen Neutrinoastronomie interessante Möglichkeiten eröffnet.

Das Grundprinzip bei der Suche nach solchen Objekten besteht in dem Auffinden von Multipletts (siehe Abschnitt 5.2.2) von Neutrinos, die innerhalb eines eingeschränkten Zeitfensters aus der gleichen Richtung kommen. Solche Ereignisse können ein Hinweis auf transiente Objekte sein oder sie können zufällig durch den isotropen Hintergrund an atmosphärischen Neutrinos entstehen. Dieser wird durch die Forderung nach Multipletts aber schon stark unterdrückt. Eine genauere Untersuchung kann in einer offline-Analyse mit viel Rechenleistung geschehen oder direkt online am Südpol. In dem zweiten Fall steht zwar weniger Rechenleistung für aufwendige Rekonstruktionen zur Verfügung, dafür stehen die Informationen in Echtzeit zur Verfügung. Sie können als Triggersignal für optische Folgebeobachtungen (Optical Follow Up bzw. OFU) des Himmelsegments genutzt werden, dessen Richtung aus den Neutrinoereignissen berechnet wird.

Das OFU-Programm kombiniert die Vorteile zweier Arten von Teleskopen. Mit der Hilfe des IceCube Detektors wird kontinuierlich durch die Erde durch der halbe Himmel betrachtet und man kann mit ihm damit ein weiteres Blickfeld abdecken als mit dem optischen Pendant. Das Neutrino-teleskop ist somit sehr gut dazu geeignet, den Himmel zu überwachen und kann als Trigger eingesetzt werden. Die genaue Vermessung der möglichen Quelle erfolgt erst mit den optischen Teleskopen. Mit Ihnen besteht schon viel Erfahrung im Bereich der Supernova-Beobachtung und mit ihrer Hilfe kann eine Klassifizierung z.B. einer Supernova durchgeführt werden. Die optische Beobachtung soll also die Quelle identifizieren und - sofern möglich - die Entfernung und die Ursprungsgalaxie der SN bestimmen. Die Online-Triggerung durch Neutrinos kann den wesentlichen Makel der optischen Teleskope - das geringe Sichtfeld (*field of view*) - ausgleichen und zu einer erhöhten Anzahl von Supernova- und Gamma-Ray-Bursts-Entdeckungen führen.

Der Vorteil, frühe optische Beobachtungen auslösen zu können, ist für zwei Punkte von wesentlicher Bedeutung:

- Der Afterglow von GBRs fällt im optischen Band im Vergleich zu dem von SNe mit einer Dauer von Stunden schnell ab, was eine zufällige Entdeckung aufgrund der rasch abnehmenden Lichtstärke noch unwahrscheinlicher macht. Erst durch andere Triggersysteme, wie sie z.B. durch Nutzen der Gamma- oder Neutrinoastronomie möglich werden, wird eine höhere Zahl an Entdeckungen wahrscheinlich.
- Es gibt verschiedene Modelle, die die Lichtkurven der verschiedenen Supernovae beschreiben [71, 72, 73]. Allerdings beruht die Überprüfung dieser Modelle meistens auf den Beobachtungen des Nachglühens einer SN, da eine Beobachtung der eigentlichen Explosion unwahrscheinlich ist. Durch einen frühen Start der Beobachtung kann eine SN theoretisch in ihren frühen Stadien aufgenommen werden, um somit Daten in einem bisher wenig untersuchten Bereich der Lichtkurven zu erhalten. Zudem gibt der Triggerzeitpunkt von IceCube Hinweise auf die genaue Explosionszeit.

Die Kombination von IceCube und ROTSE führt zudem zu einer erhöhten Signifikanz einer Beobachtung. Wie das OFU-System (Abschnitt 5.2 bis 5.4) in IceCube aufgesetzt ist, ist die Messung eines Multipletts in IceCube allein noch kein Nachweis für eine SN bzw. einen GRB. Erst durch eine optische Bestätigung kann eine hohe Signifikanz erreicht werden.

Es wurde erwähnt, dass Multipletts (Abschnitt 5.2.2) in IceCube für die Triggerung von optischen Folgebeobachtungen nötig sind. Dies ist auf die nötige Unterdrückung des Hintergrundes zurückzuführen. Durch Beschränkung des Blickfeldes in die Erde hinein und

damit auf die nördliche Hemisphäre, kann der Untergrund von atmosphärischen Myonen, die von der Erde absorbiert werden, stark reduziert werden. Zusätzlich zu den Myonen gibt es die atmosphärischen Neutrinos, die von Neutrinos einer kosmischen Quelle prinzipiell nicht unterscheidbar sind. Sie entstehen jedoch isotrop über den Himmel verteilt. Damit ist das Eintreffen von mindestens zwei atmosphärischen Neutrinos innerhalb eines eingeschränkten Zeitfensters und aus der gleichen Richtung ein zufälliger Prozess und die Verwendung von Multipletts reduziert den für singuläre Ereignisse irreduziblen Hintergrund der atmosphärischen Neutrinos.

5.2 Bestandteile des Optical-Follow-Up-Systems

IceCube wird mit einer Rate von 1500 Hz getriggert. Der wesentliche Anteil der Ereignisse besteht aus den atmosphärischen Myonen, die von oben in den Detektor eindringen. Mit Hilfe eines mehrstufigen Filtersystems werden Ereignisse aussortiert, so dass am Ende neben einer geringen Zahl an atmosphärischen Myonen eine möglichst große Anzahl an Myonen festgestellt werden, die aus Neutrinowechselwirkungen mit dem Eis entstehen. Es wird ein mehrstufiges System gewählt, weil bei 1500 Hz aufgrund beschränkter Rechenleistung keine aufwändigen Rekonstruktionsalgorithmen angewendet werden können, die zu einer guten Klassifizierung eines Ereignisses nötig wären. Stattdessen werden nacheinander mehrere Schritte in der Ratenreduktion durchgeführt, so dass immer aufwendigere Algorithmen genutzt und diese auf dann geringere Datenmengen angewandt werden können. Dadurch kann das Signal immer besser vom Hintergrund getrennt werden. Theoretisch werden Spektren vermutet, die einem Potenzgesetz $E^{-\gamma}$ mit $\gamma = 2$ bzw. $\gamma = 3$ folgen, und deswegen die Filter auf diese optimiert.

Wie im vorherigen Abschnitt 5.1 beschrieben, wird nach Neutrino-Multipletts innerhalb eines bestimmten Zeit- und Raumensters gesucht. Sie werden als Bedingung benutzt, um anschließend eine optische Folgebeobachtung auszulösen. Dazu werden die wesentlichen Informationen wie Zeitpunkt und Richtung als Alert, also als eine Benachrichtigung über die gemessenen Neutrinos, an die ROTSE (Robotic Optical Transient Search Experiment) Teleskope gesandt und die optische Folgebeobachtung gestartet. Die Anzahl der für das OFU-Programm gestatteten Alerts wird von der ROTSE-Kollaboration vorgegeben und legt die maximale Multiplettrate in IceCube fest. Damit ist sie eine äußere Vorgabe, die die Gestaltung des Filtersystem maßgeblich beeinflusst.

5.2.1 Robotic Optical Transient Search Experiment (ROTSE)

Die ROTSE Kollaboration [74] betreibt vier optische Teleskope in der Türkei, in Australien, Namibia und Texas, USA und kann somit zu jedem Zeitpunkt bei geeignetem Wetter den kompletten Nachthimmel erfassen. Mit den Teleskopen will sie SNe und GRBs auffinden und beobachten. Dafür tastet sie im Sky Patrol survey mode den Himmel ab oder untersucht aufgrund eines Alerts seitens des GCN (GRB Coordinate Network) ein bestimmtes Himmelssegment gezielt. Das GCN [75] koordiniert, sammelt und leitet durch GRB-Satelliten (Swift [11], HETE [10], etc.) erhaltene Informationen an die entsprechenden an den Folgebeobachtungen teilnehmenden Teleskope weiter. Auch der IceCube Alert wird in der Form eines GCN Alerts behandelt, folgt in der Priorität aber hinter wahren GCN Alerts auf Platz zwei.

Die ROTSE Teleskope eignen sich aus verschiedenen Gründen sehr gut für die hier dargestellten Folgebeobachtungen:

- Das Sichtfeld von $1,85^\circ \times 1,85^\circ$ passt gut mit der Breite der IceCube *Point Spread Function (PSF)* überein. Durch die Kombination der rekonstruierten Richtungen eines Doubletts wird die Richtungsauflösung im Mittel um $0,1^\circ$ verbessert. Damit werden beim IceCube 40 Detektor nach Anwendung des OFU-Filters (siehe Abschnitt 5.3) etwa 70% aller Doubletts einer Punktquelle mit einer Winkeldifferenz zur wahren Richtung von weniger als einem Grad rekonstruiert [1]. Mit dem Sichtfeld der ROTSE-Teleskope kann gerade ein Gebiet mit dem Radius von einem Grad betrachtet werden und es ist somit ausreichend, einen GRB oder eine SN mit hoher Effizienz zu finden.
- Insbesondere zur Messung der Lichtkurve nahe dem Explosionszeitpunkt ist eine schnelle Reaktion auf einen Alert wichtig. Die ROTSE Teleskope prüfen, ob das zu beobachtende Segment oberhalb des Horizonts ist. Trifft dies zu, werden maximal 60 s benötigt, um ein Teleskop auszurichten.

Genauere Informationen sind in [1, 76], zu finden.

5.2.2 Multipletts

Mit dem IceCube Teil des Systems wird nach Neutrino-Multipletts als möglichem Signal von transienten Objekten gesucht. Es wird für lange GRBs eine Zeitdauer von bis zu 100 s vorausgesagt. Für das Auslösen einer Folgebeobachtung muss demzufolge mindestens ein Doublett aus zwei Neutrinos als einfachste Form des Multipletts innerhalb dieses

Zeitfensters detektiert werden. Zudem müssen die Neutrinos aus der gleichen Richtung kommen, weswegen ihre Winkeldifferenz kleiner als vier Grad sein muss. Dieser Wert wurde in einer in [1] durchgeführten Optimierung berechnet, die die Rekonstruktionsunsicherheiten berücksichtigte. Die Optimierung wurde mit dem Ziel durchgeführt, das Fenster klein genug zu halten, um die Zahl zufälliger Doublets zu minimieren, und groß genug zu wählen, um möglichst viel Signal durchzulassen.

Bei den zufälligen Doublets handelt es sich um die nahezu isotrop einlaufenden atmosphärischen Neutrinos (siehe Abschnitt 5.1) und falsch rekonstruierte atmosphärische Myonen, die die Triggerbedingungen zufällig passieren und zur Doubletrate beitragen. Dies kann auch für Multiplets mit mehr als zwei Neutrinos passieren, ist jedoch unwahrscheinlicher. Deswegen konzentriere ich mich in dieser Arbeit auf die Untersuchung von Doublets. Unter der Annahme, dass die Rate der detektierten Neutrinos nicht von ihrer Richtung abhängig ist, kann die Doubletrate von 2 Neutrinos mit

$$R_{Doublet} = \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \Delta t \right) \cdot R_{Singlett}^2 \quad (5.1)$$

berechnet werden [1], wobei $R_{Singlett}$ die Singletrate, Δt das Zeitfenster von 100 s, $\Delta\Omega = \pi \cdot (4^\circ)^2$ den akzeptierten und $\Omega = 2\pi$ den betrachteten Teil - die nördliche Hemisphäre (siehe Abschnitt 5.3) - des Raumes beschreibt. Die ROTSE Kollaboration beschränkt die Anzahl der uns zustehenden Alerts auf 25 Stück pro Jahr, woraus die Obergrenze für die Singletrate und damit der Rate des Hintergrundes durch Umstellung der Gleichung 5.1 zu

$$R_{Singlett}^{max} = \sqrt{R_{Doublet} \frac{\Omega}{\Delta\Omega \cdot \Delta t}} \approx 1,8 \text{ mHz} \quad (5.2)$$

berechnet werden kann.

5.2.3 Qualitätsparameter

Qualitätsparameter dienen der Qualifizierung von Ereignissen und können zur Unterscheidung zwischen schlecht rekonstruierten Myonen und neutrinoinduzierten Spuren verwendet werden. Im Folgenden werden die wesentlichen Größen beschrieben.

Number of Channels (NCh)

NCh gibt die Anzahl der durch ein Ereignis ausgelösten DOMs an. Dies ist von NHits zu unterscheiden. Dabei handelt es sich um einen Parameter, der die Gesamtzahl aller Photonhits in allen teilnehmenden DOMs angibt. Wegen der Streuung im Eis werden Photonen teilweise verzögert detektiert. Insgesamt können so pro DOM mehr als ein Photon gemessen werden, weswegen NHits größer als die bloße Zahl an getroffenen DOMs sein kann. NCh ist stark energieabhängig und kann zur Unterscheidung hoch- und niederenergetischer Ereignisse dienen. Ereignisse sehr geringer DOM-Zahl sind häufig schlecht rekonstruiert und können somit mit dieser Variablen eliminiert werden.

Reduced logarithmus Likelihood (rLogL)

rLogL bezieht sich direkt auf die Likelihood und damit die Güte einer Rekonstruktion. Der Logarithmus des Likelihood-Wertes wird durch die Zahl der Freiheitsgrade $NCh - 5$ geteilt, um eine Vergleichbarkeit zwischen Ereignissen mit großen und kleinen NCh zu erreichen. Kleinen Werten beschreiben gut rekonstruierte Ereignisse und durch Einführung einer Obergrenze können schlecht rekonstruierte Ereignisse gefiltert werden.

Number of Direct Hits (NDirC)

NDirC gibt die Anzahl der direkten Hits der Kategorie C und damit der Hits innerhalb eines Fensters von

$$-15 \text{ ns} < t_{res} < 75 \text{ ns} \quad (5.3)$$

des Zeitresiduums t_{res} an. Das Zeitresiduum

$$t_{res} = t_{Hit} - t_{geom} \quad (5.4)$$

ist ein Maß für die Streuung des Lichts im Detektor. Vom angenommenen Entstehungsort eines Photons zum Zeitpunkt t_V kann eine gerade Verbindung zu dem detektierenden DOM gezogen und auch ein durch die Eiseigenschaften und der aus ihnen folgenden Vielfachstreuung bestimmter Umweg bestimmt werden (siehe Abbildung 5.1). Würde das Photon den nur theoretisch möglichen direkten Weg zurück legen, würde es zum Zeitpunkt $t_{geom} > t_V$ am DOM eintreffen. Statt dessen wird es im Eis gestreut und erreicht die Photokathode des DOMs zu einem Zeitpunkt t_{Hit} .

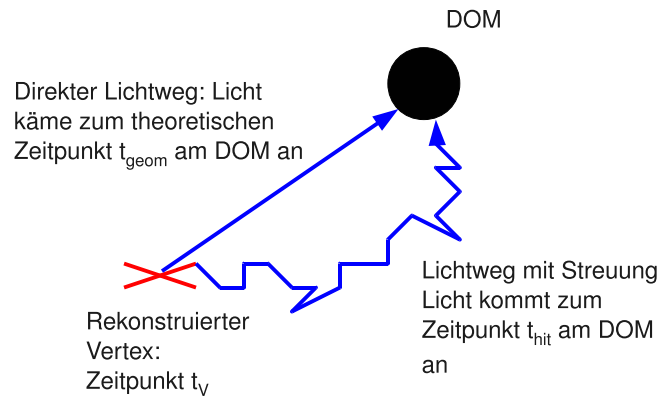


Abbildung 5.1: Dargestellt sind die verschiedenen Lichtwege, die ein Photon vom Entstehungsort zum DOM nehmen kann: den nur theoretisch möglichen direkten Weg oder den Weg mit viel Streuung im Eis.

Das Konzept des “direct hit” beschränkt sich auf Photonenhits innerhalb des angegebenen Zeitfensters (5.3), wodurch stark gestreute Photonen nicht gemessen werden. Schlecht rekonstruierte Myonen weisen einen Unterschied zwischen wirklicher und berechneter Spur auf. Entlang der rekonstruierten Spur wird der Entstehungsort der Photonen angenommen. Dann wird die Zeit t_{geom} berechnet, die es von dort bis zu einem DOM in direkter Flugbahn benötigen würde. Stimmt in dem Fall einer schlechten Rekonstruktion der angenommene Ort aber nicht mit dem tatsächlichen überein, kommt es zu einem wesentlichen Unterschied zwischen t_{Hit} und t_{geom} . Es folgen nur wenige direct hits für solche Ereignisse und die Anzahl NDirC kann als Ausschlusskriterium genutzt werden.

In [1] wurde gezeigt, dass die Effizienz dieses Parameters bei hohen Energien nachlässt. Dieses Phänomen wurde in einer Studie [77] mit dem Ergebnis untersucht, dass gut rekonstruierte hochenergetische Ereignisse manchmal null direct hits erhalten. In [78] wird der Effekt auf eine zeitliche Verschiebung der Zeitresiduen beim SPE-Fit [79] zurückgeführt. Dieser Fit nutzt für die Rekonstruktion eines Ereignisses nur einen Puls pro DOM und fittet das Maximum der Photonverteilung im DOM an das erste eintreffende Photon. Das eigentliche Maximum liegt aber bei vielen eintreffenden Photonen später und es kommt zu einer Diskrepanz zwischen Realität und dem im Fit angenommenen. Werden dagegen wie beim MPE-Fit [79] mehrere Pulse berücksichtigt, kann das Problem vermieden werden. Alternativ kann man es umgehen, indem hochenergetische Ereignisse charakterisiert durch große NCh über eine logische Oder-Verknüpfung zwischen NDirC

und NCh zugelassen werden.

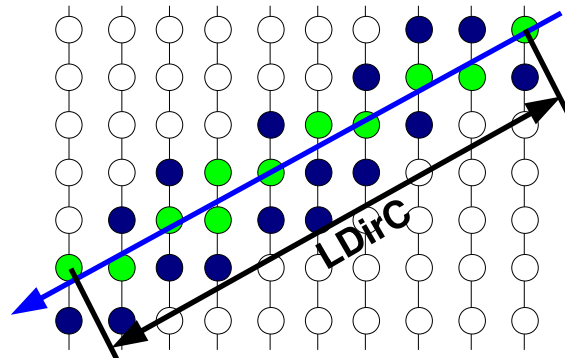


Abbildung 5.2: Illustration des LDirC-Parameters. Es sind mehrere Trossen mit DOMs dargestellt. Die von einem Myon (blauer Pfeil) produzierte Cherenkov-Strahlung wird in den farbigen (grün und blau) DOMs registriert. Von diesen erfüllen die grünen DOMs die Bedingung des „direct hit“. Projiziert man die DOMs auf die Myonenspur, kann der maximale Abstand LDirC ermittelt werden.

Maximum Length between direct hits (LDirC)

Der Parameter beruht auf dem gleichen direct hit Prinzip wie NDirC. In diesem Fall werden jedoch nicht die Anzahl der Hits innerhalb des Zeitraums (5.3) des Zeitresiduum als Qualitätsparameter gewählt, sondern die maximale auf die Myonenspur projizierte Strecke L zwischen den direkten Hits, die am weitesten voneinander entfernt sind (siehe Abbildung 5.2). Bei schlecht rekonstruierten Ereignissen werden nur direct hits in dem Gebiet registriert, indem sich rekonstruierte und wahre Spur nähern. Sie sind damit örtlich begrenzt, während bei einer guten Rekonstruktion direct hits entlang der ganzen Spur anzutreffen sind und sich damit große Werte für L ergeben.

5.2.4 Filterstufen des Onlinefilter

Das Ziel des Onlinefilters ist die Unterscheidung zwischen den zu filternden atmosphärischen Myonen als Hintergrund und neutrinoinduzierten Ereignissen als Signal.

Die drei wesentlichen Möglichkeiten dafür beruhen darauf, dass die Myonen schon außerhalb des Detektors produziert werden, sie des weiteren nicht die Erde passieren können

und teils leicht andere Signaturen im Detektor hinterlassen.

- Im Gegensatz zu Neutrinos, die Myonen auch innerhalb des Detektors produzieren können, dringen in der Atmosphäre erzeugte Myonen immer von außerhalb in das Detektorvolumen ein. Der Ursprung einer Myonenbahn innerhalb des Volumens kann folglich als Zeichen für den Beitrag eines Neutrinos gewertet werden. Myonen von Neutrinos, die außerhalb des Detektors mit dem Eis wechselwirken, können zumindest teilweise in den Detektor eindringen. Deswegen kann ein von außen einlaufendes Myon nicht automatisch dem Hintergrund zugeschrieben werden.
- Zudem kann man sich den geringen Wirkungsquerschnitt der Neutrinos zunutze machen. Im Gegensatz zu einem Myon wird ein Neutrino beim Durchqueren der Erde, wie in Abschnitt 3.1.1 erläutert, nur äußerst selten mit ihr wechselwirken und damit nicht absorbiert. Alle vom Erdinnern (upgoing) einlaufenden Myonen stammen demzufolge aus Myonneutrinowechselwirkungen. Die Einschränkung des Blickfeldes dient zur wesentlichen Reduzierung des Myonenhintergrundes.
- Allerdings gibt es falsch rekonstruierte Hintergrundereignisse, die scheinbar aus dem Erdinnern stammen, aber in Wirklichkeit der Atmosphäre des südlichen Himmels entstammen. Diese Ereignisse müssen durch Qualitätsparameter (siehe Abschnitt 5.2.3), die die falsche Rekonstruktion aufdecken, identifiziert und aussortiert werden.

Das Ziel des Filtersystems ist es durch Kombination von Qualitätsparametern mittels logischer UND (\wedge) bzw. logischer ODER (\vee) Verknüpfungen, die in Abschnitt 5.2.2 berechneten 1,8 mHz zu erreichen.

5.2.4.1 Erstes Filterlevel - Level 1

Der erste (Standard-)Schritt auf das Ziel hin, Myonneutrinos zu untersuchen, ist die Anwendung des Standard-Myon Filters, um den Hintergrund der atmosphärischen Myonen zu einem möglichst großen Teil wegzuschneiden. Er beruht auf simplen Rekonstruktionsalgorithmen (LineFit, likelihood llh-1 und double seeded likelihood llh-2 [79]) und soll die Rate von ungefähr 1500 Hz auf 20-30 Hz reduzieren. Dabei muss er sehr generisch sein, um viele verschiedene offline Analysen zu ermöglichen. Die genauen Spezifikationen sind zwischen den Baustufen des Detektors unterschiedlich und werden sowohl für IC40 als auch für IC59 dargestellt.

IC40

Im IC40 Detektor war der Filter [80] in zwei Zweige aufgeteilt und wies eine Gesamtrate von 23 Hz auf.

Zweig 1: Ein Ereignis wird beibehalten, wenn mit dem Zenitwinkel Θ eine der folgenden beiden Bedingungen erfüllt ist

- $\Theta_{lh-1} \geq 70^\circ \wedge \Theta_{lh-2} \geq 70^\circ \wedge NCh \geq 16$
- $\Theta_{lh-1} \geq 80^\circ \wedge \Theta_{lh-2} \geq 80^\circ \wedge NCh \geq 10$

Zweig 2: Ein Ereignis muss $\frac{NHits}{NCh} \geq 5$ erfüllen und eine der folgenden Kriterien passieren

- $(\Theta_{lh-1} \geq 50^\circ \vee \Theta_{lh-2} \geq 50^\circ) \wedge NCh \geq 20$
- $(\Theta_{lh-1} \geq 70^\circ \vee \Theta_{lh-2} \geq 70^\circ) \wedge NCh \geq 10$

IC59

Der standard Myon Filter für IC59 [81] wurde auf den gesamten Himmel erweitert. Er gliedert sich in die zwei Bereiche der unteren (180° - 80°) und der oberen Hemisphäre (80° - 0°). Der obere Teil wird nochmals in Zenitwinkelbereiche aufgliedert, um dem vom Winkel abhängigen Untergrund gerecht zu werden. Die Gesamtrate beträgt ca. 36 Hz.

Untere Hemisphäre (180° - 80°)

- $\Theta_{lh-1} \geq 80^\circ \wedge \Theta_{lh-1} \leq 180^\circ \wedge NCh \geq 8 \wedge \text{Log}L_{lh-1}/(NCh - 2) \leq 8,2$

Obere Hemisphäre (80° - 0°)

- $\Theta_{lh-1} \geq 70^\circ \wedge \Theta_{lh-1} \leq 80^\circ \wedge NCh \geq 8 \wedge \log(\text{IntCharge}) \geq 1,5$
- $\Theta_{lh-1} \geq 60^\circ \wedge \Theta_{lh-1} \leq 70^\circ \wedge NCh \geq 8 \wedge \log(\text{IntCharge}) \geq 2$
- $\Theta_{lh-1} \geq 50^\circ \wedge \Theta_{lh-1} \leq 60^\circ \wedge NCh \geq 8 \wedge \log(\text{IntCharge}) \geq 2,3$
- $\Theta_{lh-1} \geq 0^\circ \wedge \Theta_{lh-1} \leq 50^\circ \wedge NCh \geq 8 \wedge \log(\text{IntCharge}) \geq 2,5$

IntCharge steht für die gesamte integrierte Ladung, die durch die eintreffenden Photonen in den DOMs erzeugt wird.

In Abschnitt 5.2.4.3 wird gezeigt, dass in dieser Arbeit nur Ereignisse aus der unteren Hemisphäre betrachtet werden.

5.2.4.2 Zweites Filterlevel - Level 2

Ausgehend von der Ereignisrate von $\sim 20 - 30$ Hz nach der Anwendung des Myon-Filters wird durch die zweite Filterstufe eine verbesserte Unterscheidung zwischen Hintergrund und Signal durchgeführt. Dazu sind CPU-intensivere Rekonstruktionen notwendig, was in Kombination mit der limitierten Rechnerkapazität am Pol eine weitere Reduktion der Rate notwendig macht. Es wurden folgende Ziele für den Filter formuliert:

- Es können nur solche Qualitätsschnitte verwendet werden, die auf schon vorhandenen Rekonstruktionen aufgebaut sind. Aufwändigere Verfahren würden dem Ziel, geringere Raten vor dem Anwenden komplexerer Algorithmen zu erreichen, widersprechen.
- Das Ziel ist, eine Rate von ~ 2 Hz zu erreichen, sodass mit einer einzelnen CPU aufwändigere Rekonstruktionen berechnet und diese in einer weiteren Filterstufe zur Unterscheidung zwischen Signal und Hintergrund genutzt werden können.
- Der Level 2 Filter soll Grundlage für verschiedene Online-Analysen dienen und muss damit möglichst energieunabhängig sein. Deswegen wurde der Filter sowohl auf Signale mit E^{-2} als auch mit E^{-3} gewichteten Spektren optimiert.

Wiederum gibt es Unterschiede in der Umsetzung zwischen dem IC40 und dem IC59 Detektor.

IC40

[82] beschreibt den Filter für IC40 im Detail. Neben den auf der likelihood und dem direct hit Prinzip basierenden Parametern rLogL und NDirC (Abschnitt 5.2.3) wird der Zenitwinkelbereich weiter eingeschränkt.

Es wird die folgende Schnittlogik angewandt:

- $\Theta_{lh-1} \geq 80^\circ \wedge \Theta_{lh-2} \geq 80^\circ \wedge \Theta_{LineFit} \geq 70^\circ \wedge (NDirC \geq 5 \vee rLogL \leq 10)$

Die Kombination der NDirC und der rLogL Variablen umgeht das in Abschnitt 5.2.3 beschriebene Problem von gut rekonstruierten (kleinem rLogL) und hochenergetischen Ereignissen mit $NDirC = 0$.

IC59

Die Studie [83] für den IC59 Online Level 2 Filter hat folgende Kombination

- $NDirC \geq 5 \vee LogL/(NCh - 2) \leq 7,38 \vee NCh \geq 80$

ermittelt. Dabei beruhen alle Parameter auf dem Log-Likelihood-Fit *llh-1* [79], da der Log Likelihood *llh-2* Fit nicht mehr online durchgeführt wurde.

Insbesondere die Abwandlung, die auch schon beim IC59 Myon Filter vorgenommen wurde, des $rLogL$ Parameters von $LogL/(NCh-5)$ zu $LogL/(NCh-2)$ zeigt bessere Ergebnisse als die alte Version.

Genauere Angaben bezüglich der Effizienz dieser Filter können den oben genannten Studien oder in Ausschnitten der Tabelle 5.2 in Abschnitt 5.3 entnommen werden.

5.2.4.3 Dritte Filter Stufe - OFU Level

Die dritte Stufe zur Reduzierung der Rate besteht in dem Filter, der für das OFU-Programm ermittelt wurde. [1, 84] ist die für den IC40 Detektor entwickelte Schnittlogik zu entnehmen

- $\Theta \geq \Theta_{min} \wedge rLogL \leq rLogL_{max} \wedge$
 $((NDirC \geq NDirC_{min} \wedge LDirC \geq LDirC_{min}) \vee NCh \geq NCh_{min})$

An dieser Stelle stehen die Ergebnisse der aufwendigeren - auf Level 2 durchgeführten - Rekonstruktionen zur Verfügung. In den Tabellen 5.1 bzw. 5.4 sind die verwendeten Algorithmen angegeben.

Durch eine weitere Einschränkung der Ereignisse auf Zenitwinkel größer als Θ_{min} wird die Anzahl von atmosphärischen Myonen, die gegebenenfalls beinahe horizontal einlaufen, weiter verringert. Die oder-Verknüpfung mit der NCh -Bedingung erlaubt hochenergetischen Ereignissen den Filter zu passieren, da diese von besonderem Interesse sind.

Die Schnittlogik musste an den IC59 Detektor angepasst werden. Dabei wurde darauf verzichtet, neue Parameter bzw. eine neue Schnittlogik zu entwickeln und zu verwenden. Es erfolgte eine Beschränkung auf einzelne Verbesserungen und eine Anpassung der Schnittgrenzen an den veränderten Detektor. Die genauen Werte der Schnittgrenzen sowie eine erste Bewertung des Filters folgen in den Abschnitten 5.3 und 5.4.

5.3 Der OFU-Filter bei IceCube 40

Der OFU-Filter reduziert die Rate auf etwa 1,8 mHz. Auf diesem Level ist der verfügbare mit Monte Carlo Methoden simulierte Hintergrund stark reduziert und die Zahl an Ereignissen reicht nicht mehr aus, um statistische Fluktuation auszuschließen. Deswegen wurde der Filter nicht an eine MC-Rate angepasst; es wurde stattdessen der Datenrun 110874 verwendet [1]. In einem Run kann davon ausgegangen werden, dass die Ereignisse zu einem großen Teil durch atmosphärische Myonen und Neutrinos getriggert wurden. Die Wahrscheinlichkeit, dass Ereignisse von Neutrinos von einem interessanten Objekt wie einem GRB getriggert wurden, ist gering.

Es wird bei der Bewertung von gut rekonstruierten MC-Ereignissen (*wellreco*) gesprochen. Damit sind Ereignisse gemeint, deren wahre Richtung einen Zenitwinkel größer als 80° aufweisen und bei deren Rekonstruktion eine Winkeldifferenz von weniger als 3° zu dieser Richtung erreicht wurde. Sie sind von besonderem Interesse, da nur sie auf die wahre Richtung zu einer Quelle hinweisen, während schlecht rekonstruierte Ereignisse eine falsche Richtung andeuten.

Schnittparameter	Wert	zugrunde liegende Rekonstruktionen [79]
Θ [°]	85	llh-1, llh-2, 10 Iteration SPE-Fit
$rLogL$	8,85	llh-2
$NDirC$	7	llh-2
$LDirC$ [m]	225	llh-2
NCh	200	llh-2

Tabelle 5.1: IC40 Schnittparameter

Bei der 2008 vorgenommenen Optimierung wurden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Schnittgrenzen ermittelt. Die erwartete Leistung kann [1, 84] entnommen werden. Zusätzlich wurde das erwartete Signal mit einem neueren Monte Carlo Datensatz (Abschnitt 4.2) berechnet. Die Resultate sind in der Tabelle 5.2 dargestellt, während die Durchlassraten von experimentellen Daten sowohl für die Sommermonate Juni und Juli 2008 als auch die Wintermonate Dezember 2008 und Januar 2009 in Tabelle 5.3 angegeben sind. Winter und Sommer beziehen sich in diesem Fall auf die nördliche Hemisphäre.

Für ein mit E^{-2} gewichtetes Spektrum ergibt sich damit für gut rekonstruierte Ereignisse eine Durchlassquote von 76,5% im Vergleich zum Level 1 Filter (Abschnitt 5.2.4.1),

während ein mit E^{-3} gewichtetes Spektrum auf eine Durchlassquote von 74,4% kommt. Gleichzeitig bleibt eine Rate von etwa 0,8 mHz an atmosphärischen Neutrinos als irreduziblen Hintergrund erhalten, womit die Differenz von 1 mHz zu den 1,8 mHz aus schlecht rekonstruierten atmosphärischen Myonen besteht. Damit ist das Signal auf OFU-Niveau zu etwa 55% durch diese Myonen verunreinigt. Eine bessere Trennung konnte mit dem IC40 Detektor noch nicht erreicht werden.

	E^{-2}/E_{\star}^{-2} [%]	E^{-3}/E_{\star}^{-3} [%]	atmosphärische Neutrinos [mHz]
Myon-Filter 2008	100/100	100/100	3,52
Online Level 2	52,05/97,44	68,13/98,0	3,16
OFU	21,82/76,47	31,03/74,36	0,79

Tabelle 5.2: IC40 Signaleffizienzen: $E_{\star}^{-\eta}$ steht für die Effizienz von gut rekonstruierten Ereignissen eines mit $E^{-\eta}$ gewichteten Signals, die eine Winkeldifferenz $\Delta\Psi \leq 3^{\circ}$ zur wahren Richtung aufweisen müssen. Die wahre Richtung muss wiederum einen Zenitwinkel größer als 80° aufweisen.

	Hintergrundraten [mHz]		
Filter	exp. Daten (Sommer)	exp. Daten (Winter)	Corsika
OFU	1,85	2,35	2,2

Tabelle 5.3: Auflistung der Hintergrundraten von experimentellen Daten aus dem Sommer (Juni/Juli 2008) und dem Winter (Dezember 2008/Januar 2009) sowie Corsikadaten, die sich aus simulierten Singlett- und koinzidenten Doublettereignissen zusammensetzen.

Bei den experimentell ermittelten Raten ist im Winter eine deutlich höhere Rate als im Sommer festzustellen. Der Unterschied von 0,5 mHz in der Singletrate (siehe Tabelle 5.3) hat entsprechend der Gleichung 5.1 starke Auswirkungen auf die erwartete Doubletrate, da sie quadratisch in die Berechnung eingeht. Es folgt ein saisonaler Unterschied von knapp 40% in der Doubletrate. Diese saisonalen Variationen [85, 86] hängen mit der Ausdehnung und Dichte der Atmosphäre sowie deren Effekte auf die Produktion von Myonen in der südlichen Hemisphäre zusammen. Myonen entstehen aus dem Zerfall von Pionen und Kaonen (siehe Abschnitt 2.3.1), die ihre Energie jedoch ebenfalls über Wechselwirkungen in der Atmosphäre verlieren können. In den Monaten Dezember und Januar ist in der südlichen Hemisphäre Sommer, weswegen die Atmosphäre wärmer

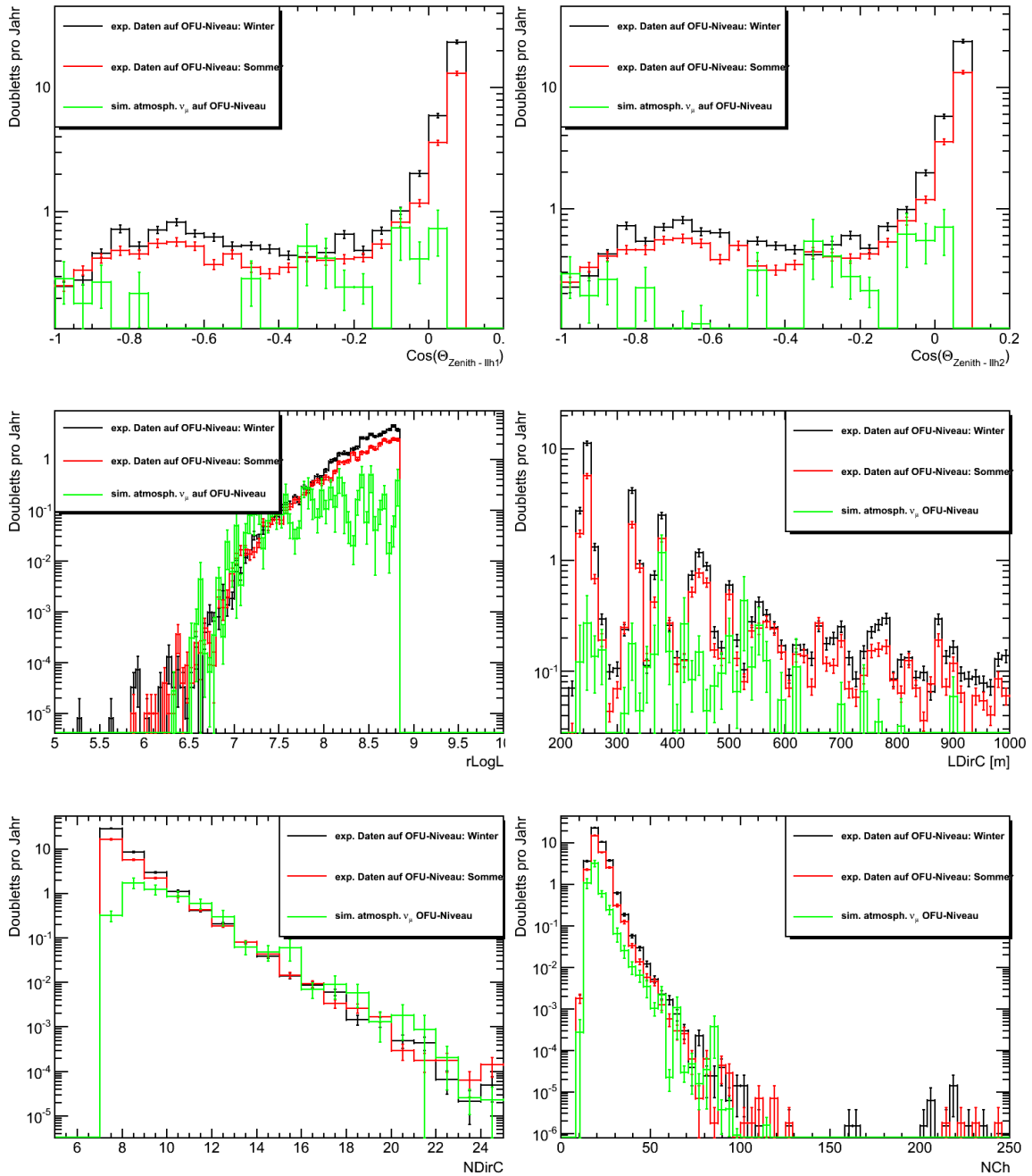


Abbildung 5.3: Die Abbildung zeigt die verschiedenen Qualitätsparameter des IC40 OFU Filters nach Anwendung des Filters. Dargestellt sind die Verteilungen der zufälligen Doublets pro Jahr alleine von atmosphärischen Neutrinos (grün), von Daten aus dem Sommer (rot) und dem Winter (schwarz).

und damit ausgedehnter und weniger dicht ist. Als Folge ist die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung von Pionen bzw. Kaonen mit der Atmosphäre geringer als bei kleineren Dichten und daher der Zerfall in Myonen wahrscheinlicher. Die geringeren Dichten sind in den Monaten Juni und July vorzufinden, was zu einer verringerten Myonenproduktion führt. Für eine Optimierung eines Filters auf eine bestimmte Rate im Jahresmittel müssen Daten aus dem Frühjahr oder Herbst verwendet werden.

Für IC59 musste es das Ziel sein, die Verunreinigung durch atmosphärische Myonen nach Anwendung des OFU-Filters zu reduzieren. In Abbildung 5.3 sind die Doublettrafen über die Qualitätsparameter dargestellt. Die Statistik des Corsikahintergrundes auf diesem Niveau ist aus Mangel an Monte Carlo Simulationsdaten beschränkt, weswegen die Corsikaverteilungen nicht in die Abbildungen mit einbezogen wurden. Zum einen werden die saisonalen Unterschiede auch in den Graphen ersichtlich. Zum anderen wird deutlich, dass insbesondere in dem Zenitwinkelbereich bis 90° 40% und damit ein Großteil der gemessenen Signal-Doubletts den Filter passiert. Von zufälligen Doubletts, die aus einem reinen atmosphärischen Neutrinosignal bestehen, passieren in diesem Zenitwinkelbereich nur 15% den Filter. Eine Möglichkeit der Hintergrundreduzierung besteht folglich in dem Anziehen des Winkelschnittes von 85° zu 90° für den IC59 Detektor.

Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung ist der NCh-Schnitt. In Abbildung 5.4 ist die Effizienz des OFU-Filters in Abhängigkeit des NCh Parameters dargestellt. Es wird deutlich, dass die Schnittgrenze bei einem Wert von 200 zu hoch gewählt worden ist. Es ist bei den gut rekonstruierten Ereignissen ein lokales Minimum und in der Verteilung aller Ereignisse ein Plateau in der Effizienzkurve zu sehen. Die Durchlässigkeit für Ereignisse mit NCh-Werten zwischen 100 und 200 ist eingeschränkt, obwohl es sich bei ihnen um Ereignisse relativ hoher Energie handelt, die nicht aussortiert werden sollen. Durch eine Herabsetzung des NCh-Schnittes auf den Wert 100 hätte man eine bessere Effizienz (siehe Abb. 5.4) erreichen können, die sich insbesondere ab Energien von etwa 10 TeV leicht bemerkbar macht (siehe Abb. 5.5). Diese Feststellung wird anschließend (Abschnitt 5.4) ausgenutzt, um den Filter für IC59 zu verbessern.

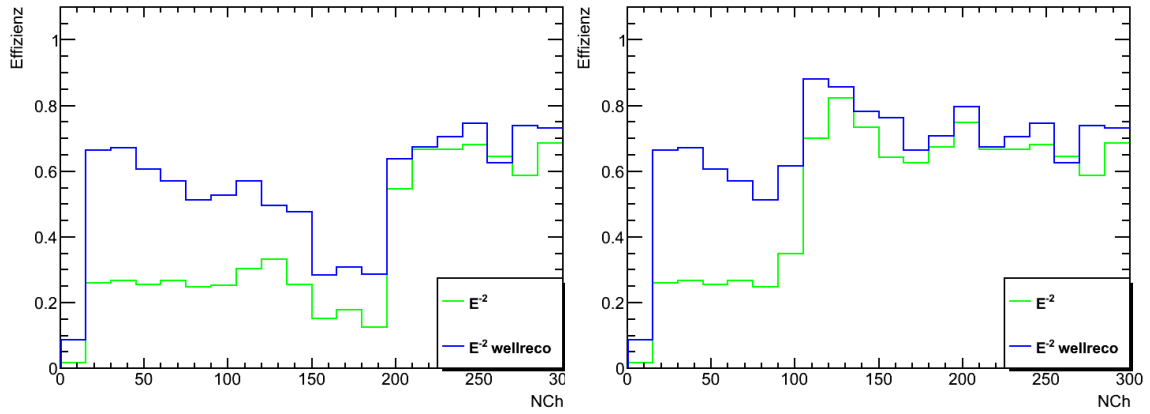


Abbildung 5.4: OFU-Filter Effizienz im IC40 Detektor in Abhängigkeit von NCh im Vergleich zum Level 1 Filter (Abschnitt 5.2.4.1) für Ereignisse mit $\Theta \geq 80^\circ$. Es sind sowohl die Effizienzen aller Ereignisse (grün) und der gut rekonstruierten (blau) dargestellt. Die linke Abbildung entstand mit dem wahren OFU-Filter, während bei der rechten Abbildung der NCh -Schnitt auf 100 herabgesetzt wurde.

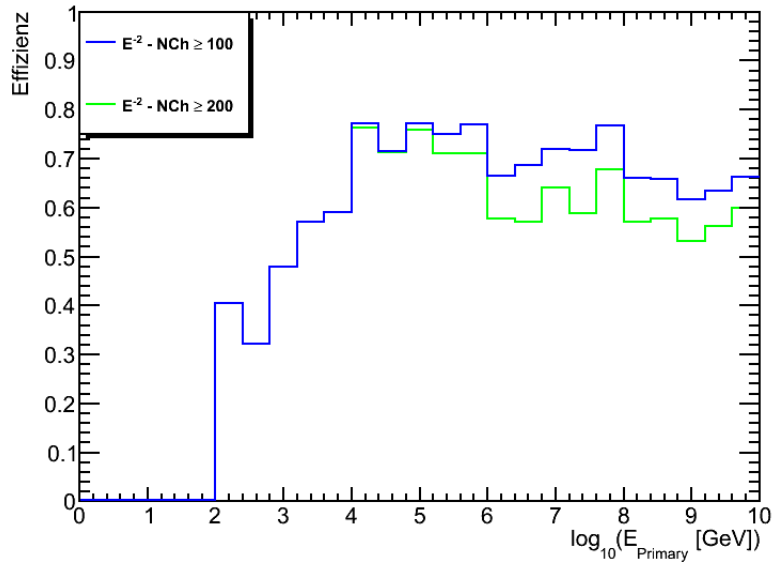


Abbildung 5.5: Die Effizienz des OFU Filters des IC40 Detektors relativ zum Level 1 in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie (primäre Teilchen). Es sind die Fälle des OFU-Filters mit $NCh \geq 200$ (grün) und $NCh \geq 100$ (blau) zu sehen.

5.4 Modifikation für IceCube 59

Im Laufe der Erweiterung des IC40 auf den IC59 Detektor musste der OFU-Filter an den größeren Detektor angepasst werden. Wie schon erwähnt, sollte dabei die grundlegende Struktur erhalten bleiben und es sollten nur punktuelle Verbesserungen sowie eine Anpassung der Schnittvariablen vorgenommen werden.

Zwei Möglichkeiten zur Verbesserung, die von der Auswertung des IC40 OFU Filters übernommen wurden, sind die Herabsetzung des NCh Schnitts von 200 auf 100 sowie der härtere Schnitt auf den Zenitwinkel mit 90° statt 85° . Dies hat Auswirkungen auf die gut rekonstruierten Ereignisse, für die nur noch Ereignisse mit einem Winkel größer als 90° berücksichtigt werden.

Eine weitere Änderung wurde am rLogL-Parameter vorgenommen. In den Studien über die Level 1 [81] und Level 2 [83] Filter wurde der Parameter von $\text{Log}L / (NCh - 5)$ zu $\text{Log}L / (NCh - 2)$ geändert. Für den OFU-Filter erwies es sich am günstigsten, den Parameter

$$r\text{Log}L = \frac{\text{Log}L}{NCh - 3,5} \quad (5.5)$$

zu verwenden. Um die besten Schnittwerte zu ermitteln, wurden die Parameter rLogL, NDirC und LDirC in ihrem dreidimensionalen Parameterraum dahingehend optimiert, die Datenrate zu begrenzen und gleichzeitig eine hohe Signaleffizienz zu erreichen. Dazu wurde der NDirC-Parameter zwischen vier und neun mit einer Schrittweite von eins, der LDirC-Parameter in 10 Meter Schritten zwischen 100 m und 300 m und der rLogL in Schritten von 0,1 zwischen sieben und neun variiert. Für jede Kombination der Schnittwerte wurden die experimentelle Datenrate, die Corsika-Rate und die Effizienzen für ein mit E^{-2} sowie ein mit E^{-3} gewichtetem Myoneneutrinosignal berechnet. Anschließend wurde diejenige Kombination ausgewählt, bei der die Grenze von 1,8 mHz (siehe Gleichung 5.2) von der experimentellen Datenrate nicht überschritten wurde und bei der die Effizienzen des mit E^{-3} bzw. des mit E^{-2} gewichteten Signals am höchsten waren. Zusätzlich wurde darauf geachtet, dass sie beide ausbalanciert waren, d.h. bei einer sehr hohen Effizienz des einen Spektrums keine sehr geringe Effizienz des anderen Spektrums auftrat.

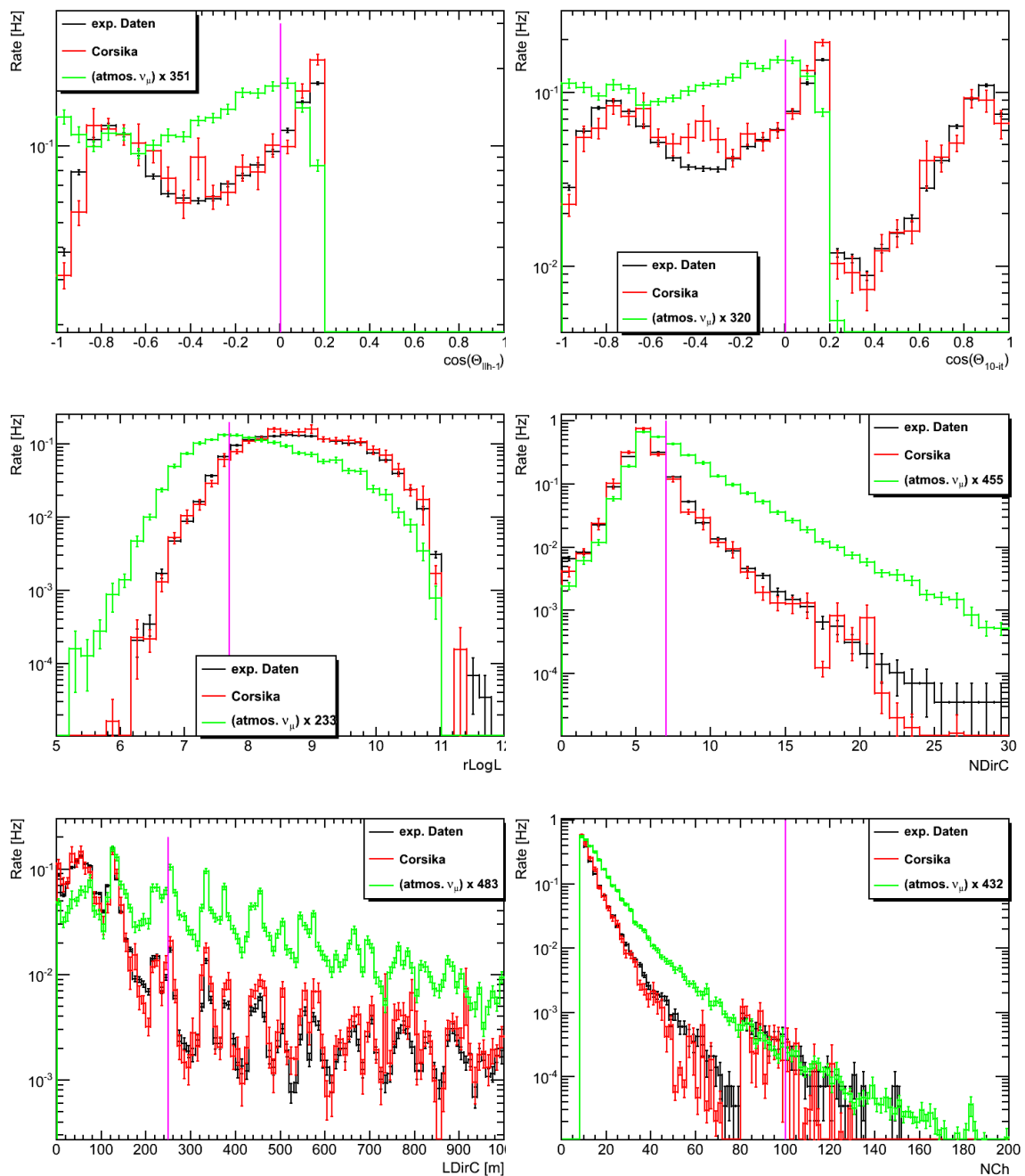


Abbildung 5.6: Die Abbildung zeigt die verschiedenen Qualitätsparameter des IC59 OFU Filters auf Level 2. Dargestellt sind die Verteilungen der Raten von atmosphärischen Neutrinos (grün), von Singlett, Doublett und Triplett Corsika (rot) und experimentellen Daten (schwarz).

Es ergeben sich die Qualitätsparameter, die in Abbildung 5.6 auf Level 2 (siehe Abschnitt 5.2.4.2) dargestellt sind und deren Schnittwerte in Tabelle 5.4 zusammengefasst sind. Beim Standard-Myon-Filter wird auf den Zenitwinkel bei 80° geschnitten. Trotzdem passieren Ereignisse mit Zenitwinkeln Θ_{10it} aus einer Rekonstruktion mit 10-facher Iteration kleiner als 80° diesen Filter. Der Grund liegt in der aufwändigeren Rekonstruktion der Ereignisse mit 10 Iterationen, aufgrund derer die Richtung neu bestimmt wird. Damit werden Ereignisse weggeschnitten, deren Richtung vorher falsch rekonstruiert war und nicht dem betrachteten Zenitwinkelbereich entstammten.

Die Tabelle 5.6 zeigt die erwartete Effizienz des IC59 OFU-Filters. Sowohl für ein mit E^{-2} als auch ein mit E^{-3} gewichtetes Spektrum erreicht man im Vergleich zum Level 1 Online Filter für gut rekonstruierte Ereignisse Durchlassquoten von knapp 80%. Im Vergleich zum IC40 Detektor vergrößerte sich die Rate der atmosphärischen Neutrinos von 0,8 mHz um 62% auf 1,3 mHz. Dadurch wurde die Verunreinigung durch atmosphärische Myonen von 55% in IC40 zu 25% in IC59 in der Singlettrate reduziert. Durch diese Erhöhung des Neutrinobeitrages und die Verminderung des atmosphärischen Myonenbeitrages zur gemessenen Rate wird die verbesserte Trennung von Signal- und Untergrundeignissen deutlich.

Schnittparameter	Wert	zugrunde liegende Rekonstruktionen [79]
Θ [°]	90	lh-1, 10 Iteration SPE-Fit
$rLogL$	7,7	10 Iteration SPE-Fit
$NDirC$	7	10 Iteration SPE-Fit
$LDirC$ [m]	250	10 Iteration SPE-Fit
NCh	100	10 Iteration SPE-Fit

Tabelle 5.4: Die Schnittwerte für die Schnittparameter des IC59 OFU-Filters

Filter	Hintergrundraten [Hz]				
	exp. Daten	Corsika Gesamt	Singlett Corsika	Doublett Corsika	Triplet Corsika
Online Level 2	3,59	3,5	2,07	0,73	0,07
OFU	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$2,54 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	0	$2,3 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.5: IC59 Hintergrundraten für experimentelle Daten und Corsika Monte Carlo.

Filter	E^{-2}/E_{\star}^{-2} [%]	E^{-3}/E_{\star}^{-3} [%]	atmosphärische Neutrinos [mHz]
Myon-Filter 2009	100/100	100/100	7,8
Online Level 2	86,18/97,84	84,96/97,58	6,4
OFU	16,49/78,79	39,12/76,95	1,32

Tabelle 5.6: IC59 Durchlassquoten für verschieden gewichtete Spektren: $E_{\star}^{-\eta}$ steht für gut rekonstruierte Ereignisse eines mit $E^{-\eta}$ gewichteten Signals, die eine Winkeldifferenz $\Delta\Psi \leq 3^\circ$ zur wahren Richtung ausweisen müssen. Die wahre Richte muss außerdem einen Zenitwinkel größer als 90° aufweisen.

Anschließend wird noch kurz die Auswirkung des neuen NCh-Schnittwertes von 100 statt 200 dargestellt. In der Abbildung 5.7 rechts können die Effizienzverläufe in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie betrachtet werden. Es ist eine leichte Verbesserung der Effizienz insbesondere bei Energien ab 10 TeV durch den geringeren NCh-Schnitt zu erkennen.

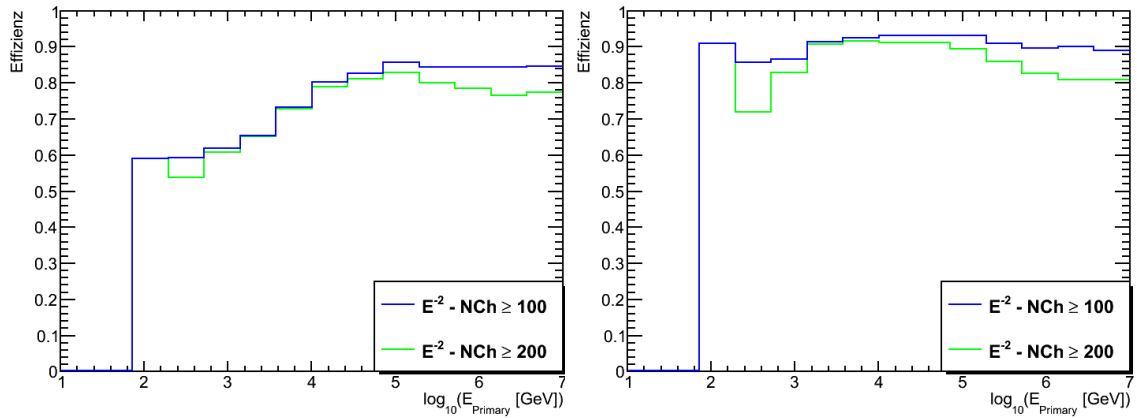


Abbildung 5.7: Die Effizienz von gut rekonstruierten Ereignissen des OFU Filters des IC59 Detektors relativ zum Level 1 in Abhängigkeit der Neutrinoenergie (primäres Teilchen). Es sind die Fälle des OFU-Filters mit $NCh \geq 200$ (grün) und $NCh \geq 100$ (blau) zu sehen. Links ist die Effizienz des OFU-Filters zu sehen, während bei der Erstellung der rechten Abbildung zusätzlich nur Ereignisse mit NCh-Werten größer als 30 berücksichtigt wurden.

Der Effizienzverlauf steigt für keine Energie auf 100%. Es stellt sich die Frage, ob es Ereignisse gibt, die zu 100% den Filter passieren. Zur Untersuchung dieser Frage ist in Abbildung 5.8 die Effizienz als Funktion der Winkeldifferenz zwischen rekonstuiertes und

wahrer Richtung als Maß für die Güte eines Ereignisses dargestellt. Sehr gut rekonstruierte Ereignisse passieren den Filter komplett, während die Effizienz für Ereignisse mit Winkel von nur einem Grad nur noch bei 80% liegt. Ein Grund für den Abfall sind Ereignisse mit geringer NCh Zahl und somit im Vergleich zu anderen Ereignissen geringer Information. Betrachtet man nur Ereignissen mit $NCh \geq 30$, wird die Effizienz besser. Dies gilt insbesondere bei niedrigen Energien, wie man durch Vergleich der rechten und der linken Abbildung in 5.7 sehen kann. Dies wäre folglich eine Möglichkeit, das Signal reiner zu gestalten, würde jedoch die Rate reduzieren und die Chancen vermindern, Multipletts von z.B. einer SN zu messen.

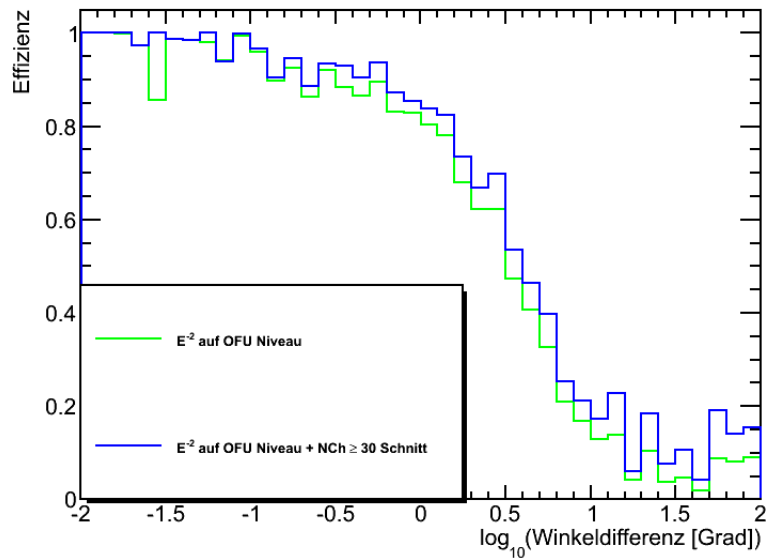


Abbildung 5.8: Effizienz relativ zum Level 1 in Abhängigkeit von der Winkeldifferenz zwischen wahrer und rekonstruierter Richtung.

5.5 Signalerwartung von Transienten Objekten

Zum Abschluss dieses Kapitels wird gezeigt, wie sich der größere Detektor auf die mittlere Anzahl von Neutrinos auswirkt, die von einer SN bzw. einem GRB nach Anwendung der verschiedenen Schnitte zu erwarten sind.

Im Fall einer SN stützt sich die Berechnung auf die Annahme, dass die Neutrinos einem AB-Spektrum folgen (siehe Abschnitt 2.3.1). In Abbildung 5.9 ist die Anzahl der erwarteten Neutrinos pro Energie-Histogrammeintrag dargestellt. Es findet eine Unter-

scheidung zwischen den Neutrinos statt, die aus einem Pionen- oder einem Kaonenzerfall stammen. Die Kaonen wurden von Ando & Beacom in das Modell eingeführt und würden mit knapp 69% (IC40) bzw. 67% (IC59) (siehe Tabelle 5.7) wesentlich zum Signal beitragen. Insgesamt sind 1,5 Neutrinos zu erwarten, was einer Zunahme von etwa 60% gegenüber dem IC40 Detektor entspricht. Diese Steigerung wurde mit einem um knapp 50% vergrößerten Detektor erreicht.

	mittlere Anzahl von Neutrinos (IC40)	mittlere Anzahl von Neutrinos (IC59)
von Kaonen	0,63	1,0
von Pionen	0,29	0,5
Gesamt	0,92	1,5

Tabelle 5.7: Angegeben ist die mittlere Anzahl an Neutrinos, die auf OFU-Niveau im IC40 und im IC59 Detektor gemessen werden würde, wenn die Quelle der Neutrinos eine Supernova mit einem AB-Neutrinospektrum in der Distanz von 10 Mpc wäre. Es sind zusätzlich einzeln die Beiträge angegeben, die aus Pionen- bzw. Kaonenzerfall stammen.

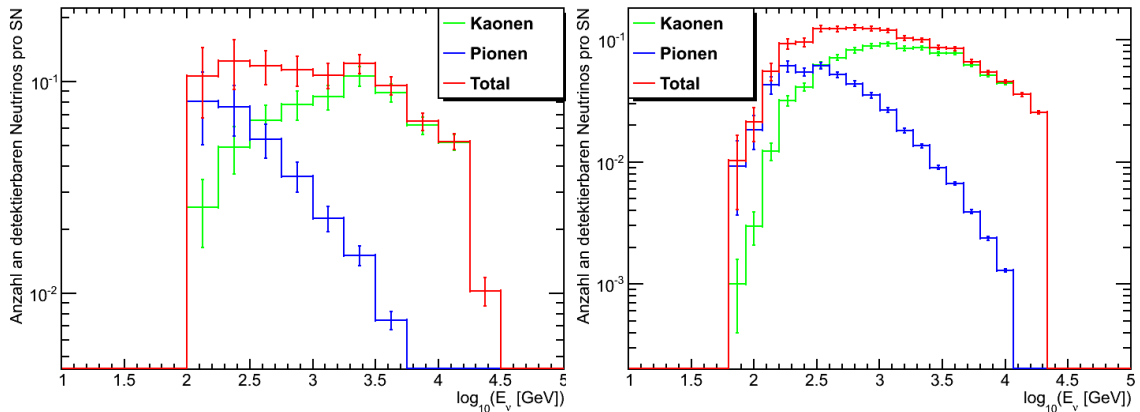


Abbildung 5.9: Die mittlere Anzahl von detektierbaren Neutrinos auf OFU-Niveau im IC40 (links) und IC59 (rechts) Detektor in Abhängigkeit der Energie. Als Quelle wurde eine Supernova mit einem Jet innerhalb des Sterns angenommen, dessen Neutrinospektrum dem Ando & Beacom Spektrum folgt (siehe Abschnitt 2.3.1). Dargestellt sind sowohl die Anteile der Neutrinos aus Kaonenzerfall (grün), Pionenzerfall (blau) als auch der Gesamtbeitrag (rot).

Das zu erwartende Signal von GRBs ist mit über den gesamten betrachteten Zenitwinkelbereich¹ gemittelten $9 \cdot 10^{-3}$ (IC40) bzw. $12,8 \cdot 10^{-3}$ (IC59) Neutrinos (siehe Tabelle 5.8) dagegen um etwa zwei Größenordnungen schwächer und somit deutlich unwahrscheinlicher zu entdecken. Die Berechnung stützt sich auf das in Abschnitt 2.2.2.1 beschriebene WB-Spektrum. Besonders interessant ist die Aufgliederung der Ergebnisse in Zenitwinkelbereiche. In Abbildung 5.10 kann die Zahl der messbaren Neutrinos in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie betrachtet werden. Die Ergebnisse wurden für verschiedene Zenitwinkelbereiche dargestellt.

	mittlere Anzahl von Neutrinos [10^{-3}] (IC40)	mittlere Anzahl von Neutrinos [10^{-3}] (IC59)
$-1 < \cos(\Theta) \leq -0,5$	5,6	7,6
$-0,5 < \cos(\Theta) \leq -0,2$	10,7	15,2
$-0,2 < \cos(\Theta) \leq \cos(\Theta_{min}^{OFU})$	13,2	17,6
Gesamter betrachteter Himmel	9,7	12,8

Tabelle 5.8: Angegeben ist die mittlere Anzahl von Neutrinos, die auf OFU-Niveau im IC40 und IC59 Detektor gemessen werden würden, wenn die Quelle der Neutrinos ein GRB mit einem WB-Neutrinospektrum ist. Es wurden die mittleren Werte für verschiedene Zenitwinkelbereiche und den gesamten vom OFU-Filter zugelassenen Bereich berechnet.

Vom Erdinneren einlaufende Neutrinos bis $\cos(\Theta) = -0,5$ tragen nur gering zum Signal bei, da die Erde hochenergetische Neutrinos absorbiert. Je dichter die Richtung, aus der die Neutrinos einlaufen, am Horizont liegt bzw. diesen sogar überschreitet, desto mehr Neutrinos können den Filter passieren und vor allem im höherenergetischen Bereich zum Signal beitragen. Das Problem der Suche nach Neutrinos von GRBs liegt also in den hohen Energien der Neutrinos, die die Erde nur aus der südlichen Hemisphäre in relativ großen Mengen bis zum Detektor durchdringen. Aber gerade in diesem Bereich macht das hohe Maß an Hintergrund die Trennung des Signals vom Hintergrund schwierig.

Damit ist auch zu begründen, warum das zu erwartene Signal von GRBs bei IC59 - wie in Tabelle 5.8 gesehen werden kann - nur um 32% im Vergleich zum IC40 Detektor wächst, während die Zahl der Neutrinos von einer SN um 60% gestiegen ist. Zur besseren Trennung des Signals vom Untergrund wurde beim IC59 Detektor der Zenitwinkelschnitt von 85° auf 90° hochgesetzt. Dies führt zu positiven Ergebnissen für ein Supernova-Signal,

¹Die Zenitwinkelbereiche unterscheiden sich zwischen IC40 ($>85^\circ$) und IC59 ($>90^\circ$)

schneidet jedoch gleichzeitig in den Zenitwinkelbereich, in dem ein GRB besonders gut feststellbar wäre. Deswegen fällt die Steigerung der über den Himmel gemittelten zu erwartenden Anzahl von Neutrinos geringer aus als bei dem Spektrum einer Supernova.

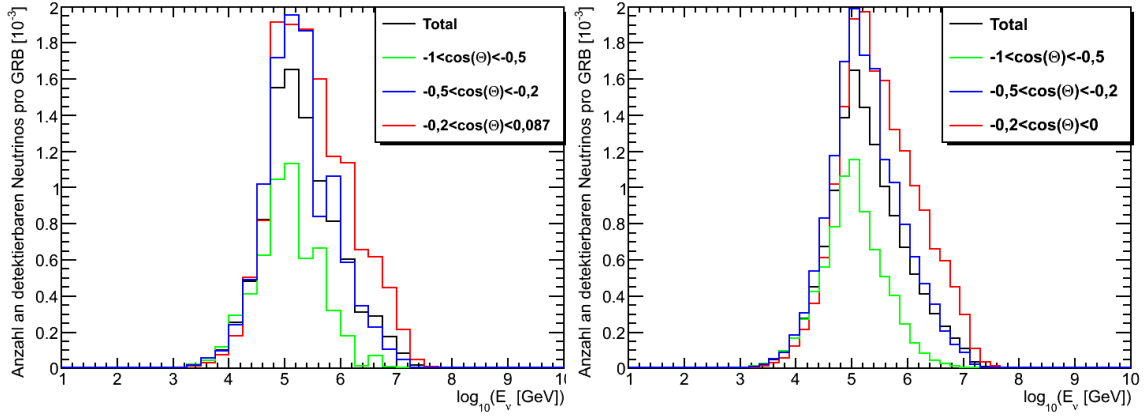


Abbildung 5.10: Die mittlere Anzahl von detektierbaren Neutrinos auf OFU-Niveau im IC40 (links) und IC59 (rechts) Detektor sind in Abhängigkeit der Energie dargestellt. Als Quelle wurde ein GRB angenommen, dessen Neutrinospektrum dem Waxmann - Bahcall Spektrum folgt (siehe Abschnitt 2.2.2.1). Dargestellt sind sowohl der über den gesamten betrachteten Zenitwinkelbereich gemittelte Beitrag (schwarz) als auch die Beiträge aus verschiedenen Himmelsrichtungen (grün, blau, rot).

6 Analyse des Potentials von Kaskaden für das Optical Follow Up Programm

6.1 Motivation

Auf der Erde erwartet man nach gängigen Modellen für ein Neutrinosignal einer kosmischen Quelle ein Verhältnis (siehe [51]) der einzelnen Neutrinoarten von

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1 \quad (6.1)$$

was zum einen auf der Produktion von Elektron- und Myonenneutrinos sowie auf Neutrinooszillationen [87] beruht, die über die enormen Distanzen im Raum einen Ausgleich zwischen den Neutrinoarten vollzieht. Tau- und Elektronenneutrinos tragen über beide Ströme der schwachen Wechselwirkung - nämlich den geladenen und neutralen Strom - zu einem Kaskadensignal bei, während Myonenneutrinos nur bei einer Streuung über den neutralen Strom einen Schauer ohne Myonenspür im Detektor auslösen. Diese Kaskaden stellen folglich einen wesentlichen Teil des zu messenden Signals. Zusätzlich besteht für sie keine Beschränkung des zu betrachteten Himmels, da der Hintergrund der atmosphärischen Myonen eine andere Signatur hat. Der Unterschied der Signatur ist jedoch auch ein Nachteil, da die der Kaskaden schwieriger zu messen ist als die der Myonen.

Das OFU-System ist momentan allein auf den Myonkanal ausgelegt und damit auf einen geringen Teil des Signals beschränkt. Ein Ziel dieser Arbeit war, einen Kaskadenfilter für den IC59 Detektor zu entwickeln, um anschließend die Möglichkeit einer Verbesserung des OFU-Systems unter Einbeziehung von Kaskaden zu untersuchen. Die Untersuchung wurde mit simulierten Elektronenneutrinos durchgeführt und im Folgenden dargestellt.

Im Verlauf der Beschreibung des Kaskadenfilters wird deutlich werden, dass selbst der Level 1 Kaskaden Online Filter erst ab Energien im TeV Bereich effektiv wird. In Abschnitt 2.3.1 wurde gezeigt, dass das Ando & Beacom Spektrum (AB-Spektrum) ab einer Energie von 20 TeV abbricht. Damit würde ein Kaskadenfilter nur in einem sehr geringen

Teil des AB-Spektrums überhaupt sensitiv sein, weswegen die Bedeutung des Kaskadenfilters für die Suche nach SNe gering anzusetzen ist. Stattdessen werden die Kaskaden als mögliche Unterstützung bei der Suche nach GRBs betrachtet. Dafür wird der Kaskadenfilter auf ein E^{-2} Spektrum optimiert, das für einen GRB einen großen Teil des Spektrums ausmacht (siehe Abschnitt 2.2.2.1).

Eine wichtige Rahmenbedingung des OFU-Systems ist die maximale Anzahl von 25 Alerts pro Jahr, die an die optischen Teleskope gesendet werden dürfen. Bisher werden die Alerts vollständig durch Myonen ausgelöst. Möchte man dies auf Kaskaden erweitern, muss folglich härter auf die Myonen geschnitten werden, um die maximale Anzahl an Alerts nicht zu überschreiten. Dies ist jedoch nur sinnvoll, wenn der Gewinn durch die Kaskaden die Verminderung des Myonneutrinosignals insbesondere beim Ando & Beacom Spektrum rechtfertigt bzw. eine Verbesserung über die derzeitige Messwahrscheinlichkeit von GRBs hinaus erreicht werden kann.

Die ausgesandten Alerts werden zu einem großen Teil von Hintergrundereignissen getriggert, die zufällig die Triggerbedingungen erfüllen und zur Doubletrate und damit der Alertrate beitragen. Die Formel 5.1 zur Berechnung der Doubletrate ist in Abschnitt 5.2.2 angegeben. Mit $\Delta\Omega = (\Delta\Psi)^2 \cdot \pi$ gibt $\Delta\Psi = 4^\circ$ die maximale Winkeldifferenz an, die zwischen zwei Ereignissen bestehen darf, damit sie trotzdem als Neutrinos einer möglichen gemeinsamen Quelle angesehen werden. Daraus ergibt sich im Fall der Myonen ein Faktor $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 10^{-3}$ in der Formel 5.1, der hohe Singlettraten zulässt und die Doubletrate begrenzt. Es gibt jedoch für Kaskaden noch keine ausreichend gute Richtungsrekonstruktion, weswegen mindestens ein Myonneutrino zur Richtungsbestimmung nötig ist und die Richtungskoinzidenz als Bedingung für die Kaskaden nicht mehr genutzt werden kann. Es folgt für die Doubletrate von einem Myon- und einem Elektronneutrino

$$R_{Doublett} = \Delta t \cdot R_{Singlett}^{\nu\mu} R_{Singlett}^{\nu e} \quad (6.2)$$

Die zulässige Singlettrate an Elektronneutrinos folgt daraus zu

$$R_{Singlett}^{\nu e} = \frac{R_{Doublett}}{\Delta t \cdot R_{Singlett}^{\nu\mu}} \quad (6.3)$$

Setzt man voraus, dass an den Myonfilter keine strengeren Bedingungen gestellt werden sollen, dann ist $R_{Singlett}^{\nu\mu} = 1,8$ mHz. Im Extremfall, dass alle 25 Alerts durch eine Kombination aus Elektron- und Myonneutrinos getriggert werden sollen, ergibt sich eine Rate $R_{Singlett}^{\nu e} \approx 4,4 \cdot 10^{-6}$ Hz. Dieser Fall würde einen maximalen Beitrag der Kaskaden ergeben. Im folgenden wird angenommen, dass 5 zusätzliche Alerts für die Kaskaden-

Myon-Kombination bereitgestellt werden. Damit kann untersucht werden, ob mit Hilfe der Kaskaden über das bisherige System hinaus eine Verbesserung in der Steuerung der Alerts erreicht werden kann. Aus den fünf zusätzlichen Alerts folgt mit Gleichung 6.3 eine Rate von $R_{Singlett}^{\nu_e} \approx 8,8 \cdot 10^{-7}$ Hz. Mit dieser groben Abschätzung ist die Zielsetzung für den Kaskadenfilter, diese Rate zu erreichen, gegeben.

6.2 Der Kaskadenfilter

Beim Kaskadenfilter wird wie auch schon beim Myonfilter ein Stufensystem verwendet. Die Triggerrate wird von einem Online Filter in einer ersten Stufe reduziert. Der für diese Arbeit entwickelte Kaskadenfilter wird auf danach vorliegenden Daten angewendet.

6.2.1 Level 1 Online Kaskadenfilter

Wie beim Myonkanal muss die Triggerrate von ca. 1500 Hz im IC59 Detektor auf eine handhabbare Größe reduziert werden, wozu ein Level 1 Online Filter entwickelt wurde [88]. Er beruht neben einem Schnitt auf den NCh-Parameter (siehe Abschnitt 5.2.3 oder 6.2.2.1) auch auf den im Folgenden beschriebenen Größen.

Die Geschwindigkeit des Linefit-Algorithmus beruht auf der die Geometrie der Cherenkovstrahlung ignorierenden Annahme, dass eine ebene Wellenfront der Geschwindigkeit \vec{v} den Detektor durchquert und dort Licht deponiert (siehe [79]). Sie lässt sich mit

$$\vec{v} = \frac{\langle \vec{r}_i t_i \rangle - \langle \vec{r}_i \rangle \langle t_i \rangle}{\langle t_i^2 \rangle - \langle t_i \rangle^2}, \quad \langle t_i \rangle \equiv \frac{1}{N_{Hits}} \sum_{i=1}^{N_{Hits}} t_i \quad (6.4)$$

berechnen, wobei \vec{r}_i die Position des DOMs i wiedergibt, der zur Zeit t_i getroffen wird. Die Werte innerhalb der eckigen Klammern eine Mittelung über alle Hits darstellt. Bei Myonen, die sich mit relativistischen Geschwindigkeiten durch den Detektor bewegen, entstehen entlang der Spur immer wieder neue Photonen und die Geschwindigkeit $|\vec{v}| = v_{LF}$ der durch den Linefit simulierten Welle nähert sich dadurch der Lichtgeschwindigkeit in Eis. Bei Kaskaden dagegen entsteht das Licht näherungsweise in einem zentralen Punkt und breitet sich von diesem unter Streuung aus. Aufgrund der Streuung vergrößert sich das vom Licht durchdrungene Gebiet mit einer geringeren Geschwindigkeit. Eine Begrenzung auf die maximal erlaubte Linefit-Geschwindigkeit kann somit zu einer Trennung zwischen Myonen und Schauern führen.

Das Eigenwertverhältnis q_{ToI} der Trägheitstensoren (Tensor of Inertia - ToI) kann ein weiterer Parameter und ein Maß für die Form der Hitverteilung im Detektor. Da Kaskaden annähernd punktförmig angenommen werden, sollte sich bei Ihnen das Licht kugelförmig ausbreiten, während Myonenspuren eine Richtungspräferenz aufweisen sollten. Man bildet das Verhältnis

$$q_{ToI} = \frac{I_1}{I_1 + I_2 + I_3} \quad (6.5)$$

der Eigenwerte I der Trägheitstensoren, wobei die Eigenwerte mit $I_1 < I_2 < I_3$ der Größe nach entlang der Koordinatenachsen geordnet sind. Für sphärische Signaturen erhält man exakt $1/3$, während langgezogene Signaturen von Myonen einen deutlicheren Unterschied zwischen den einzelnen Eigenwerten aufzeigen und damit kleinere q_{ToI} Werte aufweisen. Das Eigenwertverhältnis ist ebenfalls gleich null für Kaskaden geringer Energie, die nur von DOMs einer Trosse registriert werden. Durch Einführung einer unteren Grenze werden diese ebenfalls aussortiert.

Atmosphärische Myonen können zudem gut aufgrund ihres durch eine Spurrekonstruktion erhaltenen Zenitwinkels als abwärts laufend selektiert und damit aussortiert werden. Kaskaden von Elektroneneutrinos werden dagegen eher als horizontal rekonstruiert und ihre Rate durch einen Schnitt auf den Zenitwinkel nur in geringem Maße beeinflusst.

In diesem Parameterraum wird folgende Filterlogik angewandt:

- $\text{cut1} = v_{LF} < 0,077 \wedge q_{ToI} > 0,066 \wedge NCh \geq 8$
- $\text{cut2} = v_{LF} < 0,095 \wedge \cos \Theta_{lh} < 0,225 \wedge n_{String} < 5 \wedge NCh \geq 10$
- $\text{Filter} = \text{cut1} \vee \text{cut2}$

n_{String} gibt dabei die Zahl der Strings an, in denen DOMs getroffen wurden. [88] kann entnommen werden, dass der Filter erst im TeV-Bereich effizient wird.

6.2.2 Level 2 Kaskadenfilter

6.2.2.1 Qualitätsparameter

Auf HLCs beruhende Schnittparameter

Die im Folgenden erklärten Schnittparameter beruhen auf den Informationen, die durch das Speichern der HLC-Hits (siehe Abschnitt 3.3.2) zur Verfügung stehen.

Reduced Log Likelihood (rLogL)

Der Parameter (siehe Abbildung 6.1) wurde in Abschnitt 5.2.3 bereits als der Logarithmus des Likelihoodwertes einer Rekonstruktion eingeführt, der um NCh-5 reduziert wird, um die Energieabhängigkeit zu reduzieren. Der Unterschied besteht in der Kaskadenrekonstruktion, die hier anstatt der Spurberechnung des Myons verwendet wird. Er ist ein Maß für die Qualität einer Schauermodellierung.

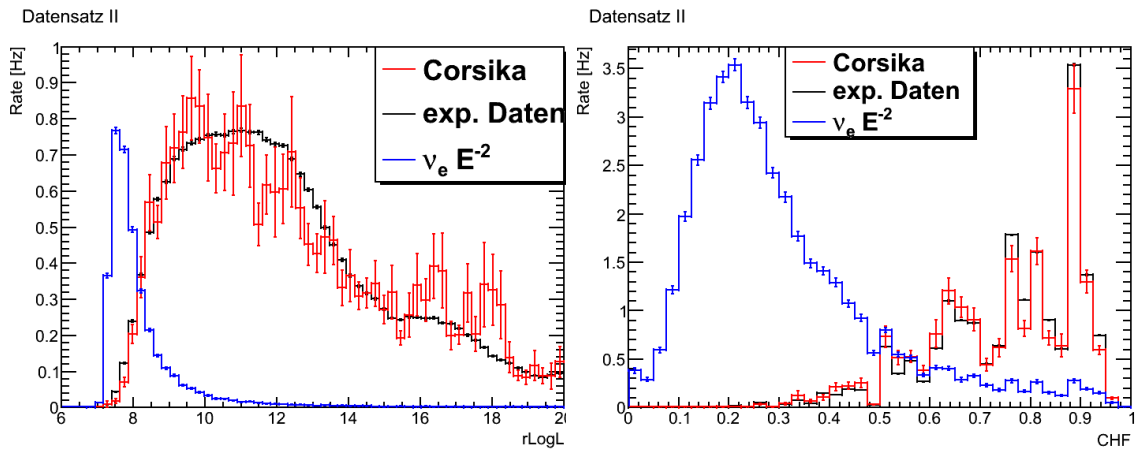


Abbildung 6.1: Die Verteilungen von rLogL (links) und der Charged Hit Fraction (rechts) von experimentellen Daten (schwarz), Corsika Hintergrund (rot) und einem mit E^{-2} gewichtetem Elektronen-neutrinosignal (blau) auf Level 1.

Charged Hit Fraction (CHF)

Dieser Parameter (siehe Abbildung 6.1) ist an den One Hit Fraction Parameter angelehnt, bei dem die Anzahl der DOMs mit einem Hit durch die Gesamtzahl der getroffenen DOMs geteilt wird. Bei einer Kaskade ist der Raum, in dem sich das entstehende Licht ausbreitet, begrenzt. Die Photonen werden stark gestreut und können mehrere Hits in einem DOM erzeugen. Aus diesem Grund ist die Anzahl von DOMs, die nur einmal getroffen werden, bei Kaskaden gering. Myonen durchqueren den Detektor dagegen auf einer langen Bahn und das erzeugte Licht wird über eine größere Strecke verteilt. Als Konsequenz gibt es mehr DOMs mit nur einem Hit, was zu einer Trennung von Schauern und Myonspuren genutzt werden kann.

Dieser Schnittparameter ist stark davon abhängig, wie die Auslesesoftware einen Puls im DOM als einzelnes Photon oder getrennt als zwei Photonen interpretiert. Zur Verringerung dieser Abhängigkeit wird beim CHF nicht die Anzahl von Hits pro DOM, sondern

die deponierte Ladung C als Kriterium eingesetzt. Damit wird der Schnittparameter mit

$$CHF = \frac{N_{C(2,6)}}{NCh} \quad (6.6)$$

definiert. $N_{C(2,6)}$ gibt die Anzahl der DOMs an, die eine Ladung kleiner als 2,6 aufweisen. Der Wert 2,6 wurde in einer Testreihe gewählt, weil mit ihm das beste Verhältnis aus Signal- und Untergrundeﬃzienz erreicht wurde.

Fill Ratio

Dieser Parameter (siehe Abbildung 6.3) untersucht die Form der DOM-Verteilung um einen rekonstruierten Vertex. Es wird das quadratische Mittel der DOM-Abstände um den Vertex berechnet und die Gesamtzahl N_t sowie die Zahl getroﬀener DOMs N_g innerhalb einer Kugel K gezählt. Der Radius der Kugel wird als ein mehrfaches des berechneten Mittels gewählt. Der Schnittparameter ergibt sich aus dem Quotienten der beiden Zahlen:

$$q_{fillRatio} = \frac{N_g}{N_t} \quad (6.7)$$

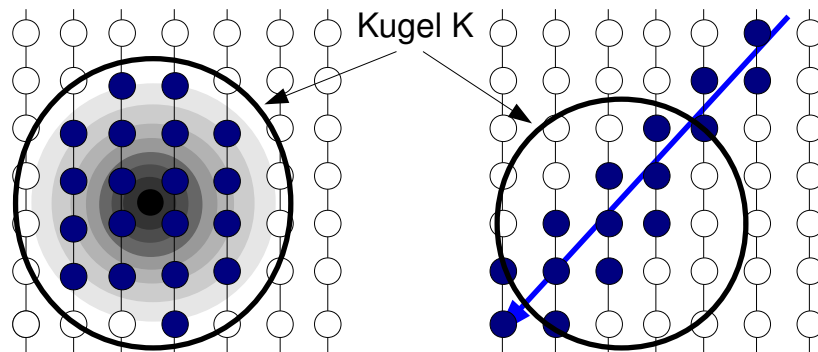


Abbildung 6.2: Illustration zum $q_{fillRatio}$ -Parameter. Es sind mehrere Trossen mit DOMs dargestellt, von denen die DOMs, die Licht registrieren, blau gekennzeichnet sind. Auf der linken Seite ist eine Kaskade und ihre kugelförmige Signatur veranschaulicht. Die getroﬀenen DOMs füllen die für die Bestimmung des $q_{fillRatio}$ berechnete Kugel K gut aus. Bei einem Myon dagegen (rechts) entsteht eher eine lange Spur und die Kugel K ist weniger gut ausgefüllt.

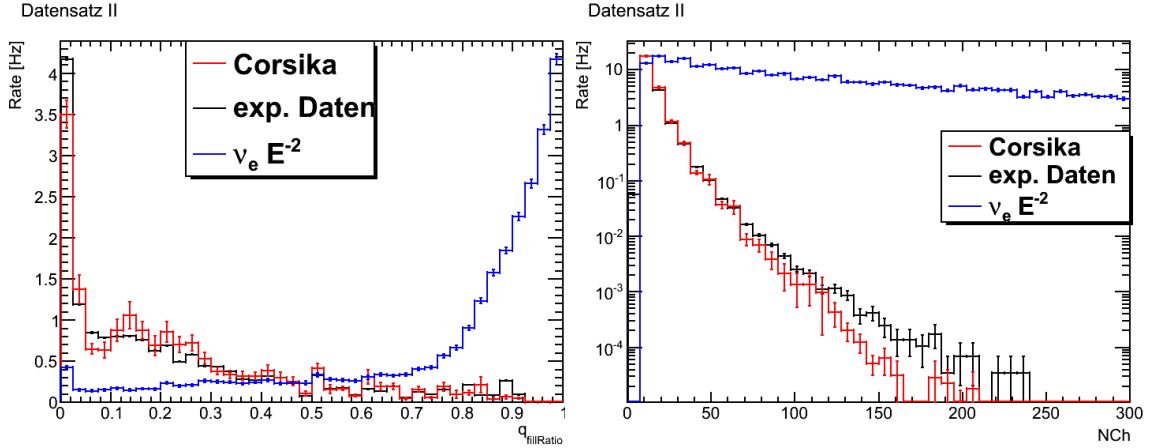


Abbildung 6.3: Die Verteilungen von $q_{fillRatio}$ (links) und des NCh-Parameters (rechts) von experimentellen Daten (schwarz), Corsika Hintergrund (rot) und einem mit E^{-2} gewichtetem Elektronneutrinosignal auf Level 1. Die Verteilung des NCh-Parameters wurde zur verbesserten Anschaulichkeit auf einen Bereich unterhalb von 300 begrenzt.

Für Kaskaden wird erwartet, dass eine solche Kugel sphärisch symmetrisch ausgefüllt wird (siehe Abbildung 6.2) und dass sich die Zahl getroffener DOMs der totalen Anzahl der DOMs nähert. Myonspuren sind dagegen eher länglich, was zur Folge hat, dass es in der Kugel K DOMs gibt, die nicht getroffen wurden. Damit haben Myonen im Regelfall eher kleine Werte für $q_{fillRatio}$.

Number of Channels (NCh)

Der NCh Parameter (siehe Abbildung 6.3) wurde schon in Abschnitt 5.2.3 als Angabe für die Anzahl getriggerteter DOMs angegeben. Er ist ein grobes Maß für die deponierte Energie. Möchte man einen Schnitt auf die Energie vermeiden, so ist der NCh Parameter - obwohl sehr effektiv - nicht zu verwenden.

Auf Soft Local Coincidences (SLCs) beruhender Schnittparameter

Im Folgenden wird ein auf Soft Local Coincidences (SLCs) basierender Schnittparameter eingeführt. SLCs können sowohl durch ein Ereignis ausgelöst werden als auch Hintergrundrauschen im Detektor sein, das nach Möglichkeiten - wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben - gefiltert wird, sodass hauptsächlich Ereignisrelevante SLCs zur folgenden Analyse beitragen.

Der Datensatz I ist durch Anwendung einer klassischen R-T-Filterung entstanden, während man beim Datensatz II die HLCs als weitgehend auf ein Ereignis zurückführende DOM Hits als Startpunkt für die Filterung des Rauschens wählt.

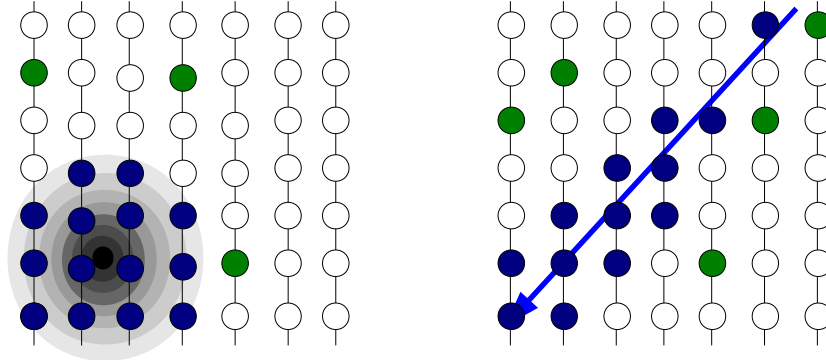


Abbildung 6.4: Illustration der HLC- und SLC-Verteilungen. Es sind mehrere Trossen mit DOMs dargestellt. HLCs sind blau und SLCs sind grün gekennzeichnet. Auf der linken Seite ist eine Kaskade und ihre kugelhähnliche Signatur veranschaulicht, um die herum SLCs anzutreffen sind, während man rechts die SLCs um die Myonenspur herum erkennen kann.

Während Hard Local Coincidences (HLCs) nahe dem Schauerursprung in einer Umgebung vorzufinden sind, in dem ausreichend Licht zur Triggerung benachbarter DOMs deponiert wird, befinden sich SLCs zumeist in den Übergängen zwischen Orten im Detektor, an denen HLCs bzw nur Hintergrundrauschen zu finden sind. Im Falle einer Myonenspur erhält man folglich eine lange Bahn und im Falle eines Schauers eine kugelhähnliche Verteilung an HLCs, um die herum SLCs zu finden sind. Dies wird in den rechten Grafiken der Abbildung 6.5, in der die Differenz $d_{SLC,HLC}$ der mittleren Abstände der SLCs $\langle d_{SLC} \rangle$ und der HLCs $\langle d_{HLC} \rangle$ um einen rekonstruierten Vertex dargestellt ist, deutlich.

$$d_{SLC,HLC} = \langle d_{SLC} \rangle - \langle d_{HLC} \rangle = \frac{1}{N_{SLC}} \sum_{i=1}^{N_{SLC}} d_{SLC,i} - \frac{1}{N_{Ch}} \sum_{j=1}^{N_{Ch}} d_{HLC,j} \quad (6.8)$$

Alle Beiträge, ob Hintergrund oder Daten, weisen fast ausschließlich positive Werte auf und unterstützen somit das Bild der von SLCs umhüllten HLCs.

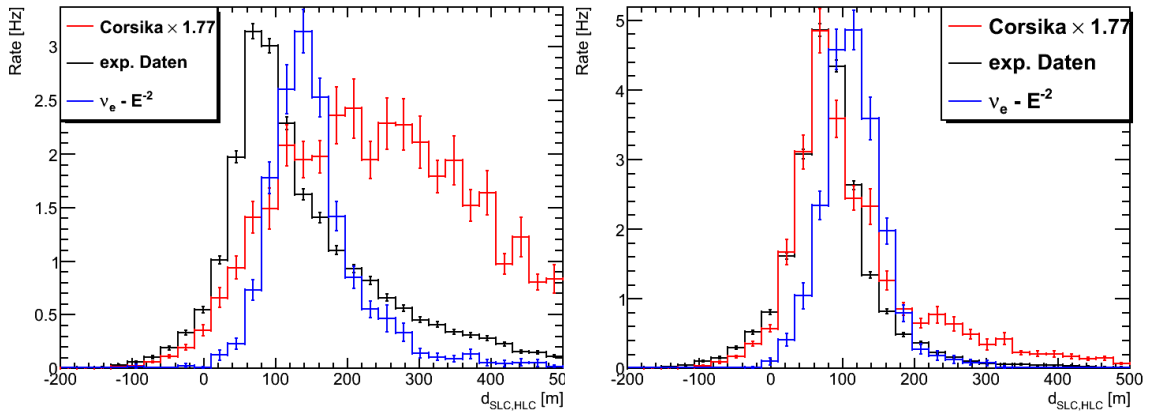


Abbildung 6.5: Dargestellt ist die Rate über die Differenz der mittleren SLC und HLC Abstände zum rekonstruierten Vertex für experimentelle Daten (schwarz), Singlett und Doublett Corsika (rot) und ein mit E^{-2} gewichtetem Elektronen-neutrinospektrum. Gleichzeitig können die Datensätze I (links) und II (rechts) (siehe Abschnitt 3.3.3) verglichen werden, die durch unterschiedliche Filterungen des Rauschens entstehen.

Beim Vergleich der experimentellen Daten und dem Corsika Monte Carlo Hintergrund werden Effekte der unterschiedlichen Säuberungsmechanismen insbesondere in den unteren Graphen sichtbar. Die Daten für die Graphen in der linken Abbildung entstammen dem Datensatz I. Beim Monte Carlo wird die Zahl der vom Vertex weit entfernten SLCs und damit das Hintergrundrauschen zu hoch angenommen.

Beim Datensatz II bleiben zwar 0,7 Prozentpunkte weniger von Ereignissen ausgelöste SLCs als bei der klassischen R-T-Filterung übrig, aber gleichzeitig wird die Anzahl an Hintergrundhits von 17,8% auf 5,2% reduziert (siehe Abschnitt 3.3.3). Es ergibt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung des Verlaufs von $d_{SLC,HLC}$ zwischen dem Ergebnis der Monte Carlo Simulation und den experimentellen Daten und es ist nur noch ein leichtes Übergewicht der weit entfernten SLCs festzustellen. Damit wird die Argumentation unterstützt, dass im wesentlichen Hintergrund-SLCs in der Monte Carlo Simulation zu hoch angesetzt werden.

Trotz der Diskrepanzen lassen sich aus beiden Varianten Qualitätsparameter ableiten, bei denen eine ausreichende Übereinstimmung zwischen simulierten und experimentellen Daten vorhanden ist, um ein erstes Potential der SLCs für IceCube Analysen sichtbar zu machen. Gleichzeitig wird in anderen Studien versucht, das Simulationsdaten realitätsnäher zu generieren, sodass eine zukünftige Verwendung der SLCs besser unterstützt

würde.

In Abbildung 6.6 sind die Verteilungen der Anzahl N_{SLC} an SLCs für die verschiedenen Quellen nach Filterung dargestellt. Es wird deutlich, dass der Schwerpunkt bei kleinen Zahlen liegt. Damit liegt meistens nur eine geringe Anzahl an Informationen über ein Ereignis vor und es ist schwer, darauf einen Schnittparameter zu entwickeln. Es gibt sowohl für den Hintergrund als auch für das Neutrinosignal Ereignisse, in denen keine SLCs ausgelöst werden. Die Zahl der Ereignisse, bei denen das der Fall ist, überwiegt aber beim Hintergrund. Bei der Konstruktion des Schnittparameters wird im Folgenden zunächst davon ausgegangen, dass Ereignisse ohne SLCs den Filter passieren.

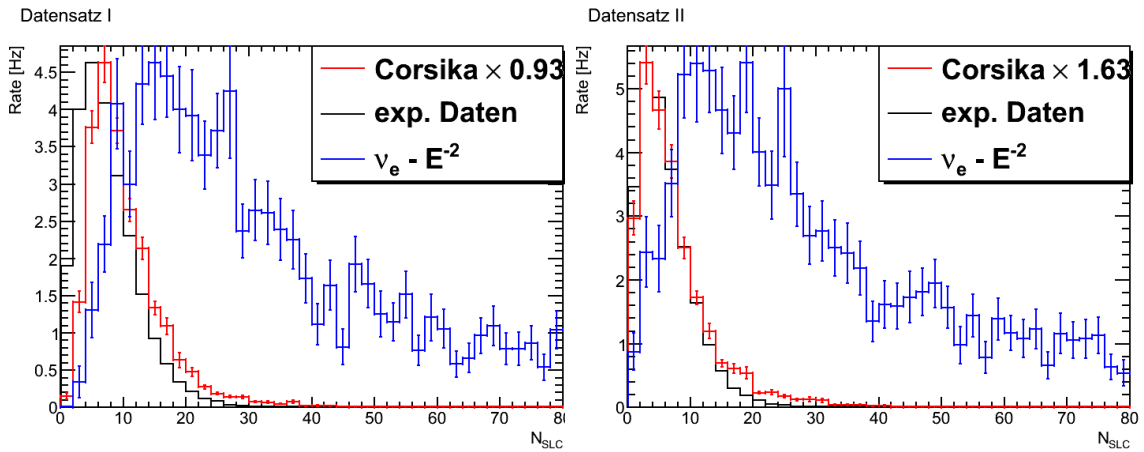


Abbildung 6.6: Die N_{SLC} Verteilungen der Datensätze I (links) und II (rechts).

Early Hit Fraction EHF basierend auf dem Zeitresiduum t_{res}

Das Prinzip des Zeitresiduums wurde bereits in Abschnitt 5.2.3 erklärt als der Unterschied zwischen der wahren Ankunftszeit eines Photons in einem DOM t_{Hit} und der theoretischen Ankunftszeit t_{geom} , die sich durch einen geraden Flug vom Entstehungsort zum DOM ergäbe.

$$t_{res} = t_{Hit} - t_{geom} \quad (6.9)$$

Im Fall von Kaskaden wird unter der Näherung eines punktförmigen Schauers angenommen, dass das Photon am rekonstruierten Vertex zur Zeit t_V entsteht.

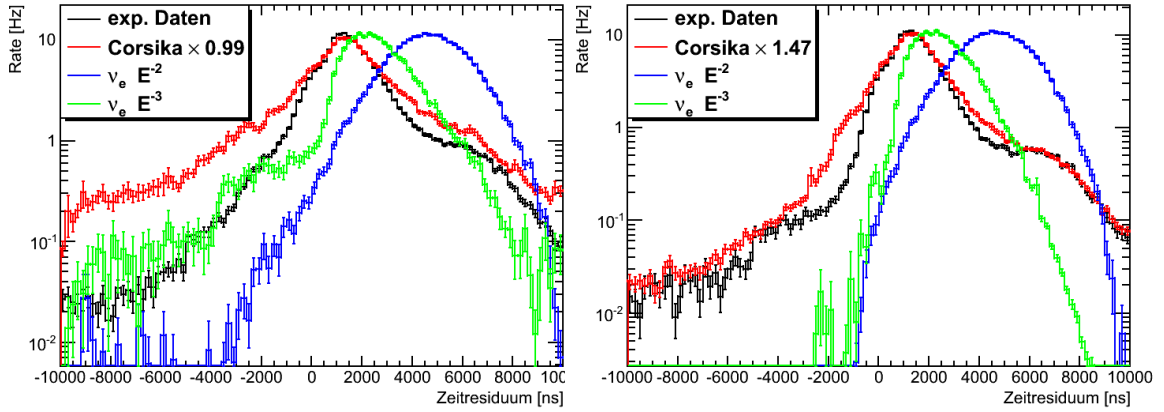


Abbildung 6.7: Die Zeitresiduumsverteilung für experimentelle Daten (schwarz), Singulett und Dublett Corsika Hintergrund (rot), ein E^{-3} (grün) und ein E^{-2} (blau) gewichtetes Signal für die Datensätze I (links) und II (rechts).

Für jedes verwendete Ereignis wurde das Zeitresiduum aller DOMs berechnet und als statistische Verteilung der verschiedenen Datensätze in Abbildung 6.7 dargestellt.

Für Schauerereignisse bildet sich jeweils ein sphärisches Gebiet hoher Lichtdichte, in dem eher HLCs getriggert werden. Um diese Kugel herum, im Gebiet abnehmender Lichtdichte, werden dagegen eher SLCs gemessen. Bei ihnen trifft das Licht zum Zeitpunkt $t_{Hit} > t_{geom} > t_V$ ein, da sich das Licht näherungsweise von einer Punktquelle her ausbreitet und vor Eintreffen am DOM gestreut wird. Das Zeitresiduum ist demzufolge in der Regel größer Null. Je höher die Energie der Kaskade ist, desto mehr Licht wird im Detektor deponiert und desto größer werden die HLC-Kugel und der Abstand der SLCs zum rekonstruierten Vertex. Über eine längere Strecke kann Licht vermehrt gestreut werden, weswegen das Zeitresiduum zunimmt und insbesondere für hohe Energien eine Abgrenzung vom Hintergrund gut möglich wird. Dies kann man in der Abbildung 6.7 durch die bei größeren Zeitwerten anzufindende Spitze des härteren E^{-2} Spektrums im Vergleich zu dem mit E^{-3} gewichteten Fluss erkennen.

Hintergrundereignisse von Myonenspuren setzen sich dagegen aus zwei Teilen zusammen. Zum einen gibt es einen Teil der Spur, der als Kaskade rekonstruiert wird und um deren HLC dominiertes Gebiet ähnlich dem Vorgang eines realen Schauers SLCs mit der Zeitverteilung $t_{Hit} > t_{geom} > t_V$ zu finden sind. In der Regel sind Myonen, die als mögliche Kaskaden erkannt werden, im Rahmen des hier betrachteten Energiefensters ab etwa 1 TeV (siehe Effizienz des Kaskaden Online Filters [88]) niederenergetisch und weisen entsprechend der beim Signal vorgebrachten Argumentation kleinere Zeitresiduen auf. Zum

anderen gibt es Teile der Spur, die im HLC Signal zu schwach ist und nicht erkannt wird, aber durchaus SLCs produzieren kann. Bei der Spur vor dem rekonstruierten Vertex kann es zu einer Verteilung $t_{Hit} < t_{geom}$ und damit zu negativen Zeitresiduen kommen, da ein Photon aus der Spur nicht zur Zeit t_V am rekonstruierten Vertex sondern schon zu einer früheren Zeit entlang der Spur produziert wurde. Bei dem Teil der Spur, der sich hinter dem rekonstruierten Vertex befindet, kommt es unter der Annahme, dass ein SLC nahe an der Flugbahn des Myons lokalisiert ist und ein Photon nur eine geringe Strecke zurücklegen muss, zu $t_{Hit} \gtrsim t_{geom}$ und damit zu kleinen Zeitresiduen. Im Mittel größere Zeitresiduen deuten demzufolge auf Kaskaden hin, während geringe oder sogar negative Werte eher bei Myonen auftreten.

Es kann zudem (Abbildung 6.7) die Übereinstimmung des Corsika Hintergrundes mit den oft als Hintergrund verwendeten experimentellen Daten betrachtet werden. Im Maximum ist die Übereinstimmung für beide Datensätze gegeben, während insbesondere im negativen Ausläufer der MC-Hintergrund überwiegt. Als Ursache wird das schon erwähnte, zu hoch angesetzte SLC-Rauschen in der Simulation angenommen. Erneut fällt der Effekt beim Datensatz II geringer als beim Datensatz I aus.

Bisher wurde eine DOM basierte Größe beschrieben, aus der ein ein Ereignis charakterisierender Schnittparameter entwickelt werden muss. Dazu wird ein Zeitwert t^* , der Hintergrund und Signal möglichst gut trennt, gewählt und das Verhältnis zwischen der Zahl N_{SLC}^{early} von SLCs, die ein Zeitresiduum kleiner als die gewählte Zeit t^* hat, und der gesamten Anzahl von SLCs gebildet.

$$EHF = \frac{N_{SLC}^{early}}{N_{SLC}} \quad (6.10)$$

Dies führt beim Hintergrund aufgrund der Maxima in der Zeitresiduumsverteilung bei kleineren Zeiten zu größeren Werten von EHF als beim Signal und eine Trennung kann durch Einführung einer Obergrenze erreicht werden (Abb. 6.8).

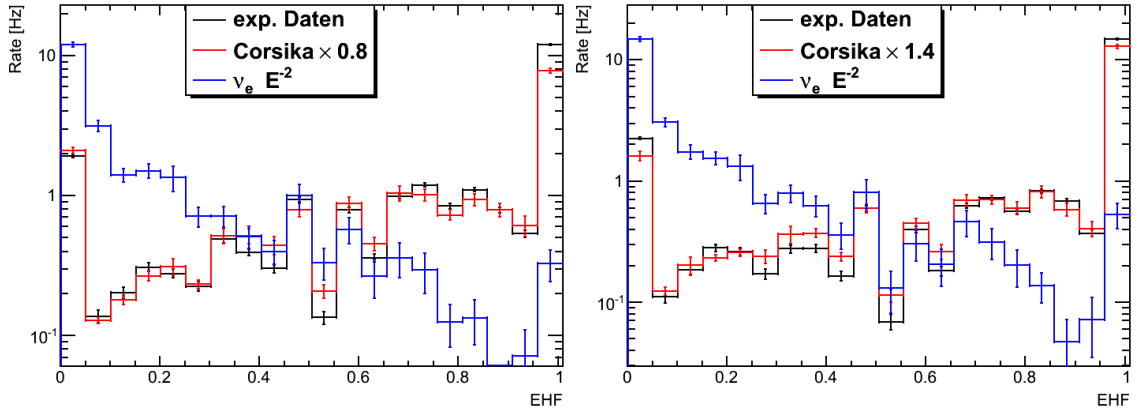


Abbildung 6.8: Die Verteilungen für den EHF Schnitt für die Datensätze I (links) und II (rechts). Es wurde in beiden Fällen $t^* = 2400$ ns gewählt.

Die Verteilungen der Corsika-Daten und der experimentellen Daten weisen trotz der Unterschiede in den Zeitresiduumsdarstellungen einen ähnlichen Verlauf auf. Durch die gute Übereinstimmung in den Maxima (Abb. 6.7), in denen aufgrund der geringen SLC-Anzahl N_{SLC} die meisten Treffer anzusiedeln sind, ist die Verwendung dieses Schnittparameters möglich. Es sind beim Hintergrund zwei Spitzen bei eins und um null herum zu sehen. Im ersten Fall erfüllen alle Treffer die zeitliche Bedingung $t < t^*$, wodurch der Quotient (6.10) eins wird und die Ereignisse durch Einführung einer oberen Grenze aussortiert werden können. Ereignisse mit einem Wert bei Null würden dagegen einen solchen Schnitt passieren. Die Ursache für dieses Maximum liegen zum einen an der Form der sehr schauerartigen Signatur, wie dies bei Bremskaskaden der Fall sein kann, und zum anderen an der geringen Zahl von SLCs (Abb. 6.9).

Bei den experimentellen Daten ist eine Häufung bei $N_{SLC} = 0$ für diese Ereignisse erkennbar, die aus der am Anfang dieses Abschnitts gestellten Bedingung herrührt, dass solche Ereignisse den Filter passieren sollen. Es kann eine einfache Kombination

$$EHF < x \quad \wedge \quad N_{SLC} > 0 \quad (6.11)$$

eingeführt (Abb. 6.10) und als mögliche Verbesserung untersucht werden. Dabei steht x für einen noch zu wählenden Wert, auf den geschnitten wird. Wie in Abbildung 6.10 deutlich wird, wird die Rate der Hintergrundereignisse im ersten Histogrammeintrag durch die Einführung der Kombination halbiert.

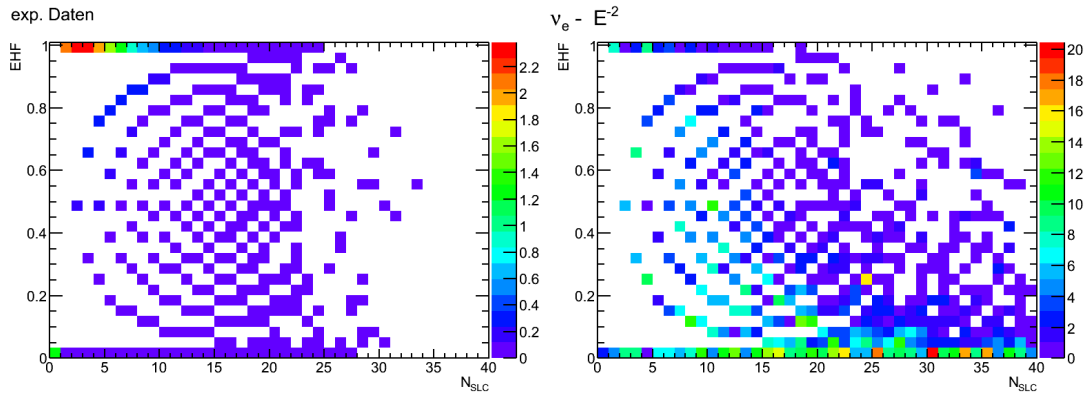


Abbildung 6.9: Man sieht den Zusammenhang zwischen dem auf dem Zeitresiduum basierenden Schnittparameter EHF und der Zahl der SLCs N_{SLC} für experimentelle Daten (links) und ein mit E^{-2} gewichtetes Signal (rechts). Die Verteilungen basieren auf dem Datensatz II. Es wurde in beiden Fällen $t^* = 2400$ ns gewählt.

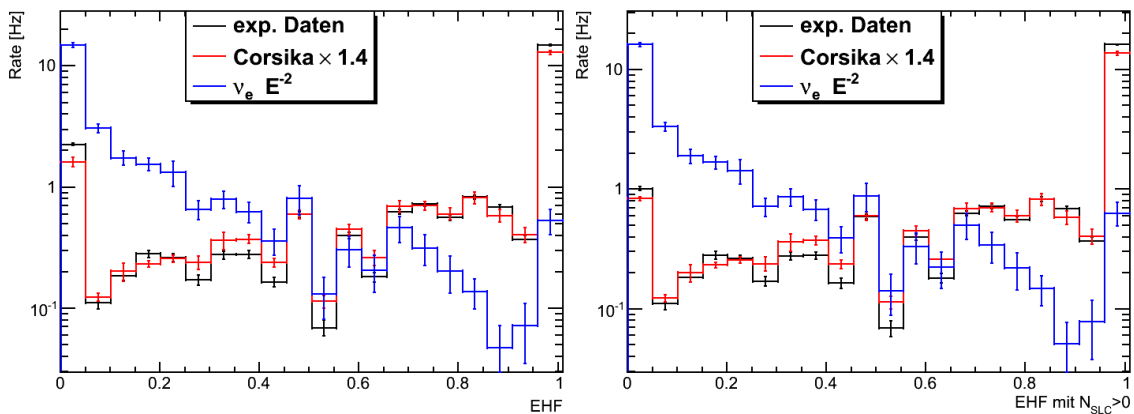


Abbildung 6.10: Die Verteilungen für den auf dem Zeitresiduum basierenden Schnitt EHF für den Datensatz II alleine (links) und in Kombination mit dem Schnitt $N_{SLC} > 0$ (rechts). Es wurde in beiden Fällen $t^* = 2400$ ns gewählt.

Die Güte eines solchen Schnittes ist stark von der Zeit t^* abhängig. Abbildung 6.11 zeigt, dass das beste Ergebnis für $t^* = 2400$ ns erreicht wird. Beide Datensätze erzielen ähnlich gute Ergebnisse, wobei der Kombinationsschnitt bei sehr hohen Effizienzen geringfügig weniger Daten aussortiert. Zielt man jedoch auf eine Effizienz von 90% ab, so ist die Wahl der Kombination aus EHF und N_{SLC} zu empfehlen.

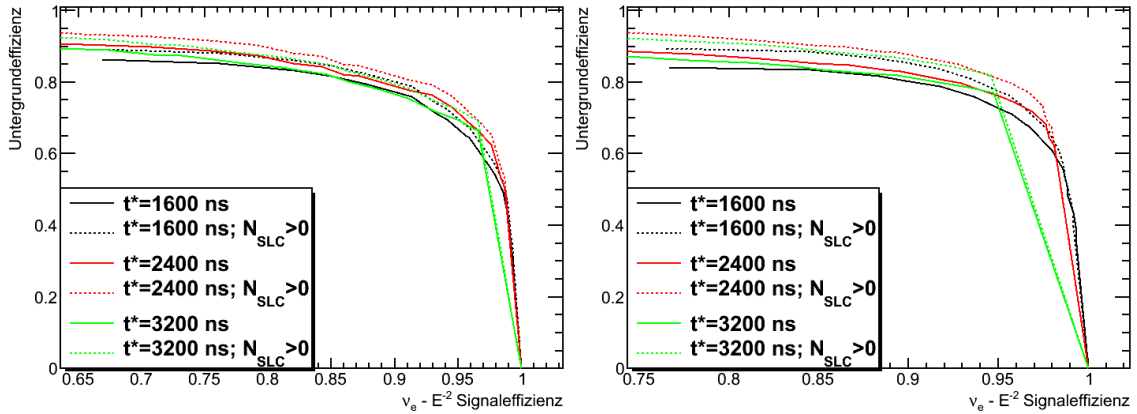


Abbildung 6.11: Zur Untersuchung der Effizienz für verschiedene EHF -Schnitte ist der Anteil des unterdrückten Hintergrundes gegen die Effizienz des behaltene- nen Signals aufgetragen. Jeweils in gleicher Farbe sind die Schnitte für eine Zeit t^* dargestellt. Die durchgezogene Linie steht für einen einfachen EHF -Schnitt, während die gestrichelte Linie für eine Kombination gemäß (6.11) steht. Der linken Abbildung liegt der Datensatz I und der rechten der Datensatz II zu Grunde.

Wie erwähnt, wurde auf Level 1 das erfolgversprechendste Ergebnis mit $t^* = 2400$ ns erzielt. Soll der EHF -Schnitt jedoch nach Anwendung von Schnitten auf andere Qualitätsparameter verwendet werden, so wird aufgrund der Aussortierung von Ereignissen und der damit einhergehenden Veränderungen in den Zeitresiduumsverteilungen eine neue Optimierung der Zeit t^* nötig (Abb. 6.12). Die Anwendung eines Schnittes $rLogL < 10$ verschiebt die optimale Zeit zu $t^* = 2800$ ns. Bei gleicher erzielter Signaleffizienz von 90% steigt der Anteil des unterdrückten Hintergrundes von 90% auf etwa 95% nach Anwendung des rLogL Schnittes und bietet somit eine insgesamt verbesserte Leistung.

Die Güte eines solchen Schnittes ist folglich sowohl von der Zeit t^* als auch von schon vorher ausgeführten Schnitten abhängig. Im Rahmen des für die Arbeit erstellten Filters wurde die Zeit $t^* = 2800$ ns gewählt.

Es wurde angesprochen, dass dieser Parameter Ereignisse hoher Energie besser vom Untergrund trennt als solche niedriger Energie. In Abbildung 6.13 wurde die Effizienz in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie nach Anwendung eines $EHF < 0,6$ Schnittes dargestellt. Es wird bestätigt, dass dieser Parameter nur für hochenergetische Ereignisse effektiv ist.

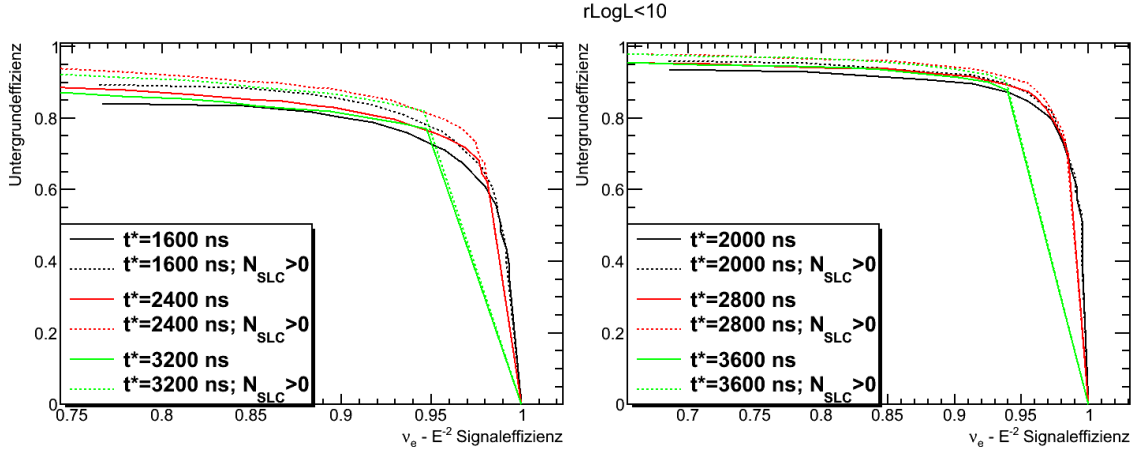


Abbildung 6.12: Die Effizienz für verschiedene EHF ist abhängig von vorher angewandten Schnitten auf andere Parameter. Zur Demonstration ist der Anteil des unterdrückten Hintergrundes gegen die Effizienz des behaltene Signals aufgetragen. Jeweils in gleicher Farbe sind die Schnitte für eine Zeit t^* dargestellt. Die durchgezogene Linie steht für einen einfachen EHF -Schnitt, während die gestrichelte Linie für eine Kombination gemäß (6.11) steht. Der linken Abbildung liegt der Datensatz II auf Level 1 und der rechten der gleiche Datensatz mit einem zusätzlichen Schnitt von $rLogL < 10$ zu Grunde.

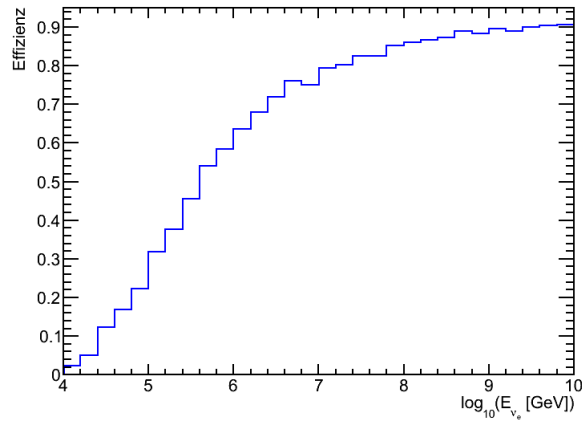


Abbildung 6.13: Die Filter-Effizienz des EHF Schnittes in Abhängigkeit von der Energie des einlaufenden Neutrinos im Vergleich zum Level 1. Es wurde der Schnitt $EHF \leq 0,6$ gewählt.

6.2.3 Korrelation der Qualitätsparameter

Bei der Konstruktion des Filters sollen nur solche Parameter verwendet werden, die für den Hintergrund nicht wesentlich korrelieren, um unnötige Schnitte auf gleiche Datenbereiche zu vermindern. Mit n Ereignissen ist der Mittelwert \bar{x} der Werte x_i durch

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (6.12)$$

gegeben und es ergibt sich die Korrelation s_{xy} zwischen den Messgrößen x und y zu

$$s_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (6.13)$$

Die Extremfälle sind $s_{xy} = 0$, sofern keine Korrelation besteht, und $s_{xy} = \pm 1$ bei einem maximalen positiven bzw. negativen Zusammenhang. Die Untersuchung wird mit den als Hintergrund dienenden experimentellen Daten nach der Anwendung des Level 1 Filters, dem Corsika Datensatz und einem mit E^{-2} gewichteten Signal (Abschnitt 6.2.1) durchgeführt.

Die Ergebnisse in Tabelle 6.1 zeigen, dass beim Hintergrund der NCh-Parameter mit fast allen anderen Parametern schwach korreliert. Die Ausnahme bildet $q_{fillRatio}$. Dies deutet darauf hin, dass die Güte der Parameter sich mit der Energie leicht ändert und hochenergetische Ereignisse besser vom Hintergrund getrennt werden können. Zusätzlich gibt es einen leichten Zusammenhang zwischen rLogL und der Charged Hit Fraction. Beim Signal sind die Korrelationswerte s_{xy} deutlich höher. Dies ist von Vorteil, da Schnitte auf die Parameter zumindest in Teilen auf gleiche Ereignisse schneiden und man dadurch weniger Signalereignisse verliert.

6.2.4 Filterergebnisse

In der Einführung zu diesem Kapitel wurde erörtert, dass der Filter auf ein mit E^{-2} gewichtetes Signal optimiert wird. Gleichzeitig muss der Hintergrund auf eine Rate von $4,4 \cdot 10^{-6}$ Hz bzw. $8,8 \cdot 10^{-7}$ Hz reduziert werden. In Abbildung 6.14 kann man die hohe Effizienz der Schnittvariablen erkennen.

Experimentelle Daten					
	rLogL	EHF	CHF	$q_{fillRatio}$	NCh
NCh	-0,30	-0,26	-0,3	0,05	1
$q_{fillRatio}$	0,03	-0,02	-0,06	1	
CHF	0,25	-0,05	1		
EHF	-0,10	1			
rLogL	1				
Corsika					
	rLogL	EHF	CHF	$q_{fillRatio}$	NCh
NCh	-0,38	-0,28	-0,21	0,07	1
$q_{fillRatio}$	-0,05	0,04	-0,03	1	
CHF	-0,34	0,08	1		
EHF	0,08	1			
rLogL	1				
Signal					
	rLogL	EHF	CHF	$q_{fillRatio}$	NCh
NCh	-0,23	-0,54	-0,56	0,35	1
$q_{fillRatio}$	-0,21	-0,24	-0,29	1	
CHF	0,55	0,66	1		
EHF	0,53	1			
rLogL	1				

Tabelle 6.1: Korrelationskoeffizienten s_{xy} für alle Qualitätsparameter und Datensätze.

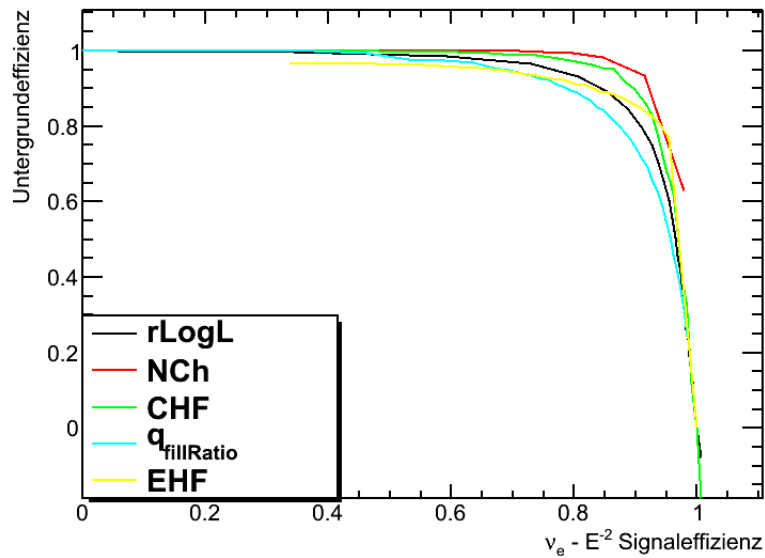


Abbildung 6.14: Für die verschiedenen Parameter ist der Anteil an unterdrücktem Hintergrund gegen die Signaleffizienz aufgetragen. Die Untersuchung wurde auf Level 1 durchgeführt.

Es sind die Anteile an zurückgewiesenen experimentellen Daten gegen die Signaleffizienz aufgetragen. Bei 90% Effizienz unterdrücken auf Level 1 alle Parameter den Hintergrund um mindestens 80% und im Fall von der CHF und vom NCh-Parameter sogar um über 90%.

Die Parameter rLogL, EHF, CHF und $q_{fillRatio}$ wurden alle über einfache Und-Verknüpfungen kombiniert und der Filter im vierdimensionalen Parameterraum optimiert. Dabei wurde der Hintergrund nicht direkt auf die Rate von $4,4 \cdot 10^{-6}$ Hz bzw. $8,8 \cdot 10^{-7}$ Hz reduziert. Es wurde stattdessen bewusst eine maximale Rate von $2 \cdot 10^{-4}$ Hz zugelassen, weil sonst die Signaleffizienz zu gering wäre. Der letzte Schritt wurde mit dem NCh-Parameter vollzogen. Der Verlauf der Rate nach Anwendung der bisherigen Schnitte ist in Abhängigkeit vom NCh-Parameter in Abbildung 6.15 dargestellt. Die experimentelle Datenrate, die sich an diesem Punkt aus fünf Ereignissen ergibt, kann durch einen Schnitt von $NCh_1 \geq 25$ auf Null reduziert werden, ohne den Signalbereich einzuschränken. Diese Werte basieren auf Daten, die über einen Zeitraum von 8 Stunden genommen wurden. Damit kann eine obere Grenze genannt werden. Das Wegschneiden des letzten Ereignisses drückt die experimentelle Datenrate auf unter $3,47 \cdot 10^{-5}$ Hz. Im Fall des Corsika Hintergrundes gibt es noch insgesamt drei Ereignisse bei NCh=65 und NCh=100. Mit einem Schnitt bei $NCh_2 \geq 70$ bzw. $NCh_3 \geq 105$ kann die Corsikarate unter die abgestrebten $4,4 \cdot 10^{-6}$ Hz bzw. sogar auf Null verringert werden (siehe Tabelle 6.3). Die Rate der atmosphärischen Neutrinos ist in allen Fällen um zwei Größenordnungen unterhalb der Grenze von $8,8 \cdot 10^{-7}$ Hz. Die Entscheidung, an welchem Wert der Schnitt gesetzt wird, ist aufgrund der geringen Anzahl von Ereignissen statistisch nicht gut gestützt, sondern birgt Unsicherheiten. Es wird im Folgenden die Ergebnisse des Filters für die beiden Grenzen NCh_2 und NCh_3 ausgewertet.

	rLogL	EHF	CHF	$q_{fillRatio}$	NCh ₁	NCh ₂	NCh ₃
Schnittwerte	8,8	0,15	0,3	0,4	25	70	105

Tabelle 6.2: Die Schnittwerte für die Parameter im Kaskadenfilter

	Hintergrundraten [Hz]			Durchlassquote [%]
	exp. Daten	Corsika	atmosphärische ν_e	E^{-2} gewichtetes Spektrum
Level 1	23,9	24,4	$1,7 \cdot 10^{-4}$	100
rLogL	1,91	1,13	$6,5 \cdot 10^{-5}$	82,2
EHF	$3,15 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	56,1
CHF	$2,08 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-9}$	47,1
$q_{fillRatio}$	$1,74 \cdot 10^{-4}$	$5,43 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-9}$	46,6
NCh ₁	0	$5,43 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-9}$	46,6
NCh ₂	0	$3,05 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-9}$	46,0
NCh ₃	0	0	$4,6 \cdot 10^{-9}$	44,8

Tabelle 6.3: Ergebnisse der einzelnen Schritte des Kaskadenfilters.

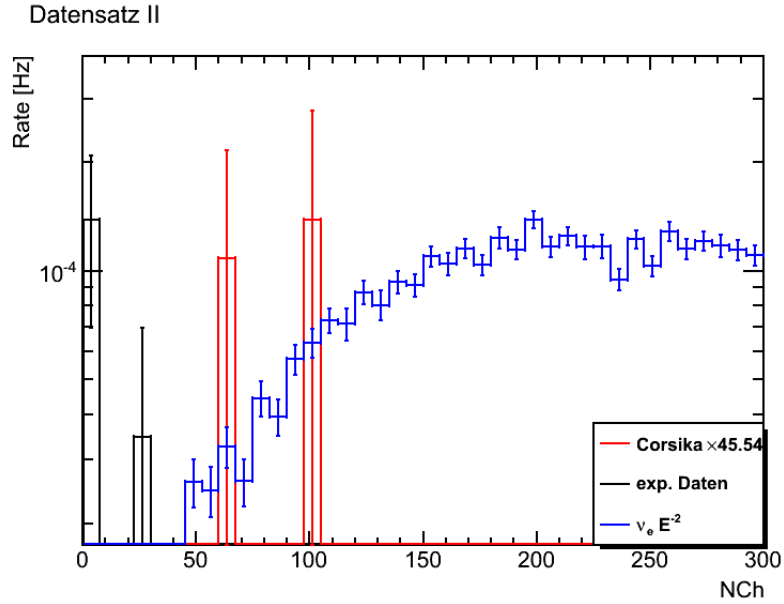


Abbildung 6.15: Die Verteilungen des NCh-Parameters von experimentellen Daten (schwarz), Corsika Hintergrund (rot) und einem mit E^{-2} gewichtetem Elektronen-neutrinosignal nach Anwendung der anderen Schritte. Die Verteilung des NCh-Parameters wurde zur verbesserten Anschaulichkeit auf einen Bereich unterhalb von 300 begrenzt.

6.2.4.1 Effektives Volumen

Das effektive Volumen ist eine Größe zur Einschätzung der Detektorleistung. Es skaliert das Volumen V_G , in dem Ereignisse generiert wurden, mit dem Quotienten aus der Zahl beobachteter N_B und erzeugter Ereignisse N_G

$$V_{eff}(E, \Theta) = \frac{N_B(E_\nu, \Theta_{Zenith})}{N_G(E_\nu, \Theta_{Zenith})} \cdot V_G \quad (6.14)$$

Das Volumen V_G ist größer als der eigentliche Detektor gewählt, um auch Signaturen, die außerhalb des Detektors beginnen und in das Detektorvolumen eindringen, zu berücksichtigen. Mögliche Gewichtungen mit einer Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmter Prozess stattfindet, werden nicht berücksichtigt, da an dieser Stelle nicht die Physik der Neutrinowechselwirkung sondern die Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutrinos von Interesse ist.

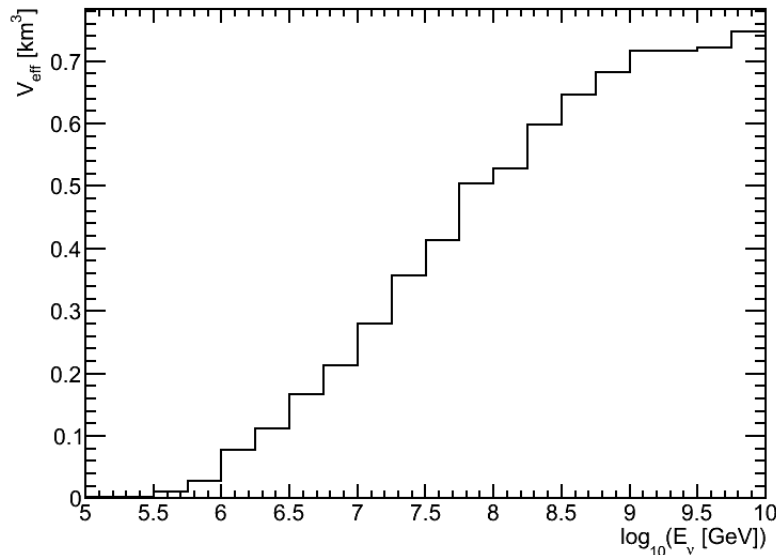


Abbildung 6.16: Das effektive Volumen für den Kaskadenfilter in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie E_ν

Das Ergebnis ist in Darstellung 6.16 zu sehen. Die Optimierung auf ein E^{-2} Spektrum und die starken Schnitte auf die Qualitätsparameter haben dazu geführt, dass der Filter erst für Ereignisse mit Energien ab 1 PeV sensitiv wird. Von diesem Wert an steigt das effektive Volumen auf bis zu 72% des angestrebten Detektorvolumens von 1 km^3 für Ereignisse ab 10^9 GeV an. Der Filter wird also erst bei sehr hohen Energien effizient und

sortiert leider viele Ereignisse im niederenergetischen Bereich aus.

6.2.4.2 Vergleich zum IC22 Detektor

Das Potential des IC59 Detektors lässt sich besonders gut im Vergleich zu dem Detektor mit 22 Trossen (IC22) erkennen. In Tabelle 6.4 werden die Effizienzen eines mit E^{-2} gewichteten Signals verglichen. Dazu wurden aus beiden Analysen die Werte für eine Filterstufe gewählt, bei der eine ähnliche experimentelle Datenrate erreicht wurde. Der Tabelle 6.3 kann entnommen werden, dass bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Filter eine Rate von $3,2 \cdot 10^{-2}$ Hz nach der Anwendung des rLogL- und des EHF-Schnittes erreicht worden ist. Bei der IC22-Studie [89] wird die Effizienz bei einer experimentellen Datenrate von $2 \cdot 10^{-2}$ Hz für den Vergleich verwendet. Die mit dem IC59 Detektor erreichte Effizienz ist sechs Mal so groß wie die, die mit dem IC22 Detektor erreicht wurde. Dies weist darauf hin, dass Kaskaden-Analysen mit dem noch größer werdenden Detektor immer bessere Ergebnisse erzielen können.

	exp. Datenrate [Hz]	Corsika [Hz]	E^{-2} - Effizienz [%]
IC22	0,02	0,01	9,2
IC59	0,032	0,01	56,05

Tabelle 6.4: Vergleich der Ergebnisse des vorgestellten Filters zu den vorläufigen Ergebnissen eines Filters für IC22 [89]. Die Effizienzwerte sind bezogen auf die jeweiligen Online Level 1 Filter von IC22 sowie IC59 und wurden in beiden Fällen für ein mit E^{-2} gewichtetes Neutrinospektrum berechnet.

6.3 Mögliche Auswirkungen von Kaskaden auf das Optical Follow Up Programm

Der im letzten Abschnitt erläuterte Kaskadenfilter wird angewandt, um eine erste Einschätzung für das Potential von Kaskaden für das Optical Follow Up Programm zu erhalten. In Tabelle 6.5 ist die Zahl an Elektron- und Myonenneutrinos angegeben, die im Mittel von Gamma-Ray-Bursts mit einem WB-Spektrum aus verschiedenen Zenitwinkelbereichen beobachtet werden können. Die erwartete Anzahl hängt stark von der Richtung eines möglichen GRBs ab. Läge ein GRB in der nördlichen Hemisphäre, wäre die erwartete Anzahl an Elektronenneutrinos aufgrund der Absorption von hochenergetischen Neutrinos in der Erde und der geringen Effizienz des Kaskadenfilters bei kleinen Energien

um den Faktor 9 deutlich geringer als bei einem GRB in der südlichen Hemisphäre. Der Verlauf der mittleren Anzahl an detektierbaren Neutrinos in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie E_ν in Abbildung 6.17 zeigt das Problem auf. Er nähert sich erst ab Energien größer als 1PeV dem Maximum, fällt aber von Energien größer als 10 PeV an schon wieder steil ab, da das angenommene Spektrum von diesem Wert an mit $1/E$ unterdrückt ist (siehe Kapitel 2.2.2.1). Bei kleinen Energien ist der Filter folglich zu ineffizient und im Energiebereich, in dem der Filter effektiv wird, fällt der Neutrinofluss zu stark ab.

Aufgrund der geringen Unterschiede, die die Wahl des NCh-Schnittes macht, wird im Folgenden die Untersuchung mit dem stärkeren Schnitt von $NCh \geq 105$ durchgeführt.

	$\overline{N_{\nu_\mu}} [10^{-3}]$ (IC59)	$\overline{N_{\nu_e}} [10^{-3}]$ (IC59) mit $NCh \geq 70$	$\overline{N_{\nu_e}} [10^{-3}]$ (IC59) mit $NCh \geq 105$
$-1 < \cos(\Theta) < -0,2$	11,4	0,036	0,035
$-0,2 < \cos(\Theta) < 0$	17,6	0,2	0,19
$0 < \cos(\Theta) < 1$	0	0,6	0,55
Gesamter Winkelbereich	12,8	0,33	0,33

Tabelle 6.5: Angegeben ist die mittlere Anzahl an Neutrinos $\overline{N_\nu}$, die auf OFU-Niveau im IC59 Detektor gemessen werden würden, wenn die Quelle der Neutrinos ein GRB mit einem WB-Neutrinospektrum wäre. Es wurden die mittleren Werte berechnet, die für verschiedene Zenitwinkelbereiche und den gesamten vom Filter zugelassenen Bereich ergäben. Der gesamte Zenitbereich für Myonneutrinos ist auf Ereignisse über 90° beschränkt, während für Elektronneutrinos der gesamte Himmel betrachtet wird.

6.3.1 Wahrscheinlichkeitsanalyse

Es wird im Folgenden die Wahrscheinlichkeit untersucht, Myon- oder Elektronneutrinos von einem GRB zu detektieren, die anschließend eine optische Folgebeobachtung triggern sollen. Dazu sind mindestens zwei Neutrinos erforderlich, wovon mindestens eines ein Myonneutrino sein muss. Nur dieses gibt die Möglichkeit, die Richtung des Ereignisses zu rekonstruieren und so die optischen Teleskope in die richtige Richtung ausrichten zu können.

Die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Anzahl an Neutrinos zu beobachten, lässt sich durch die Multinomialverteilung [90] berechnen. Für die folgende Überlegung wird angenommen, dass von N Neutrinos, die den Detektor durchdringen, p Myonneutrinos, q

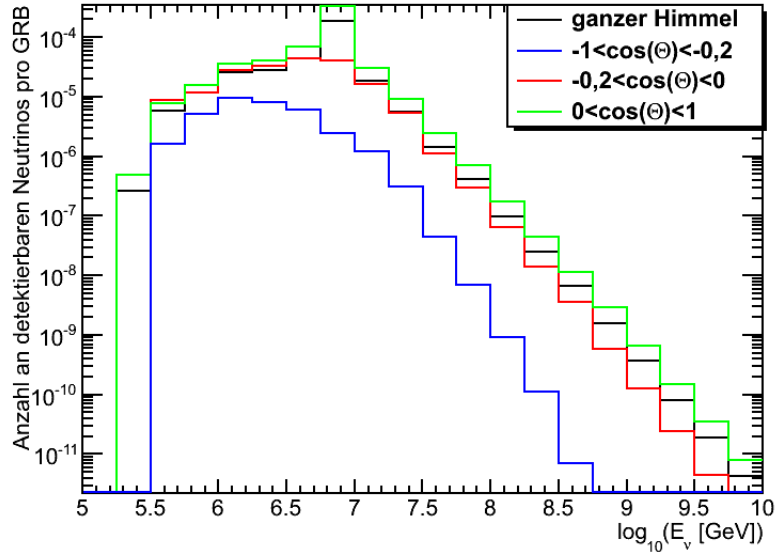


Abbildung 6.17: Die mittlere Anzahl von detektierbaren Neutrinos nach Anwendung des Kaskadenfilters im IC59 Detektor in Abhängigkeit von der Energie. Als Quelle wurde ein GRB angenommen, dessen Neutrinospektrum dem Waxmann - Bahcall Spektrum folgt (siehe Abschnitt 2.2.2.1). Dargestellt sind sowohl der über den gesamten Zenitbereich gemittelte Beitrag (schwarz) als auch die gemittelten Beiträge aus verschiedenen Zenitwinkelbereichen (grün, blau, rot).

Elektronneutrinos gemessen und r Ereignisse nicht gemessen werden. Dann ist die Wahrscheinlichkeit m Myonneutrinos, n Elektronneutrinos und o Mal kein Ereignis zu messen, durch

$$P(m, n, o) = \frac{N!}{m!n!o!} p^m q^n r^o \quad (6.15)$$

gegeben. Es gilt $m + n + o = N$ und $p + q + r = 1$. Damit lassen sich $r = 1 - p - q$ und $o = N - m - n$ eliminieren und es folgt für die Wahrscheinlichkeit, in N Ereignissen m Myonneutrinos und n Elektronneutrinos zu messen:

$$P(m, n|N) = \frac{N!}{m!n!(N - m - n)!} p^m q^n (1 - p - q)^{N - m - n} \quad (6.16)$$

Mit N gegen unendlich¹ kann die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von den Durch-

¹Jede Sekunde durchdringen einen menschlichen Körper etwa $50 \cdot 10^{12}$ von der Sonne stammende Neutrinos.

schnittswerten $\mu = N \cdot p$ und $\nu = N \cdot q$ folgendermaßen geschrieben werden:

$$P(m, n) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N!}{m!n!(N-m-n)!} \left(\frac{\mu}{N}\right)^m \left(\frac{\nu}{N}\right)^n \left(1 - \frac{\mu}{N} - \frac{\nu}{N}\right)^{N-m-n} \quad (6.17)$$

Mit der Ausführung des Limes folgen unter der Voraussetzung $m, n \ll N$ für die letzte Klammer die Ausdrücke

$\lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\mu}{N} - \frac{\nu}{N}\right)^{-m-n} = 1$ und $\lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\mu}{N} - \frac{\nu}{N}\right)^N = e^{-\mu-\nu}$, weswegen sich die Wahrscheinlichkeit zu

$$P(m, n) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N!}{m!n!(N-m-n)!} \left(\frac{\mu}{N}\right)^m \left(\frac{\nu}{N}\right)^n e^{-\mu-\nu} \quad (6.18)$$

ergibt. Dies kann umgeformt werden zu

$$P(m, n) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N!}{N^m N^n (N-m-n)!} \cdot \frac{\mu^m}{m!} \cdot \frac{\nu^n}{n!} e^{-\mu-\nu} \quad (6.19)$$

und der erste Bruch geht gegen eins. Es folgt

$$P(m, n) = \frac{\mu^m}{m!} \cdot \frac{\nu^n}{n!} e^{-\mu-\nu} = \frac{\mu^m}{m!} e^{-\mu} \cdot \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu} = P(m|\mu) P(n|\nu) \quad (6.20)$$

Am Anfang dieses Abschnittes wurde erklärt, dass mindestens zwei Neutrinos gemessen werden müssen. Von diesen muss mindestens eins ein Myonneutrino sein. Es sind also die Fälle ausschließen, in denen man nur ein Myon- und kein Elektronneutrino bzw. kein Myonneutrino und eine unbestimmte Zahl an Elektronneutrinos misst. Mit dieser Bedingung ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für m Myonneutrinos und n Elektronneutrinos zu

$$\begin{aligned} P(m+n > 1 \wedge m \geq 1) &= 1 - P(1|\mu) \cdot P(0|\nu) - P(0|\mu) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} P(n|\nu) \\ &= 1 - P(1|\mu) \cdot P(0|\nu) - P(0|\mu) \cdot 1 \end{aligned} \quad (6.21)$$

Möchte man dagegen die Wahrscheinlichkeit ermitteln, mindestens zwei Myonneutrinos zu messen, folgt analog

$$P(m > 1|\mu) = 1 - P(1|\mu) - P(0|\mu) \quad (6.22)$$

Die Wahrscheinlichkeit generell zwei oder mehr Neutrinos bzw. sogar die Wahrscheinlichkeit mindestens zwei Myonneutrinos zu messen, ist in Abhängigkeit vom Zenitwinkel in

Abbildung 6.18 dargestellt. Dabei wurde für die Untersuchung des reinen Myonneutrinosignals der OFU-Filter, wie er in Abschnitt 5.4 beschrieben wurde, verwendet. Um das Potential der Kaskaden zu untersuchen, wurde angenommen, dass zusätzliche fünf Alerts an die ROTSE-Teleskope gesandt werden dürfen. Diese stehen für die Kombination von Myon- und Elektronneutrinos zur Verfügung. Um eine Einbeziehung der Kaskaden zu rechtfertigen, muss die Kombination der beiden Neutrinoarten zu einem besseren Ergebnis gelangen als das bisherige System.

Für die in Tabelle 6.5 aufgelisteten verschiedenen Zenitwinkelbereiche wurde jeweils die mittlere Anzahl an erwarteten Neutrinos verwendet und die Wahrscheinlichkeiten wurden mit den Gleichungen 6.21 sowie 6.22 berechnet.

Es wird deutlich, dass sich im Zenitbereich $-1 < \cos(\Theta) < -0,2$ durch Einführung der Kaskaden keine Verbesserung ergibt (siehe Tabelle 6.6). Wie schon im Abschnitt 6.3 erläutert, hängt dies mit der Absorption hochenergetischer Teilchen in der Erde und der geringen Effizienz des Kaskadenfilters bei kleinen Energien zusammen.

	$P(m \geq 2 \mu)$	$P(m + n \geq 2)$	$\frac{P(m+n \geq 2)}{P(m \geq 2 \mu)}$
$-1 < \cos(\Theta) < -0,2$	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$	1,02
$-0,2 < \cos(\Theta) < 0$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	1,07
Gesamter Zenitwinkelbereich	$8,1 \cdot 10^{-5}$	$8,5 \cdot 10^{-5}$	1,05

Tabelle 6.6: Angegeben sind mit $P(m \geq 2)$ bzw. $P(m + n \geq 2)$ die Wahrscheinlichkeiten, mindestens zwei Myonneutrinos bzw. mindestens ein Myon- und ein Elektronneutrino von einem GRB zu beobachten. Es wurden die mittleren Werte für verschiedene Zenitwinkelbereiche und den gesamten vom Filter zugelassenen Bereich berechnet. Der gesamte Zenitbereich für Myonneutrinos ist auf Ereignisse über 90° beschränkt, während für Elektronneutrinos der gesamte Himmel betrachtet wird.

Beim Übergang von der nördlichen Hemisphäre in die Südliche passieren immer mehr Elektronneutrinos den Kaskadenfilter und in dem Bereich $-0,2 < \cos(\Theta) < 0$ führt dies zu einer leichten Steigerung der Wahrscheinlichkeit, mindestens zwei Neutrinos zu messen, um 7%. Es ist jedoch eine leichte Absenkung der Wahrscheinlichkeit zwischen 93° und 90° zu erkennen (siehe Abbildung 6.18). Dies kann auf Myonneutrinoereignisse zurückgeführt werden, deren Richtung in geringem Maß falsch rekonstruiert wurde und die den Winkelschnitt von 90° fälschlicherweise nicht passieren.

In der südlichen Hemisphäre wäre der Beitrag der Elektronneutrinos am größten. In diesem Himmelsbereich werden drei Mal so viele Elektronneutrinos gemessen wie knapp

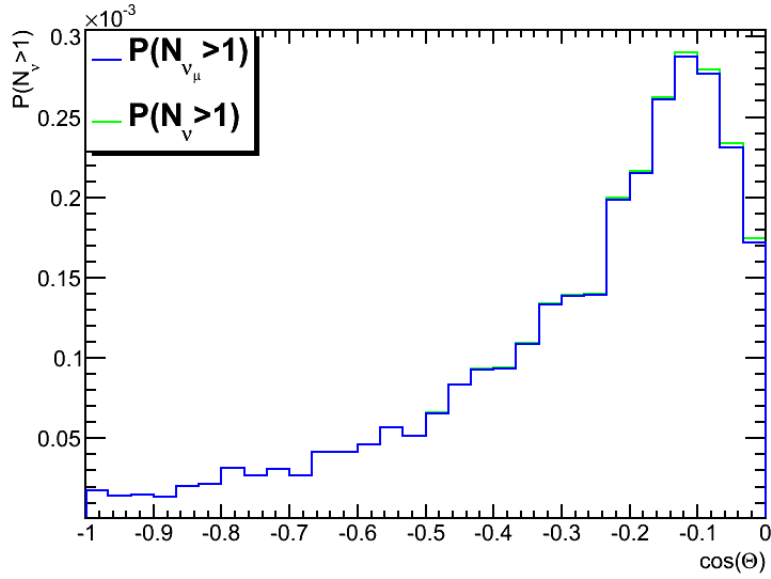


Abbildung 6.18: Darstellung der Wahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit vom Zenitwinkel, mindestens zwei Myonneutrinos (blau) bzw. ein Myonneutrino und ein Elektronneutrino zu messen (grün).

unterm Horizont. Dieser Bereich wird jedoch im OFU-Filter für Myonneutrinos ausgeschlossen, weswegen eine genaue Untersuchung der Verbesserungsmöglichkeiten nicht möglich ist. Übernähme man die erwartete Anzahl an Myonneutrinos aus dem Zenitwinkelbereich $-0,2 < \cos(\Theta) < 0$ für eine grobe Abschätzung, erhielte man durch Einbeziehung der Kaskaden eine Erhöhung der Wahrscheinlichkeit um 13 Prozent. Dies ist jedoch spekulativ. Für eine haltbare Aussage müsste ein OFU-Filter für die südliche Hemisphäre entwickelt werden.

In dieser Studie sollte eine erste Einschätzung bezüglich des Potentials von Kaskaden für eine Verbesserung des OFU-Programm durchgeführt werden. Die Ergebnisse zeigen, dass in weiten Teilen des Zenitwinkelbereichs des OFU-Filters für Myonneutrinos keine deutliche Verbesserung der Detektionswahrscheinlichkeit von GRBs festzustellen ist. Erste Hinweise auf das Potential von Kaskaden werden erst im Winkelbereich nahe dem Horizont deutlich. Die Steigerung um 7% ist nicht sehr groß. Jedoch könnte durch eine Erweiterung des in dieser Arbeit dargestellten Filters durch die Entwicklung weiterer effektiver Schnittparameter ein besseres Ergebnis erzielt werden und der Beitrag der Kaskaden gesteigert werden. Dabei müsste insbesondere auf eine bessere Effizienz im Energiebereich zwischen 100 TeV und 10 PeV geachtet werden. Das größte Potential liegt vermutlich in

der Erschließung des südlichen Himmels für das Optical Follow Up Programm, da dort am meisten Elektronneutrinos messbar sind. Bei der Suche nach Myonen in diesem Himmelsbereich müsste dabei ein Veto durch IceTop [55] bzw. durch Triggerung der äußeren Trossen durch einlaufende Myonen zur Reduzierung des Hintergrundes aus atmosphärischen Myonen genutzt werden. Dies hätte ein verringertes Detektorvolumen zur Folge, wodurch folglich die Effizienz der Suche nach Myonneutrinos in diesem Himmelsbereich geringer sein müsste. Diesen Nachteil gibt es bei der Messung von Kaskaden nicht, was die Bedeutung der Kaskaden für solch eine Erweiterung noch vergrößern könnte.

7 Zusammenfassung

Die Arbeit besteht aus zwei Teilen. Im ersten Teil der Arbeit wurde der OFU-Filter, der für den IC40 Detektor entwickelt wurde, an die nächste Detektorstufe - den IC59 Detektor - angepasst und das Ergebnis dieser Anpassung diskutiert. Zusätzlich wurde anhand von simulierten Elektronenneutrinos untersucht, ob Kaskaden genutzt werden können, um das OFU-Programm und die Wahrscheinlichkeit der Detektion von SNe bzw. GRBs zu verbessern.

Anpassung des OFU-Filters an den IC59 Detektor

Bei der Modifikation des OFU-Filters, der 2008 für den IC40 Detektor entwickelt wurde, wurde von Beginn an entschieden, die Logik und die Qualitätsparameter des Filters beizubehalten und sie an den vergrößerten IC59 Detektor anzupassen. Die Leistung des Filters ist aufgrund des größeren Detektors besser geworden. Dies kann zum einen an der besseren Unterdrückung der atmosphärischen Myonen erkannt werden, deren Anteil an den Daten nach Anwendung des Filters von 55% auf 25% gesunken ist, während der Anteil an neutrinoinduzierten Ereignissen um 65% gestiegen ist. Zum anderen wurde untersucht, in wieweit der größere Detektor die Entdeckung von möglichen SNe oder GRBs beeinflusst. Die über den betrachteten Himmel gemittelte Anzahl an zu erwartenden Neutrinos stieg im Fall von SNe um 60% und im Fall von GRB um 32%. Ein Grund für die geringere Zunahme bei den GRBs ist die Absorption hochenergetischer Neutrinos in der Erde, was bei SNe aufgrund des niedrigeren Energiebereichs ein geringeres Problem ist. Ein weiterer Grund ist der stärkere Schnitt auf den Zenitwinkel. Der Vergleich zum IC40 Detektor zeigt deutlich bessere Ergebnisse für IC59 und eine vielversprechende Aussicht durch die weitere Vergrößerung des Detektors bis 2011. Damit ist das Teilziel dieser Arbeit gelungen, die Anpassung an den IC59 Detektor vorzunehmen.

Untersuchung des Potentials von Kaskaden zur Verbesserung des OFU-Systems

Zur Untersuchung des Potentials von Kaskaden wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Kaskadenfilter entwickelt, der die Daten des Online Kaskaden Filters verwendet und weiter reduziert. Dabei wurde das ehrgeizige Ziel gesetzt, die Rate auf $8,8 \cdot 10^{-7}$ Hz zu senken. Nur dann wäre eine Eingliederung der Kaskaden in das OFU-System sinnvoll. Aufgrund des energetisch begrenzten Neutrinospektrums einer SNe nach Ando & Beacom wurde nur das Potential von Kaskaden für die Suche nach GRBs diskutiert. Deren Neutrinospektrum folgt in weiten Teilen einem Potenzgesetz von E^{-2} . Auf ein solches Spektrum wurde der Filter optimiert.

Bei der Entwicklung des Filters wurde der Qualitätsparameter Early Hit Fraction untersucht, der auf den 2009 zum ersten Mal gemessenen SLCs beruht. Er ermöglicht eine effektive Unterdrückung des Untergrundes insbesondere bei hohen Energien und einer großen Anzahl an SLCs. Für eine weitere Verbesserung dieses Filters wäre es interessant, weitere SLC-basierte Schnittparameter für Kaskaden zu entwickeln. Entsprechend wäre es sinnvoll, das Potential der SLCs für Myonen zu untersuchen.

Der in dieser Arbeit beschriebene Filter muss in verschiedenen Stufen bewertet werden. Zum einen kann im Vergleich zum IC22 Detektor ein um den Faktor 19 besseres Ergebnis bei der Durchlassquote eines mit E^{-2} gewichteten Signals erreicht werden. Dies zeigt das große Potential des IC59 Detektors und der weiteren Ausbaustufen inklusive des DeepCore Detektors zur Messung von Kaskaden auf. Gleichzeitig wurde deutlich, dass der Filter erst für Energien ab ~ 500 TeV effektiv wird.

Die Auswirkungen werden bei der Untersuchung des Potentials der Kaskaden zur Erhöhung der Wahrscheinlichkeit, Neutrinos von GRBs zu messen, deutlich. Für weite Teile des Blickfeldes des auf die nördliche Hemisphäre begrenzten OFU-Filters ist allerdings keine Verbesserung festzustellen. Erst nahe dem Horizont kann die Wahrscheinlichkeit um 7% erhöht werden. Von einem GRB in der südlichen Hemisphäre würden drei Mal so viele Elektroneneutrinos gemessen werden, wie von einem GRB nahe dem Horizont. Dies weist darauf hin, dass bei einer Erweiterung des OFU-Filters auf die südliche Hemisphäre durch die Einbeziehung von Kaskaden möglicherweise deutlich bessere Ergebnisse erzielt werden könnten.

Aber auch nahe dem Horizont ist das Potential der Kaskaden noch nicht ausgeschöpft. Durch die Gestaltung eines effektiveren Filters insbesondere bei niedrigeren Energien könnte die Wahrscheinlichkeit, Neutrinos von GRBs zu messen, in Kombination mit

Kaskaden vermutlich um mehr als die bis jetzt erreichten 7% verbessert werden. Dazu wäre die Entwicklung weiterer Qualitätsparameter nötig, sowie unter Umständen die Einführung weiterer Filterstufen, so dass Rekonstruktionen durch erhöhte Iteration eine bessere Beschreibung eines Ereignisses liefern könnten.

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass Kaskaden in einem eingeschränkten Zenitwinkelbereich Potential für Verbesserungen des Optical Follow Up Programms bieten können. In weiteren Studien könnten die bisherigen Ergebnisse aufgegriffen werden, um z.B. die Auswirkungen der dargestellten Verbesserungsvorschläge zu untersuchen.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Mohr. "Development of a neutrino burst filter for IceCube". Master's thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2008.
- [2] W. Hillebrandt, J. C. Niemeyer. "Type Ia Supernova Explosion Models". *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 38:191–230, 2000.
- [3] M. Parthasarathy, D. Branch, D. J. Jeffery, E. Baron. "Progenitors of Type Ia Supernovae: Binary Stars with White Dwarf Companions", 2007. astro-ph/0703451v1.
- [4] H.-T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, B. Mueller. "Theory of Core-Collapse Supernovae". *Phys. Rept.*, 442:38–74, 2007. astro-ph/0612072.
- [5] P. Meszaros. "Theories of Gamma-Ray Bursts". *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 40:137–169, 2002. astro-ph/0111170.
- [6] "VELA satellites". Available from: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/vela5a.html>.
- [7] "Treaty Banning Nuclear Weapon Tests in the Atmosphere, in Outer Space and under Water". Available from: <http://disarmament.un.org/TreatyStatus.nsf/44e6eeabc9436b78852568770078d9c0/35ea6a019d9e058a852568770079dd94?OpenDocument>.
- [8] R. D. Preece et al. "The BATSE Gamma-Ray Burst Spectral Catalog. I. High Time Resolution Spectroscopy of Bright Bursts using High Energy Resolution Data". *Astrophys. J. Suppl.*, 126:19, 2000. astro-ph/9908119.
- [9] "BeppoSAX experiment". Available from: <http://www.asdc.asi.it/bepposax/>.
- [10] "HETE experiment". Available from: <http://space.mit.edu/HETE/>.
- [11] N. Gehrels et al. (Swift Science Collaboration). "The Swift Gamma-Ray Burst Mission". *AIP Conf. Proc.*, 727:637–641, 2004. astro-ph/0405233.
- [12] "Fermi Experiment". Available from: http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/main/index.html.
- [13] L. Piro. "Short-burst sources". *Nature*, 437:822–823, 2005.

- [14] T. Piran. "The Physics of Gamma-Ray Bursts". *Rev. Mod. Phys. Rept.*, 76:1143–1210, 2004. astro-ph/0405503.
- [15] E. Fermi. "On the Origin of the Cosmic Radiation". *Phys. Rev.*, 75:1169–1174, 1949.
- [16] M. J. Rees, P. Meszaros. "Relativistic fireballs - energy conversion and time-scales". *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 258:41–43, 1992.
- [17] M. J. Rees, P. Meszaros. "Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts". *Astrophys. J.*, 430:L93–L96, 1994. astro-ph/9404038.
- [18] S. Kobayashi, R. Sari. "Optical Flashes and Radio Flares in GRBs afterglow: Numerical Study". astro-ph/9910241.
- [19] F. Daigne, R. Mochkovitch. "Gamma-Ray bursts from internal shocks in a relativistic wind: an hydrodynamical study". astro-ph/0005193.
- [20] V. V. Uso. "Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of big gamma-ray bursts". *Nature*, 357:472–474, 1992.
- [21] C. D. Dermer. "The Collapsar and Supranova Models", 2007. astro-ph/0404608v1.
- [22] S. Woosley, A. Heger. "The Supernova Gamma-Ray Burst Connection". *AIP Conf. Proc.*, 836:398–407, 2006. astro-ph/0604131.
- [23] E. Waxman, J. N. Bahcall. "Neutrino Afterglow from Gamma-Ray Bursts: 10^{18} EeV". *Astrophys. J.*, 541:707–711, 200. hep-ph/9909286.
- [24] E. Waxman, J. N. Bahcall. "High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs". *Phys. Rev. Lett.*, 78:2292–2295, 1997. astro-ph/9701231.
- [25] P. Meszaros, E. Waxman. "TeV neutrinos from bursting and choked fireballs". *Phys. Rev. Lett.*, 87:171102, 2001. astro-ph/0103275.
- [26] D. Band et al. "BATSE observations of gamma-ray burst spectra. 1. Spectral diversity". *Astrophys. J.*, 413:281–292, 1993.
- [27] B. Zhang, P. Meszaros. "Gamma-Ray Bursts: Progress, Problems & Prospects". *Intern. Journ. of Modern Phys. A*, 19:2385, 2004. astro-ph/0311321.
- [28] R. Sari, A. A. Esin. "On The Synchrotron Self-Compton Emission from Relativistic Shocks and Its Implications for Gamma-Ray Burst Afterglows". *Astrophys. J.*, 548:787–799, 2001. arXiv:astro-ph/0005253v1.
- [29] B. Zhang, P. Meszaros. "High Energy Spectral Components in Gamma-Ray Burst Afterglows". *Astrophys. J.*, 559:110–122, 2001. arXiv:astro-ph/0103229v3.

- [30] J. K. Becker, M. Stamatikos, F. Halzen, W. Rhode. "Coincident GRB neutrino flux predictions: Implications for experimental UHE neutrino physics". astro-ph/0511785v1.
- [31] J. K. Becker. "High-energy neutrinos in the context of multimessenger astrophysics". *Physics reports*, 458:173–246, 2008. test.
- [32] E. Waxman, J. Bahcall. "High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound". *Physical Review D*, 59:023002, 1998.
- [33] J. N. Bahcall, E. Waxman. "High energy astrophysical neutrinos: The upper bound is robust". *Phys. rev.*, D64:023002, 2001. hep-ph/9902383.
- [34] R.M. Kippen et al. "On the Association of Gamma-Ray Bursts with Supernovae". astro-ph/9806364.
- [35] T.J. Galama et al. "Discovery of the peculiar supernovae 1998bw in the error box of GRB980425". *Nature*, 395:670, 1998.
- [36] T. Matheson. "The Supernovae Associated with Gamma-Ray Bursts". astro-ph/0410668.
- [37] M. D. Valle. "Supernovae shedding light on gamma-ray bursts". *Nuovo Cim.*, 28C:563–573, 2005. astro-ph/0504517.
- [38] S. Woosley, A. Heger. "Progenitor Stars of Gamma-Ray Bursts". *Astrophys. J.*, 637:914–921, 2006. astro-ph/0508175.
- [39] S. Razzaque, P. Meszaros, E. Waxman. "Neutrinos from core collapse supernovae and hypernovae". *Phys. Rev. Lett.*, 93:181101, 2004. astro-ph/0407064.
- [40] S. Ando, J.F. Beacom. "Revealing the supernova-gamma-ray burst connection with TeV neutrinos". *Phys. Rev. Lett.*, 95:061103, 2005. astro-ph/0502521.
- [41] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, I. Sarcevic. "Ultra-high-Energy Neutrino Interactions". *Astropart.Phys.*, 5:81–110, 1996. arXiv:hep-ph/9512364v1.
- [42] B. Voigt. "Sensitivity of the IceCube Detector for Ultra - High Energy Electron - Neutrino Events". PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2008.
- [43] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno. "Neutrino interactions at ultrahigh energies". *Physical Review D*, 58:093009, 1998.
- [44] "CTEQ: The coordinated theoretical-experimental project in QCD". Available from: <http://www.phys.psu.edu/~cteq/>.

- [45] H. L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, J. Morfin, F. Olness, J. F. Owens, J. Pumplin, W. K. Tung. "Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions". *Eur.Phys.J.C*, 12:375-392,2000, Eur.Phys.J.C12:375-392,2000.
- [46] S. L. Glashow. "Resonant Scattering of Antineutrinos". *Physical Review*, 118:316–317, 1960.
- [47] P. A. Cherenkov. "Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light". *Phys. Rev.*, 52:378–379, 1937.
- [48] M. Ackermann. "Searches for signals from cosmic point-like sources of high energy neutrinos in 5 years of amanda-ii data". PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2007.
- [49] Jakob vanSanten. "Markov-Chain Monte-Carlo Reconstruction for cascade-like events in IceCube". Master's thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2010.
- [50] C. Amsler et al. "passage of particles through matter". *Physics Letters*, B667:1, 2008.
- [51] M. V. D'Agostino. "First Evidence For Atmospheric Neutrino-Induced Cascades with the IceCube Detecto". PhD thesis, University of California, Berkeley, 2009.
- [52] D. Chirkin, W. Rhode. "Muon Monte Carlo: A high-precision tool for muon propagation through matter". hep-ph/0407075.
- [53] J. G. Learned, K. Mannheim. "High-Energy Neutrino Astrophysics". *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 50:679–749, 2000.
- [54] Particle Data Group Collaboration, S. Eidelman et al. "Review of particle physics". *Phys. Lett.*, B592:1, 2004.
- [55] J. Ahrens et al. (IceCube-Collaboration). "IceCube Preliminary Design Document". Available from: <http://icecube.wisc.edu/science/publications/pdd/pdd.pdf>.
- [56] S. Panknin. "Cascade Analysis in IceCube: A Search for Neutrino Induced Cascades in the IceCube 2008 Data". Available from: <http://www.ifh.de/~panknin/data/talks/cascadeanalysis.pdf>.
- [57] M. Kowalski. "Search for neutrino-induced cascades with the AMANDA-II detecto". PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2004.
- [58] C. Wiebusch for the IceCube Collaboration. "Physics Capabilities of the IceCube DeepCore Detector". arXiv:0907.2263v1 [astro-ph.IM].
- [59] "IceCube scatch of the string configuration". Available from: <http://gallery.icecube.wisc.edu/internal/v/graphics/sketchup/Season.tiff.html>.

- [60] S. Panknin. "Positioning of IceCube Strings and IceTop detectors". Available from: <http://eeh06.physik.hu-berlin.de/~panknin/talks/geoconstr.png>.
- [61] "2009 DAQ/Trigger Planning". Available from: <https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-47863/2009DAQconfiguration-parameters.pdf>.
- [62] E. Blaufuss. "Impact of event readout window change". Available from: <https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-49548/EventReadoutWindowStudy.pdf>.
- [63] "SLCHitExtraction". Available from: <http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/SLCHitExtraction>.
- [64] "RT-Cut study". Available from: http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/RT-Cut_study.
- [65] "SLC hit cleaning". Available from: http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/SLC_hit_cleaning#Directional_Bias.3F.
- [66] A. Gazizov, M. Kowalski. "ANIS: High energy neutrino generator for neutrino telescopes". *Comput. Phys. Commun.*, 172:203–213, 2005.
- [67] D. Chirkin, W. Rhode. "Muon Monte Carlo: A high-precision tool for muon propagation through matter". hep-ph/0407075.
- [68] "IceSim doxygen documentation". Available from: <http://www.ifh.de/~kislat/www/icerec/docs/V03-00-00/doxygen/>.
- [69] J. Lundberg, P. Miocinovic, K. Woschnagg, T. Burgess, J. Adams, S. Hundertmark, P. Desiati, P. Niessen. "light tracking through ice and water-scattering and absorption in heterogeneous media with photonics". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 581(3):619–631, 2007.
- [70] D. Heck, J. Knapp, et al. "CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers". Technical report, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA, 1998.
- [71] M. Hicken, P. Challis, S. Jha, R. P. Kirshner, T. Matheson, M. Modjaz, A. Rest, W. M. Wood-Casey, et al. "CfA3: 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA". arXiv:0901.4787v5 [astro-ph.CO].
- [72] D. Kasen, L. Bildsten. "Supernova Light Curves Powered by Young Magnetars". arXiv:0911.0680v1 [astro-ph.HE].
- [73] B. Leibundgut, N. B. Suntzeff. "Optical Light Curves of Supernovae". arXiv:astro-ph/0304112v1.

- [74] C. W. Akerlof et al. "The ROTSE - III Robotic Telescope System". astro-ph/0210238.
- [75] NASA. "GCN Network". Available from: <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>.
- [76] D. Cown, A. Franckowiak, A. Mohr, M. Kowalski, T. Schmidt. "Analysis Proposal: Sensitivity and Significance Studies for Optical Follow-Up". 2008.
- [77] Patrik Berghaus. P. berghaus. Available from: http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/NDir_LLh_and_Muon_Energy.
- [78] Gary Hill. G. hill. Available from: http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Ndir_problem.
- [79] J. Ahrens et all (Ammanda Kollaboration). "Muon Track Reconstruction and Data Selection Techniques in AMANDA". test4.
- [80] Warren Huelsnitz, Robert Lauer. "IceCube Muon Filter for 2008 Pole Season". test.
- [81] J.A. Aguilar, P. Berghaus, J Dumm, T. Montaruli. "IceCube Muon Filter for 2009 Pole Season". test.
- [82] J. L. Bazo Alba. "Request for a Level2 Online Muon Filter". Available from: https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-45309/2008_TFT_Proposal_Level2_v1.2.pdf.
https : //docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document - 45309/2008_TFT_Proposal_Level2_v1.2.pdf.
- [83] Anna Franckowiak, Robert Franke. "Request for a Level2 Online Muon Filter". Available from: https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-48247/2009_TFT_Proposal_Level2_2009.pdf.
https : //docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document - 48247/2009_TFT_Proposal_Level2_2009.pdf.
- [84] A. Franckowiak, A. Mohr, M. Kowalski, T. Schmidt. "Proposal for an Online Neutrino Multiplet Search".
- [85] "Seasonal Variations in Atmospheric Muon Rate". Available from: http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Seasonal_Variations_in_Atmospheric_Muon_Rate.
- [86] "Muon Energy Spectrum/Seasonal Variations". Available from: http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Muon_Energy_Spectrum/Seasonal_Variations.
- [87] Particle Data Group. "Neutrino Mass, Mixing and Flavor Change". Available from: <http://pdg.lbl.gov/2009/reviews/rpp2009-rev-neutrino-mixing.pdf>.

- [88] E. Middell, S. Panknin. "Request for the Cascade Online Filter", 2009. Available from: https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-48361/2009_TFT_Proposal_Cascade_Filter.pdf. *https : //docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document - 48361/2009_TFT_Proposal_Cascade_Filter.pdf*.
- [89] J. Kiryluk. "Cascade Analysis with the 22 String IceCube Detector". Available from: <http://www.icecube.wisc.edu/~joanna/Papers/IC22/cuts.html>.
- [90] H. Kolanowski. "Statistische Methoden der Datenverarbeitung - Spezielle Verteilungen einer Variablen". Available from: http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/smd_ss08/skripte/vert.pdf.

Danksagung

Mein Dank geht an alle, die mir – vor allem im vergangenen Jahr – mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben, die Faszination an der Physik mit mir teilten und manchmal wieder neu entfachten.

Mein Dank gilt an erster Stelle Prof. Dr. Marek Kowalski für die mir zugekommene Unterstützung und die Möglichkeit, an diesem spannenden Projekt mitzuarbeiten. Es macht Spaß mit dir zusammenzuarbeiten und deine Begeisterung für die Physik teilen zu können.

Ich bedanke mich auch bei „meinen“ Doktoranden Anna F. und Sebastian P., die mich in das Thema eingeführt, in vielen Diskussionen mein physikalisches Verständnis erweitert und bei den vielen kleinen Problemen geholfen haben.

Darüber hinaus standen mir Jakob, Robert und Eike ebenfalls immer wieder bei kleinen und großen Computerproblemen zur Seite. Vielen Dank!

Mein Dank gilt auch den weiteren Zimmergenossen Ringo und Nick für die nette Zeit, die wir zusammen verbracht haben.

Ein ganz herzliches Dankeschön auch an Arne, Marek, Anna, Sophie und meinem Vater für die fleißige Arbeit und die viele Zeit, die ihr beim Suchen nach semantischen und orthographischen Missgeschicken geleistet und verbracht habt.

Und der letzte große Dank geht an meine Frau Sophie, die lange Arbeitsabende und Wochenendschichten ertragen und mir immer wieder Mut zugesprochen hat. Du gibst mir Kraft und Freude fürs Leben!

Selbständigkeitserklärung

Ich, Andreas Homeier, erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Berlin, den 04.02.2010

Andreas Homeier