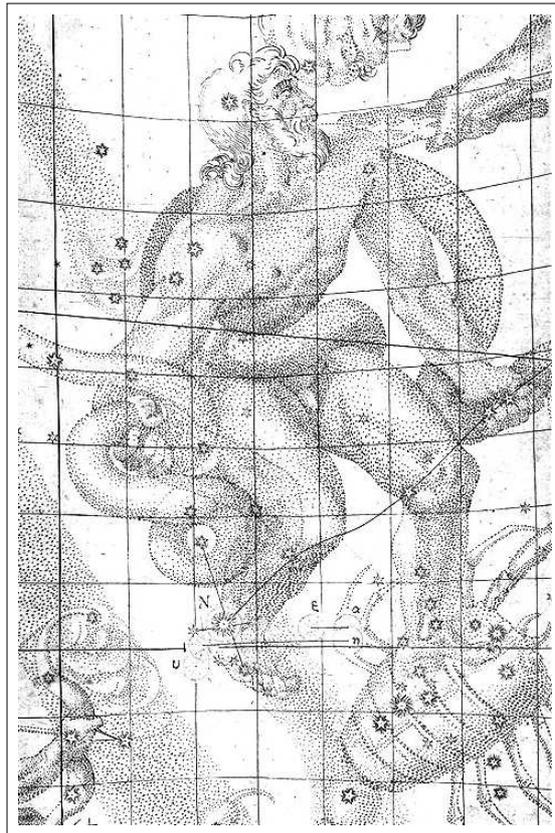


Alexander Piégsa

SUPERNOVA-DETEKTION MIT DEM ICECUBE-NEUTRINOTELESKOP

Dissertation



SUPERNOVA-DETEKTION MIT DEM ICECUBE- NEUTRINOTELESKOP

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

vorgelegt von
Alexander Piégsa
geboren in Mannheim



Institut für Physik
AMANDA/IceCube-Kollaboration
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

September 2009

Supernova-Detektion mit dem IceCube-Neutrinoteleskop

Dissertation

1. Gutachter: Prof. Dr. Lutz Köpke

2. Gutachter: Prof. Dr. Werner Heil

Tag der Einreichung: 15. September 2009

Alexander Piégsa

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Institut für Physik / ETAP

Staudingerweg 7

D-55128 Mainz

alexander.piegsa@uni-mainz.de

Zusammenfassung

IceCube, ein Neutrinoobservatorium, welches zur Zeit am Südpol aufgebaut und voraussichtlich 2011 fertiggestellt sein wird, kann galaktische Kernkollaps-Supernovae mit hoher Signifikanz und unübertroffener statistischer Genauigkeit der Neutrino-Lichtkurve detektieren. Derartige Supernovae werden begleitet von einem massiven Ausbruch niederenergetischer Neutrinos aller Flavours. Beim Durchfliegen des Detektormediums Eis entstehen Positronen und Elektronen, welche wiederum lokale Tscherenkowschauer produzieren, die in ihrer Summe das gesamte Eis erleuchten. Ein Nachweis ist somit, trotz der Optimierung IceCubes auf hochenergetische Teilchenspuren, über eine kollektive Rauschrateerhöhung aller optischen Module möglich. Die vorwiegende Reaktion ist der inverse Betazerfall der Antielektronenneutrinos, welcher über 90 % des gesamten Signals ausmacht.

Diese Arbeit beschreibt die Implementierung und Funktionsweise der Supernova-Datennahme-Software sowie der Echtzeitanalyse, mit welcher die oben genannte Nachweismethode seit August 2007 realisiert ist. Die Messdaten der ersten zwei Jahre wurden ausgewertet und belegen ein extrem stabiles Verhalten des Detektors insgesamt sowie fast aller Lichtsensoren, die eine gemittelte Ausfallquote von lediglich 0,3 % aufweisen. Eine Simulation der Detektorantwort nach zwei unterschiedlichen Supernova-Modellen ergibt eine Sichtweite IceCubes, die im besten Falle bis zur 51 kpc entfernten Großen Magellanschen Wolke reicht. Leider ist der Detektor nicht in der Lage, die Deleptonisierungsspitze aufzulösen, denn Oszillationen der Neutrino-Flavour innerhalb des Sterns modifizieren die Neutrinospektren ungünstig. Jedoch können modellunabhängig anhand des frühesten Signalanstiegs die inverse Massenhierarchie sowie $\sin^2 2\theta_{13} > 10^{-3}$ etabliert werden, falls die Entfernung zur Supernova ≤ 6 kpc beträgt. Gleiches kann durch Auswertung eines möglichen Einflusses der Erdmaterie auf die Neutrinooszillation mit Hilfe der Messung eines zweiten Neutrinoobservatoriums erreicht werden.

Abstract

IceCube, a neutrino telescope currently under construction at South Pole, will be completed in 2011. It is able to detect galactic core-collapse supernovae with high statistical significance and unsurpassed precision of the neutrino light curve. Such supernovae are accompanied by a massive outbreak of low-energy neutrinos of all flavors. When flying through ice, which forms the detector medium, positrons and electrons are created. The entirety of local Cherenkov light showers produced by these charge particles light up in the entire ice. Despite IceCube's optimization for high-energy particle tracks, a detection is possible due to a collective noise rate increase in all optical modules. The predominant reaction is the inverse beta decay of anti-electron neutrinos, which make up over 90 % of the total signal.

This work describes the implementation and operation of the supernova data acquisition software and real-time analysis, which provided the data since August 2007. The measurements of the first two years of data-taking were analyzed and demonstrate an extremely stable behavior of the total detector with an average failure rate of only 0.3 % for the light sensors. A simulation of the detector response for two different supernova models yields a range of sight for IceCube under best conditions up to the Large Magellanic Cloud at 51 kpc. Unfortunately, the detector is not able to resolve the deleptonization peak because the neutrino flavor oscillations in the star unfavorably modify the neutrino spectra. However, it may establish the inverse mass hierarchy and $\sin^2 2\theta_{13} > 10^{-3}$ model-independently by evaluating the very early signal rise, as long as the distance to the supernova is ≤ 6 kpc. The same may be achieved, by evaluating the possible influence of earth matter on the neutrino oscillation when comparing the result to a second neutrino detector measurement.

Inhaltsverzeichnis

EINLEITUNG	1
1 THEORIE	3
1.1 Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2 Neutrinowechselwirkungen im Eis	6
1.2.1 Inverser Betazerfall	7
1.2.2 Elektronstreuung	8
1.2.3 Übergänge am Sauerstoffkern	9
1.3 Neutrinoachweis im Eis	10
1.3.1 Energieverluste von Elektronen und Positronen	10
1.3.2 Tscherenkowlicht	12
1.4 Neutrinooszillation	13
1.4.1 Vakuumoszillation	14
1.4.2 Materieoszillation	16
1.4.3 Sterneffekt	18
1.4.4 Erdeffekt	23
1.5 Supernovae	28
1.5.1 Evolution	30
1.5.2 Kollaps	30
1.5.3 Explosion	33
1.5.4 Neutrinosignatur	35
1.5.5 Rate und Verteilung	41
1.5.6 SN1987A	43
2 DETEKTOR	45
2.1 IceCube	45
2.1.1 Design	46
2.1.2 Südpoleis	48
2.2 Digitale Optische Module	49
2.2.1 Hauptplatine	52
2.2.2 Lichtakzeptanz	55
2.2.3 Effektives Volumen	57
2.3 Photonenvervielfacher	60
2.3.1 Photoelektronpuls	60
2.3.2 Effizienzen	61
2.3.3 Nachpulsverhalten	61
2.3.4 Künstliche Totzeit	62
2.3.5 Untergrundrauschen	64
2.4 Datennahme	65
2.4.1 Hardware	65
2.4.2 Software	67
2.4.3 Infrastruktur	69
2.5 Supernova-Suche	69
2.5.1 Analysesoftware	69

2.5.2	Analysealgorithmus	71
2.5.2.1	Theorie	71
2.5.2.2	Umsetzung	73
2.5.2.3	Einschränkungen	74
2.5.3	Modulqualifikation	75
2.5.4	Alarmmeldungen	75
2.5.4.1	SNEWS	75
2.6	Andere Neutrinodetektoren	76
3	ANALYSE	79
3.1	Datenqualität	79
3.1.1	Verlässlichkeit der Datennahmesoftware	79
3.1.2	Dynamische Moduldisqualifikation	81
3.1.2.1	Mittelwert	82
3.1.2.2	Verbreiterung	82
3.1.2.3	Schiefe	85
3.1.2.4	Kurtosis	88
3.1.2.5	Supernova-Signaturen	88
3.1.3	Rauschverhalten	88
3.1.3.1	Ratenverteilung einzelner Module	89
3.1.3.2	Zeitliche Entwicklung	91
3.1.3.3	Myoneneinfluss	93
3.1.4	Echtzeitanalyse	95
3.1.4.1	Triggerparameter	95
3.1.4.2	Triggerschwellen	96
3.1.4.3	Supernova-Kandidaten	99
3.2	Detektorantwort auf galaktische Supernovae	100
3.2.1	Nachweissignifikanz	102
3.2.2	Deleptonisierungsspitze	106
3.2.3	Erdeffekt	109
3.2.4	Unsicherheiten	114
	ZUSAMMENFASSUNG & AUSBLICK	115
A	SUPERNOVA-SOFTWARE	119
A.1	Rohdatenformat	119
A.2	Ausgabedatenformat	119
A.3	Klassenstruktur	120
A.4	Überwachung der Datenqualität	121

EINLEITUNG

Die extrasolare Neutrinoastronomie ist noch jung. Erst 1993 begann fast gleichzeitig der Aufbau zweier prinzipgleicher Detektoren. Das *Deep Underwater Muon and Neutrino Detection* (DUMAND) Projekt vor der Küste Hawaiis scheiterte bereits früh an der technischen Umsetzung und wurde zwei Jahre später eingestellt. Im Gegensatz dazu nimmt das *Baikal Neutrino Telescope*, welches sich im namensgebenden sibirischen See befindet, noch heute Daten. Wenn auch Neutrinos sehr schwer in statistisch ausreichender Menge zu detektieren sind, so haben sie doch den Vorteil, nahezu ungehindert die größten Masseansammlungen im Universum zu passieren. Photonen zum Beispiel sind nur in der Lage, Informationen über Randgebiete beobachteter Objekte zu liefern und werden bei hohen Energien durch die Interaktion mit anderen Photonen absorbiert. Die Flüchtigkeit der Neutrinos indes erfordert riesige Detektorvolumina, um Aussagen über weit entfernte Quellen treffen zu können. Bislang sind die einzigen nachgewiesenen extraplanetaren Neutrinoquellen die Sonne und die Supernova SN1987A in der Großen Magellanschen Wolke. Von beiden wurden niederenergetische Neutrinos im MeV-Bereich gemessen.

IceCube, ein Neutrinoteleskop, welches seit Ende 2004 in unmittelbarer Nähe des geographischen Südpols als Nachfolger des *Antarctic Muon And Neutrino Detector Arrays* (AMANDA) aufgebaut und voraussichtlich 2011 vollständig sein wird, soll den mit Neutrinoastronomie einsehbaren Teil des Universums erweitern. Vorrangiges Ziel ist es, mehr über die (hypothetischen) stetigen und variablen Quellen höchstenergetischer (TeV) Neutrinos zu erfahren, nämlich Aktive Galaktische Kerne, Supernovaüberreste und Gammastrahlenausbrüche. Die andere Seite des detektierbaren Spektrums bilden niederenergetische (MeV) Neutrinos, welche bei Supernovae in ungeheuren Mengen entstehen. Diesen Prozessen widmet sich die vorliegende Arbeit.

Ähnlich wie die eingangs erwähnten Pionierdetektoren spannt IceCube aus Trossen, die mit Photonenvervielfachern instrumentiert sind, ein großes Volumen auf. Während bei DUMAND und Baikal Wasser als Medium gewählt wurde, findet im Falle von IceCube das sehr reine und transparente Eis der Antarktis Verwendung. Detektiert wird das Tscherenkowlicht geladener Leptonen im Eis, welche aus Wechselwirkungen der (kosmischen und atmosphärischen) Neutrinos mit dem Medium stammen. Mit IceCube können alle drei Neutrinosorten detektiert werden, allerdings ist seine Geometrie mit Abständen zwischen den Lichtsensoren von 17 m in der Vertikalen sowie 125 m in der Horizontalen auf hohe Energien optimiert. Trotzdem lassen sich niederenergetische Neutrinos indirekt über eine zeitgleiche, kollektive Erhöhung der Rauschraten aller Photonenvervielfacher nachweisen, wenn sie, wie im Falle einer Sternexplosion, in großer Anzahl den kompletten Detektor durchströmen. Dann ist der von Antielektronen initiierte inverse Betazerfall die vorherrschende Reaktion im Eis. Die Umsetzung und Qualitätssicherung dieser Nachweismethode in IceCube ist das beherrschende Thema der vorliegenden Arbeit.

Der hauptsächliche Aufwand dieser Doktorarbeit bestand in der Programmierung einer eigenständigen Supernova-Datennahme für IceCube zur Aufzeichnung der Rauschraten und der Echtzeitsuche nach Ratentüberschüssen. Die vorhandene Myondatennahme ist nur für den Nachweis hochenergetischer Schauer – der ursprünglichen Intention des Detektors – geeignet. Auf Basis der Software von AMANDA, für welchen um 2000 ein ähnliches System entwickelt wurde, mussten umfangreiche Anpassungen an die Infrastruktur IceCubes vorgenommen werden, da dessen Datennahme im Gegensatz zu AMANDA weitgehend digitalisiert abläuft. Anhand zweier Parameter, der Signifikanz des kollektiven Detektorsignals und der Homogenität der Erleuchtung, entscheidet eine der Datennahme nachgeschaltete Echtzeitanalyse darüber, ob ein Supernova-Kandidat vorliegt. Die Fähigkeit zur Analyse in Echtzeit ist erforderlich, denn die Menge der

Rohdaten übertrifft die maximal via Satellit in den Norden übermittelbare Datenmenge bei weitem. Aus diesem Grund reduziert die Echtzeitanalyse deren Umfang durch Neuhistogrammierung auf einen Bruchteil ihrer ursprünglichen Größe. Dennoch werden die Rohdaten im Falle einer signifikanten Signalüberhöhung zusätzlich in höchster Auflösung abgespeichert und stehen für eine nachträgliche Untersuchung zur Verfügung. Die Inbetriebnahme, Überwachung und Maßnahmen zu einem wartungsarmen, zuverlässigen Betrieb der Supernova-Datennahme war ein wichtiger Bestandteil der Arbeit. Entsprechend technisch fällt die Untersuchung der Datenqualität aus, die zur Berechnung beziehungsweise Simulation der Sensitivität des Detektors auf Supernovae in Abhängigkeit der Entfernung und der Falschalarmrate benötigt wird.

Neutrinos aus Kernkollaps-Supernovae tragen 99 % der gravitativen Bindungsenergie des Sterns fort und beeinflussen deshalb entscheidend den Ausbruch und den Verlauf des Sternkollaps. Besonders interessant ist hierbei die Frühphase wenige Millisekunden nach dem Auftakt des Kollaps, bei der es modellübergreifend zu einem intensiven Ausbruch an Elektronenneutrinos kommen soll, welcher mit IceCube beobachtet werden könnte. Der Detektor erlaubt die Messung der integralen Leuchtkurve der Neutrinos mit zur Zeit unübertroffener statistischer Genauigkeit. In dieser Arbeit werden die Voraussagen zweier unterschiedlicher Modelle zur Leuchtkurve sowohl zu Beginn als auch über die maximale Dauer eines Supernova-Neutrinoausbruchs von wenigen Sekunden untersucht. Supernova-Neutrinos tragen ihre Oszillationssignatur, die sie beim Durchfliegen der Sternmaterie erhalten haben, bis zur Erdoberfläche, wo diese unter gewissen Annahmen eine Unterscheidung der Neutrinomassenhierarchie und eine Einschränkung des MNS-Mischungswinkels auf $\sin\theta_{13} \gtrsim 10^{-3}$ ermöglicht. In Kombination mit (mindestens) einem weiteren Detektor könnten ebenfalls beide Aspekte anhand des Einflusses der Erde auf die Neutrinooszillation gemessen werden. Aufgrund des Detektordesigns ist allerdings eine Energierekonstruktion, anders als beispielsweise in Super-Kamiokande, unmöglich.

Die letzte gesichtete Supernova in der Milchstraße war die SN1604A, die einst von Johannes Kepler untersucht und nach ihm benannt wurde. Sie ist auf dem Himmelsatlas des Deckblatts an der Ferse des Schlangenträgers (im Sternbild Ophiuchus) zu sehen [59]. Bis heute ereigneten sich seit dem mindestens zwei weitere, von Staub verdeckte Supernovae, welche nachträglich aus deren Überresten rekonstruiert wurden – die letzte vor 140 Jahren. Die theoretisch abgeleitete Rate an (Kernkollaps-)Supernovae in unserer Galaxis beträgt etwa 2 pro Jahrhundert. Mit einer angestrebten Detektorlaufzeit von etwa 25 Jahren ist es nicht abwegig anzunehmen, eine Supernova mit IceCube zu entdecken.

Die Arbeit ist in die drei Teile Theorie, Detektor und Analyse gegliedert. Im ersten Kapitel wird besonders auf die Supernovae und ihre Neutrinoemission eingegangen sowie die Neutrinooszillation beschrieben, angepasst für die hier interessanten Fälle der Oszillation im Stern und in der Erde. Das zweite Kapitel stellt den Detektor recht ausführlich vor, da durch die Entwicklung der Supernova-Datennahme die Nähe zur Hardware gegeben ist. Im dritten Kapitel werden die Datenqualität und die Detektionssignifikanz von IceCube präsentiert und die Detektierbarkeit theoretischer Voraussagen erörtert.

1 THEORIE

Dieses Kapitel umfasst alle theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis und Durchführung der Analyse im letzten Kapitel benötigt werden. Ein Schwerpunkt bildet die Neutrinooszillation sowohl im Stern als auch in der Erde, denn es findet sich nur schwerlich Literatur, welche die Aspekte beider Medien zweckdienlich behandelt. Ein weiterer Schwerpunkt ist die Sternentwicklung. Insbesondere wird der Explosionsmechanismus bei Kernkollaps-Supernovae und der Einfluss der Neutrinos auf den Ablauf des Kollaps erläutert. Erwähnt werden auch die Wirkungsquerschnitte und Energieverluste bei deren Nachweis im Eis. Begonnen wird mit der Rolle des Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik.

1.1 Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik

Überblick. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik führt in seiner allgemeinsten Form die elektroschwache Theorie als Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik und das Quark-Modell der Elementarteilchenstruktur zusammen. Es steht in exzellenter Übereinstimmung mit dem umfangreichen Satz bisher gemessener Daten und liefert damit die bis jetzt beste Beschreibung der Materiebausteine sowie ihrer gegenseitigen, fundamentalen Kräfte.

Die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung sind Quantenfeldtheorien, die einer lokalen Eichinvarianz genügen, das heißt alle Observablen bleiben unter lokalen Transformationen invariant. Sie münden in einer Zustandsgleichung, der *Lagrangedichte*, deren Invarianz von zusätzlichen, aus der kovarianten Ableitung stammenden Termen gewährleistet wird, die sich mit den physikalischen Austauschbosonen der jeweiligen Wechselwirkung identifizieren lassen. Das ungeladene Photon γ der elektromagnetischen Kraft hat keine Ruhemasse und somit eine unendliche Reichweite. Die schwache Kraft wird vermittelt von den schweren Bosonen W^\pm sowie Z^0 und ist deshalb kurzreichweitig und erscheint infolge dessen schwach. Das masselose Gluon vermittelt die starke Kraft, trägt aber – im Gegensatz zum Photon – selbst Ladung der eigenen Wechselwirkung, weshalb es eine extrem kurze Reichweite besitzt und, ungebunden, sofort hadronisiert. Die relativen Stärken der Kräfte in ebengenannter Reihenfolge sind $10^{-2} : 10^{-5} : 1$. Die von der allgemeinen Relativitätstheorie geometrisch beschriebene Gravitation ist mit einer relativen Stärke von 10^{-38} völlig unbedeutend bei der Beschreibung elementarer Prozesse.

Das Standardmodell kennt zwölf Elementarteilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ (*Fermionen*) und zwölf Austauschteilchen mit Spin 1 (*Bosonen*) – außer den beiden neutralen Bosonen jeweils auch als entsprechendes Antiteilchen. Die Fermionen werden in die Leptonen

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

und die Quarks

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

unterteilt, wobei die Dubletts aufsteigend nach der deutlich größer werdenden Masse der Teilchen sortiert ist – ausgenommen diejenigen der Neutrinos, welche im Standardmodell masselos

1 THEORIE

sind. Die jeweils erste Generation von Leptonen und Quarks bilden gemeinsam die beobachtbare, stabile Materie, deren Großteil aus Baryonen besteht, der Verbindung dreier Quarks unterschiedlicher Farbladung. Die sechs Quarks unterliegen allen Wechselwirkungen, die sechs Leptonen nur der elektroschwachen und der Gravitation.

Neutrinos. Die drei Neutrinos nehmen unter den bekannten Elementarteilchen eine besondere Stellung ein: Sie wechselwirken – falls sie kein magnetisches Moment besitzen – ausschließlich schwach und sind deshalb besonders schwer nachzuweisen. Aus der Zerfallsbreite des Z^0 ist jedoch bekannt, dass es exakt drei leichte¹ Neutrinofamilien gibt. Neutrinos sind die Ursache für die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung, denn nur linkshändige Neutrinozustände ν_L und rechtshändige Antineutrinozustände $\bar{\nu}_R$ wechselwirken mit Materie; die Zustände ν_R und $\bar{\nu}_L$ existieren entweder nicht oder sind steril, also nicht nachweisbar. Weiterhin ist unklar, ob sich ein Antineutrino von einem Neutrino unterscheidet (*Dirac-Teilchen*) oder mit ihm identisch ist (*Majorana-Teilchen*).

Eine Erweiterung erfuhr das Standardmodell im Zuge der experimentell bestimmten Tatsache, dass Neutrinos während der Bewegung periodisch ihren Flavour ändern und damit eine Masse ungleich Null besitzen müssen. Gleichzeitig ist auch die Forderung nach Erhaltung der Leptonflavourzahl nicht mehr aufrecht zu halten. Zusammen mit der theoretischen Beschreibung der Neutrinooszillation in Materie von Mikhejew, Smirnow und Wolfenstein (siehe Abschnitt 1.4) löste dies das mehrere Jahrzehnte währende Problem des Sonnenneutrino-defizits. Die Neutrinooszillation ist allerdings nur auf die Differenzen von Massenquadraten sensitiv; die absoluten Neutrinomassen sind experimentellen Methoden bisher nicht zugänglich, sodass lediglich Obergrenzen für die verschiedenen Familien von $m_{\nu_e} < 2,3 \text{ eV}$ (90% C.L.) [67], $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}$ und $m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}$ [104] (beide 95% C.L.) existieren. Diese Unsicherheit führt zum sogenannten Hierarchieproblem, denn entgegen der erwarteten *normalen Hierarchie* $m_1 < m_2 < m_3$ lassen die derzeitigen Neutrinoparameter (siehe Tabelle 1.2) auch eine *invertierte Hierarchie* $m_3 < m_1 < m_2$ zu, wie in Abbildung 1.1 gezeigt. Die favorisierte Methode, Neutrinos eine vorausgesagte Masse von weit unter 1 eV zu geben, ist der *Seesaw-Mechanismus*, bei welchem sich der Masseneigenzustand aus den linkshändigen Dirac- sowie den sterilen, rechtshändigen Majorana-Massentermen und vice versa zusammensetzt. Zum einen entstehen dann die leichten, bekannten Neutrinos und zum anderen noch unbekanntes sterile Neutrinos sehr großer Massen.

Elektroschwache Wechselwirkung. Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung von Glashow, Weinberg und Salam ist als Eichfeldtheorie der Symmetriegruppen $SU(2) \times U(1)$ realisiert, wobei qualitativ die $SU(2)$ -Gruppe die schwache und die $U(1)$ -Gruppe die elektromagnetische Wechselwirkung repräsentiert. Ihre Eichfelder sind nach einer Transformation mit den in der Natur realisierten physikalischen Feldern der Austauschbosonen A_μ , Z_μ^0 und W_μ^\pm identisch. Die Transformation führt den Weinberg-Winkel $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$ mit $\sin^2 \theta_W = 0,231$ ein, welcher die Kopplungskonstanten (Ladungen) der Teilchen- an die Eichfelder von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung in Verbindung bringt. Die schweren Bosonen (der $SU(2)$ -Gruppe) erhalten ihre Massen über den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung durch Kopplung an das skalare *Higgs-Feld*, woraus die Forderung $m_{W^\pm}/m_{Z^0} = \cos \theta_W = 0,881$ abgeleitet wird – die absoluten Massen müssen jedoch im Experiment bestimmt werden. Mit $m_{W^\pm} = (80,425 \pm 0,038) \text{ GeV}$ sowie $m_{Z^0} = (91,188 \pm 0,002) \text{ GeV}$ [104] stimmen diese sehr gut mit dem vorausgesagten Massenverhältnis überein.

Im Gegensatz zur QED berücksichtigt diese Theorie die *Chiralität* (Händigkeit) der Fermionen. Diese äußert sich in einer Aufspaltung des Spinors der Fermionen in die zwei chiralen Komponenten $\psi = (\psi_L, \psi_R)^T$. Der entsprechende Operator ist die Matrix $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, welche aus den diracschen Gamma-Matrizen gebildet wird; es gilt $\gamma^5\psi_{L,R} = \mp\psi_{L,R}$. Nur für masselose

¹Die Neutrinomasse muss kleiner als die halbe Masse des Z^0 sein, damit dieses in ein Neutrino-Antineutrino-Paar zerfallen kann.

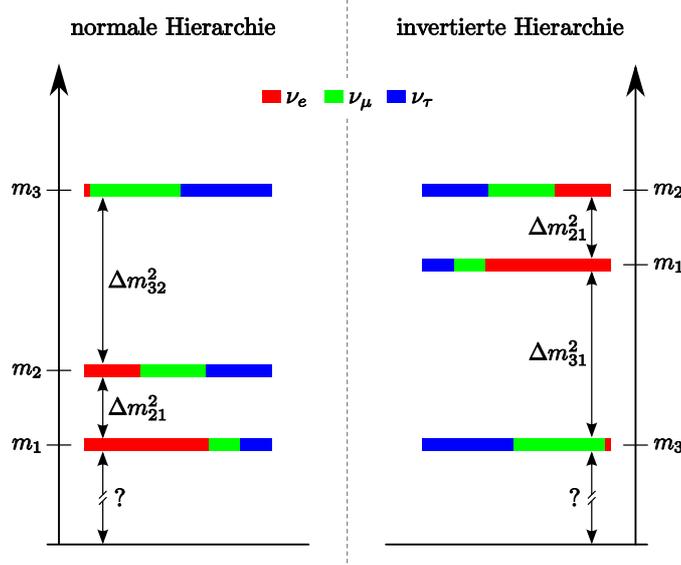


Abbildung 1.1: Die Hierarchie des dritten Neutrino-massen-Eigenzustands ist unbekannt. Entweder ist m_3 oberhalb (normal) oder unterhalb (invertiert) der beiden anderen Zustände, für die bereits aus dem Experiment $m_1 < m_2$ als gesichert gilt. Die absoluten Werte der Massen sind ebenfalls unbekannt. Die Farbbalken deuten den Grad der Zusammensetzung der jeweiligen Massen- aus den Flavoureigenzuständen ν_e , ν_μ und ν_τ an.

Dirac-Teilchen ist die Chiralität eine Erhaltungsgröße und identisch zur *Helizität* $h = \vec{\sigma} \cdot \hat{p}$, der Spinprojektion auf die Impulsrichtung. Der Projektionsoperator $P_L = (1 - \gamma^5)/2$, der sich auch in unten genannter Lagrangedichte findet, separiert den linkshändigen Teil eines Spinors und kann als die Differenz zwischen einem Vektor $v^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ und einem Axialvektor $a^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\psi$ interpretiert werden, was sich in der Bezeichnung *V-A-Theorie* widerspiegelt. Da sich unter Raumspiegelung das relative Vorzeichen zwischen v^μ und a^μ ändert, impliziert diese Theorie eine Paritätsverletzung.

Die elektroschwache Lagrangedichte ist ohne Feldenergie als

$$\mathcal{L}_{EW} = \frac{g}{\sqrt{2}}(j_{CC-}^\mu W_\mu^+ + j_{CC+}^\mu W_\mu^-) - \frac{g}{2 \cos \theta_W} j_{NC}^\mu Z_\mu^0 - e j_{EM}^\mu A_\mu$$

gegeben. Die vier Eichfelder der Austauschbosonen interagieren mit den vier Teilchenströmen

$$\begin{aligned} j_{CC-}^\mu &= \sum_{l=e,\mu,\tau} i\bar{\psi}_l \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} \psi_{\nu_l} + \sum_{\substack{u=u,c,t \\ d=d,s,b}} i\bar{\psi}_d U_{du}^{CKM} \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} \psi_u \\ j_{CC+}^\mu &= \sum_{l=e,\mu,\tau} i\bar{\psi}_{\nu_l} \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} \psi_l + \sum_{\substack{u=u,c,t \\ d=d,s,b}} i\bar{\psi}_u U_{ud}^{CKM} \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} \psi_d \\ j_{NC}^\mu &= \sum_f (-1)^{1/2-I_3} i\bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{(1-\gamma^5)}{2} \psi_f - 2 \sin^2 \theta_W \sum_{f=f^\pm} i q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f \\ j_{EM}^\mu &= \sum_{f=f^\pm} i q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f \end{aligned}$$

Der erste geladene Strom j_{CC-}^μ (Charged Current, CC) repräsentiert die Vernichtung eines Neutrinos und die Erzeugung eines geladenen Antileptons oder die Umwandlung eines Up-Quarks in

1 THEORIE

ein Down-Quark unter Austausch des geladenen Bosons, welches die positive elektromagnetische Ladung überträgt. Der zweite geladene Strom j_{CC+}^μ beschreibt den umgekehrten Prozess. Die CKM-Matrix (nach Cabibbo, Kobayashi und Maskawa) berücksichtigt, dass elektroschwachen Eigenzustände von Quarks nicht mit ihren Masseneigenzuständen übereinstimmen, indem sie zwischen den Basen beider transformiert. Der geladene Strom ändert als einziger den Flavour und tauscht elektromagnetische Ladung aus. Der neutrale Strom j_{NC}^μ (Neutral Current, NC) koppelt den Axialvektorstrom linkshändiger Fermionen (f) und den Vektorstrom rechtshändiger, geladener Fermionen (f^\pm) an das Z_μ^0 -Feld. Hierbei ist I der schwache Isospin, welcher für rechtshändige Teilchen immer 0 und für linkshändige $\frac{1}{2}$ beträgt. Seine Projektion I_3 ist für Neutrinos und Quarks der Up-Familie positiv und für geladene Leptonen und Quarks der Down-Familie negativ. Der zweite Term dieses Stroms entspricht dem elektromagnetischen Anteil und wird der Tatsache gerecht, dass Neutrinos nicht mit Photonen wechselwirken. Der vierten Strom j_{EM} ist aus der QED bekannt und stellt die Wechselwirkung von geladenen Leptonen mit dem virtuellen Photonfeld A_μ dar.

Wirkungsquerschnitt. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts einer Streureaktion müssen alle möglichen Einzelprozesse berücksichtigt werden, denn im Experiment wird üblicherweise deren Summe gemessen. Mit wachsendem Impulsübertrag steigt die Anzahl relevanter Einzelprozesse an. Um die Streumatrix \mathfrak{M} einer bestimmten Reaktion zu erhalten, müssen (den Feynman-Regeln folgend [95]) die Spinoren der ein- und auslaufenden Teilchen mit den Propagatoren der ausgetauschten, virtuellen Bosonen derart kombiniert werden, dass keine überschüssigen freien Bosonen übrig bleiben. Für niedrige Impulsüberträge $q \ll m_{W^\pm, Z^0}$ kann der Propagator als punktförmig angesehen werden und vereint die Kopplungskonstante sowie die Bosonmasse. Im Falle des geladenen Stroms geht dieser daher in die Fermikonstante $G_F = \sqrt{2}g/8m_{W^\pm}^2 = 1,1664 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ über. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt für zwei ein- und zwei auslaufende Teilchen ist durch

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 \delta(p+k-p'-k')}{4\sqrt{p \cdot k - m_p^2 m_k^2}} \frac{|\mathfrak{M}|^2}{n!} \frac{d^3\vec{p}'}{(2\pi)^3 2p'_0} \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3 2k'_0}$$

gegeben, wobei $p = (p_0, \vec{p})$ und $k = (k_0, \vec{k})$ für die Vierer-Impulse der einlaufenden Teilchen und die gestrichelten Größen für die beiden auslaufenden Teilchen stehen. Die Delta-Funktion repräsentiert die Energie-Impuls-Erhaltung, $n!$ ist der sogenannte Symmetriefaktor und zählt die Anzahl n identischer Teilchen im Endzustand. Die beiden letzten Terme berücksichtigen die finale Phasenraumdichte der möglichen Energien und Impulse auslaufender Teilchen.

1.2 Neutrinowechselwirkungen im Eis

Dieser Abschnitt beschreibt alle für den Nachweis von Neutrinos im Eis relevanten Reaktionskanäle und nennt die für Abschnitt 3.2 zur Berechnung der Detektorantwort benötigten differentiellen Wirkungsquerschnitte. Durch die Beschränkung auf niederenergetische Supernova-Neutrinos vereinfacht sich deren Berechnung, denn schwerere Teilchen als Elektronen oder Positronen können nicht erzeugt werden. Es zeigt sich, dass Wasser aufgrund der Dominanz des inversen Betazerfalls gleichsam als $\bar{\nu}_e$ -Absorber fungiert und der Beitrag aller anderen Wechselwirkungen nur eine kleine Korrektur ausmacht. Die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte ist für das MeV-Energierregime der Supernova-Neutrinos nicht von Belang, da die lokal beschränkte, kugelförmige Lichtdeposition in IceCube keine Richtungsauflösung erlaubt.

1.2.1 Inverser Betazerfall

Die bei weitem wichtigste Neutrinowechselwirkung in Wasser ist der inverse Betazerfall an Wasserstoff

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

mit einem Anteil von etwa 93 % (91 %) an der gesamten Ereignisrate ohne (mit) Berücksichtigung von Oszillationseffekten. Sein differentieller Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung (*Tree-Level*) ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma}{dE_e}(E_\nu, E_e) = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{4\pi} \frac{1}{m_p E_\nu^2} |\mathfrak{M}^2| \quad (1.1)$$

mit der Streumatrix

$$\mathfrak{M} = \bar{v}_\nu \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v_e \cdot \bar{u}_n \left(f_1 \gamma_\alpha + g_1 \gamma_\alpha \gamma_5 + \frac{i f_2}{2M} \sigma_{ab} q^b + \frac{g_2}{M} q_\alpha \gamma_5 \right) u_p$$

[91]. Die ein- und auslaufenden Teilchen werden mit den jeweiligen Spinoren $v_{\nu,e}$ sowie $u_{p,n}$ und der Vierer-Impulsübertrag mit $q = p_\nu - p_e = p_n - p_p$ repräsentiert; σ_{ab} sind die drei Pauli-Spinmatrizen, $M = (m_p + m_n)/2$ die mittlere Nukleonmasse und f_i sowie g_i sind die dimensionslosen Formfaktoren. Der Cabibbo-Winkel $\cos^2 \theta_C = 0,96$ gibt die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen u- und d-Quark an.

Für Neutrinoenergien im MeV-Bereich kann die Berechnung der Streumatrix auf die dritte Ordnung in E_ν/m_p beschränkt werden, wenn der Fehler unter einem Prozent bleiben soll. Da die einfließenden Konstanten nicht genauer gemessen sind, wäre auch eine Berechnung in höherer Ordnung mindestens mit einer Unsicherheit von 0,4 % behaftet. Damit wird

$$|\mathfrak{M}^2| \simeq M^2 (f_1^2 - g_1^2) (t - m_e^2) - M^2 \Delta_{np}^2 (f_1^2 + g_1^2) - 2m_e^2 M \Delta_{np} g_1 (f_1 + f_2) - (s - u) t g_1 (f_1 + f_2) + (s - u)^2 (f_1^2 + g_1^2) / 4$$

wobei $s = (p_\nu + p_p)^2$, $t = q^2 = (p_\nu - p_e)^2$, $u = (p_\nu - p_n)^2$ die Mandelstam-Variablen und $\Delta_{np} = m_n - m_p \approx 1,293$ MeV die Nukleonmassendifferenz bezeichnen. Die Formfaktoren $f_1 \simeq 1,778$, $f_2 \simeq 6,588$, sowie $g_1 \simeq -1,270$ sind in der benutzten Näherung konstant.

Damit es zum inversen Betazerfall kommt, muss die Neutrinoenergie die Schwelle von $E_{thr} = \Delta_{np} + m_e = 1,806$ MeV überwinden – diese Schwelle ist allen Wasser-Tscherenkow-Detektoren gemein. Die erlaubte Energie des Positrons ist trotz Abhängigkeit vom Streuwinkel streng korreliert mit der Neutrinoenergie. Im Mittel liegt sie bei

$$\langle E_e \rangle (E_\nu) = E_\nu - \frac{m_n^2 - m_p^2 - m_e^2}{2m_p} - \frac{E_\nu}{2} \left(1 - \frac{m_n^2 - m_e^2}{2m_p E_\nu + m_p^2} \right) \approx E_\nu - \Delta_{np} \quad (1.2)$$

Im Weiteren wird näherungsweise die vereinfachte Formel auf der rechten Seite benutzt.

In [91] wird mit

$$\sigma(E_\nu, E_e) = 10^{-47} |\vec{p}_e| E_e E_\nu^{-0,07056+0,02018 \ln E_\nu - 0,001953 \ln^3 E_\nu} \text{ m}^2 \quad (1.3)$$

eine einfach zu handhabende Näherung für obigen Wirkungsquerschnitt gegeben, dessen Fehler für alle relevanten Energien unterhalb von einem Prozent bleibt und in Abbildung 1.2 den totalen Wirkungsquerschnitten anderer Reaktionskanäle gegenübergestellt ist. Die einfließenden Energien und der Impuls werden in Einheiten von MeV angegeben. Mit Formel 1.2 lautet die differentielle Form

$$\frac{d\sigma}{dE_e}(E_\nu, E_e) = \sigma(E_\nu, E_e) \delta(E_e - E_\nu + \Delta_{np}) \quad (1.4)$$

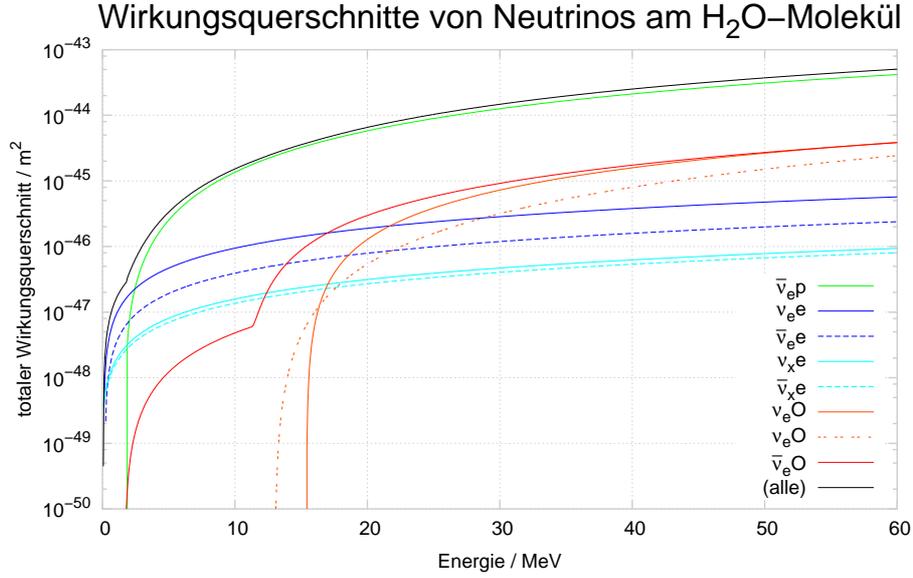


Abbildung 1.2: Im Graphen werden die Wirkungsquerschnitte aller für IceCube relevanten Reaktionen am H₂O-Molekül miteinander verglichen. Dabei wird für Sauerstoff die natürlich vorkommende Isotopenhäufigkeit berücksichtigt. Der hauptsächliche Beitrag zur Ereignisrate stammt vom inversen Betazerfall vor allem wegen seiner Proportionalität zu E^2 . Die Schulter der $\nu_e\text{O}$ -Reaktion bei niedrigen Energien stammt von der Reaktion an dem ^{18}O -Isotop, welches eine niedrigere Energieschwelle als ^{16}O besitzt.

bei der für die Elektronenenergie statt des erlaubten Spektrums nur dessen mittlere Energie $\langle E_e \rangle$ verwendet wird. Beide Formeln werden im Abschnitt 3.2 zur Simulation der Detektorantwort eines Supernova-Signals verwendet. Oftmals wird für den Wirkungsquerschnitt statt der Formeln 1.4 sowie 1.3 die Näherungsform

$$\frac{d\sigma}{dE_e}(E_\nu, E_e) \simeq 9,52 \times 10^{-48} |\vec{p}_e| E_e \delta(E_e - E_\nu + \Delta_{np}) \text{ m}^2$$

verwendet. Diese überschätzt den Wirkungsquerschnitt im interessanten Energiebereich von $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$ jedoch um etwa 10 %, bei steigender Tendenz zu größeren Energien.

1.2.2 Elektronstreuung

Ein kleiner Beitrag zur Ereignisrate von 3,5% (3%) ohne (mit) Neutrinooszillation kommt von der Elektronstreuung. Bei dieser beschränken sich die erlaubten Wechselwirkungen auf den geladenen sowie den neutralen Strom für die Elektronenneutrinos und auf den neutralen Strom für die beiden anderen Generationen, da die Erzeugung von Myonen und Tauonen mit MeV-Neutrinos unmöglich ist:

$$\begin{aligned} \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^- & (\text{CC+NC}) \\ \bar{\nu}_e + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_e + e^- & (\text{CC+NC}) \\ \nu_{\mu,\tau} + e^- &\rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^- & (\text{NC}) \\ \bar{\nu}_{\mu,\tau} + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau} + e^- & (\text{NC}) \end{aligned}$$

Die Vorhersagen für die obigen Prozesse können unter der Voraussetzung kleiner Impulsüberträge ($|q^2| \ll m_{W^\pm, Z^0}^2$) mit einer effektiven Vier-Fermionen-Wechselwirkung berechnet werden und

Tabelle 1.1: Die in Formeln 1.5 und 1.6 verwendeten Koeffizienten sind Linearkombinationen des Weinberg-Winkels $\sin^2\theta_W$. Für die angegebenen Werte der totalen Wirkungsquerschnitte (siehe Abbildung 1.2) wurden jeweils die Terme der Ordnung m_e/E_ν ignoriert, was zu einer Abweichung von kaum 1% führt. Da für die Neutrinos des Elektron-Flavours der geladene und der neutrale Strom zur Wechselwirkung beitragen, dominieren diese die Elektronstreuung. Die Einheit der Neutrinoenergie E_ν in der letzten Spalte ist MeV.

Neutrino	ε_+	ε_-	$\sigma(E_\nu)/\text{m}^2$
ν_e	$-\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W$	$9,49 \times 10^{-49} E_\nu$
$\bar{\nu}_e$	$-\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W$	$3,97 \times 10^{-49} E_\nu$
$\nu_{\mu,\tau}$	$-\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W$	$1,56 \times 10^{-49} E_\nu$
$\bar{\nu}_{\mu,\tau}$	$-\sin^2\theta_W$	$\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W$	$1,33 \times 10^{-49} E_\nu$

lauten in niedrigster Ordnung

$$\sigma(E_\nu) = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[\varepsilon_{\mp}^2 + \frac{1}{3}\varepsilon_{\pm}^2 - \frac{1}{2}\varepsilon_+\varepsilon_- - \frac{m_e}{E_\nu} \right] \quad (1.5)$$

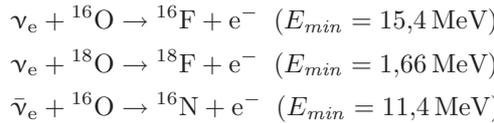
für den totalen und

$$\frac{d\sigma}{dy}(E_\nu, E_e) = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[\varepsilon_{\mp}^2 + \varepsilon_{\pm}^2(1-y)^2 - \varepsilon_+\varepsilon_- - \frac{m_e}{E_\nu} y \right] \quad (1.6)$$

für den differentiellen Wirkungsquerschnitt [71]. Hierbei ist $y = (E_e - m_e)/E_\nu$ der Anteil des Impulsübertrags auf das Elektron, der in den Grenzen $[0, 1/(1 + m_e/2E_\nu)]$ variiert. Die bei der späteren Analyse benötigte Transformation $d\sigma/dy \rightarrow d\sigma/dE_e$ kann leicht vorgenommen werden. Beim Koeffizienten ε ist das obere Vorzeichen für Neutrinos und das untere für Antineutrinos zu wählen. Zudem unterscheiden sich die Werte zwischen Elektronneutrinos und den anderen beiden Generationen. Tabelle 1.1 listet für die vier möglichen Reaktionskanäle jeweils die verschiedenen ε sowie die sich daraus ergebenden totalen Wirkungsquerschnitte auf. Beide Formeln kommen bei den hier relevanten Energien ohne Strahlungskorrekturen aus, denn deren Einfluss wächst erst ab $\mathcal{O}(\text{GeV})$ auf etwa ein Prozent an. Ebenso können mögliche Dipolmomente des Neutrinos vernachlässigt werden [71]. Obwohl $\sigma(E_\nu) \propto E_\nu$ gilt und die Elektronstreuung damit bei steigender Energie relativ zum inversen Betazerfall an Bedeutung verliert, sollte ihr Beitrag berücksichtigt werden, insbesondere wenn einem möglichen Nachweis der Deleptonisierungsspitze nachgegangen wird (vergleiche Abschnitt 3.2.2).

1.2.3 Übergänge am Sauerstoffkern

Die Wechselwirkungen am Sauerstoffkern sind kompliziert. Von dessen vielen möglichen, durch Neutrino-Streuung induzierten Übergängen sind jedoch nur diejenigen mit einem Elektron oder Positron im Endzustand für den Nachweis in IceCube von Belang; [34] behandelt diese ausführlich. Geladene Leptonen entstehen ausschließlich bei Wechselwirkungen von Elektronneutrinos (ν_e und $\bar{\nu}_e$) mit gebundenen Nukleonen des Sauerstoffs unter W^\pm -Austausch:



Es handelt sich hierbei vorwiegend um Kernpolarisationen mit einem geringen Beitrag von Gamov-Teller-Übergängen zu angeregten Zuständen. Prinzipiell steht allen Neutrino-Generationen auch der NC-Kanal offen. Dessen Übergänge produzieren jedoch nur Sekundärteilchen (meist

1 THEORIE

einzelne Protonen oder Photonen) mit unbedeutender Lichtproduktion im Eis und sind zudem stark unterdrückt oder sogar verboten.

Beim doppelt-magischen ^{16}O -Kern müssen die einlaufenden Neutrinos aufgrund der abgeschlossenen Kernschalen recht hohe Schwellen E_{min} überwinden, bevor es zu einer der oben genannten Reaktionen kommt. Die Ausnahme bildet ^{18}O : Dieses hat eine niedrige Schwelle und einen etwa 50-mal größeren Wirkungsquerschnitt als die $\nu_e^{16}\text{O}$ -Streuung einerseits aufgrund der quasifreien Neutronen im Kern, weshalb die Schwelle nur knapp über der Nukleonmassendifferenz liegt, und andererseits wegen starker Fermi- und Gamov-Teller-Übergänge, die bereits bei niedrigen Energien existieren. Allerdings ist es mit einer Isotopenhäufigkeit von 0,2% nur gering in natürlichem Wasser enthalten und hat damit kaum Einfluss auf die Ereignisrate. Die gleiche Argumentation gilt ebenfalls für ^{17}O , welches mit einem Anteil von unter 0,04% noch unbedeutender ist.

Charakteristisch bei den Sauerstoffreaktionen ist der steile Anstieg, kurz nachdem die jeweilige Schwelle überschritten wird, sodass deren Einfluss ab $\sim 12\text{ MeV}$ (ν_e) beziehungsweise $\sim 16\text{ MeV}$ ($\bar{\nu}_e$) den der Elektronstreuung übertrifft. Die Wirkungsquerschnitte lassen sich für den betrachteten Energiebereich $< 100\text{ MeV}$ sehr gut ($\approx 5\%$) mit den simplen Formeln

$$\begin{aligned}\sigma_{\nu_e\text{O}}(E_\nu) &= 2,0 \times 10^{-49} (E_\nu - 1,66)^{\frac{3}{2}} \text{ m}^2 + 1,3 \times 10^{-47} (E_\nu - 15,4)^{\frac{3}{2}} \text{ m}^2 \\ \sigma_{\bar{\nu}_e\text{O}}(E_\nu) &= 1,1 \times 10^{-47} (E_\nu - 11,4)^{\frac{3}{2}} \text{ m}^2\end{aligned}$$

annähern [28] (wobei die Energien in Einheiten von MeV angegeben werden) und tragen etwa 3,5% (6%) ohne (mit) Neutrinooszillation zum Gesamtsignal bei (siehe Abbildung 1.2). Diese werden zur Signalabschätzung im Abschnitt 3.2 verwendet. Unberücksichtigt bleibt dort die verzögerte Lichtdeposition im Detektor durch Emission von je einem Elektron (und Photon) einiger weniger ^{16}N beim Übergang in den Grundzustand. Einerseits ist die Menge dieser Übergänge vernachlässigbar, andererseits treffen diese mit einer Halbwertszeit von 7,13 s zu spät ein, um die Signifikanz zu erhöhen.

1.3 Neutrinonachweis im Eis

IceCube sowie jedes andere Neutrinoobservatorium, welches Wasser als Medium nutzt, weist Neutrinos indirekt über Tscherenkowlicht nach, das von den Folgeprodukten der oben beschriebenen Reaktionen entlang ihrer Trajektorien emittiert und von den im Eis eingelassenen Photonen vervielfachert detektiert wird. Die hier relevanten niederenergetischen Neutrinos bis höchstens 60 MeV lassen nur die Entstehung geladener, leichter Leptonen e^\pm zu. Diese propagieren im Eis und strahlen solange Tscherenkowlicht ab, bis sie durch sukzessive Energieverluste unter die Schwellengeschwindigkeit abgebremst wurden – beide Aspekte werden im Folgenden knapp beschrieben. Da das Eis keinerlei Szintillation und höchstwahrscheinlich eine nur unbedeutende Tribolumineszenz aufweist (siehe Abschnitt 2.1.2), stammt jegliches nachgewiesenes Licht aus der Absorption ionisierender Teilchen, deren Richtungsinformation im vorliegenden, niederenergetischen Fall aufgrund der nur lokalen Energiedeposition nicht mehr rekonstruiert werden kann.

1.3.1 Energieverluste von Elektronen und Positronen

Die kontinuierliche Ionisation des Mediums aufgrund von elastischen Stößen an Hüllenelektronen ist der hauptsächliche Grund der Abbremsung niederenergetischer Elektronen und Positronen auf ihrem Weg durch das Eis. Bei höheren Energien wird auch die Bremsstrahlung am Coulombfeld der Kerne relevant, dessen Häufigkeit ab etwa 1 MeV annähernd proportional zur Energie wächst, sodass sich der Energieverlust insgesamt mit

$$-\frac{dE_e}{dx} = \kappa_1 \frac{n_e}{\beta^2} \ln \left(\frac{\kappa_2 \beta^2}{(1 - \beta^2)I} - \beta^2 - \delta \right) + \kappa_3 E_e$$

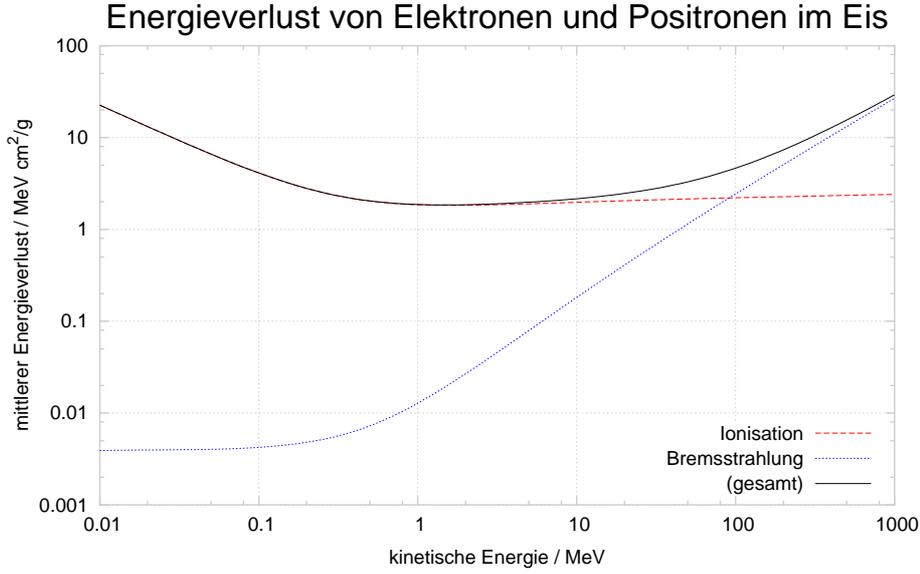


Abbildung 1.3: Der Energieverlust, der üblicherweise auf die Massenbelegung (cm^2/g) normiert wird, ist für die beiden wichtigsten Prozesse dargestellt [76]. Erst ab Energien von etwa 90 MeV, und damit außerhalb des für diese Arbeit relevanten Bereichs, übersteigt der Einfluss der Bremsstrahlung den der Ionisation.

beschreiben lässt (siehe Abbildung 1.3). Es sind n_e und I die Elektronendichte sowie das mittlere Anregungspotential des Mediums, $\beta = v/c$, δ die Abschirmung des elektromagnetischen Feldes in Abhängigkeit der Dichte und κ_i materialunabhängige Konstanten. Die erste Hälfte des Ausdrucks ist als die um δ erweiterte Bethe-Formel bekannt [14].

Bei dem betrachteten Energieregime bilden sich noch keine elektromagnetischen Kaskaden aus, jedoch ist bei der Bremsstrahlung die Bildung von relativistischen Elektron-Positron-Paaren aus virtuellen Photonen möglich, welche die Lichtdeposition und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit insgesamt leicht erhöhen (die wenigen Photonen aus Kernübergängen im Sauerstoff und Stickstoff können bedenkenlos ignoriert werden). Dennoch stammt das in den Photonenvervielfachern detektierte Licht überwiegend aus dem Tscherenkoweffekt, sodass für die Anzahl der produzierten Photonen entscheidend ist, wie lange die leichten Leptonen mit Überlichtgeschwindigkeit (bezogen auf den Brechungsindex von Eis) propagieren. In [28] wurde ebendiese mittlere Spurlänge von Elektronen und Positronen basierend auf den Energieverlusten aus Abbildung 1.3 mittels einer GEANT-4-Simulation berechnet. Demnach steigt sie unter der Bedingung $E_e < 100 \text{ MeV}$ linear mit der Energie an:

$$\bar{x}(E_e) = (0,579 \pm 0,017) \text{ cm} \cdot E_e/\text{MeV} \quad (1.7)$$

Der geringe Unterschied der Wechselwirkungen zwischen Positronen und Elektronen dominiert den Fehler von etwa 0,3%. Es sei angemerkt, dass die minimale kinetische Energie 272 keV beträgt, denn erst ab dieser Schwelle ist die im nächsten Abschnitt erläuterte Bedingung $v > c/n_{\text{eis}}$ erfüllt. Dies hat jedoch keinerlei Bedeutung für die Integrationsgrenzen in Formel 3.4, denn bei derart niedrigen Energien ist der Fluss an Supernova-Neutrinos marginal (vergleiche Abbildung 1.13).

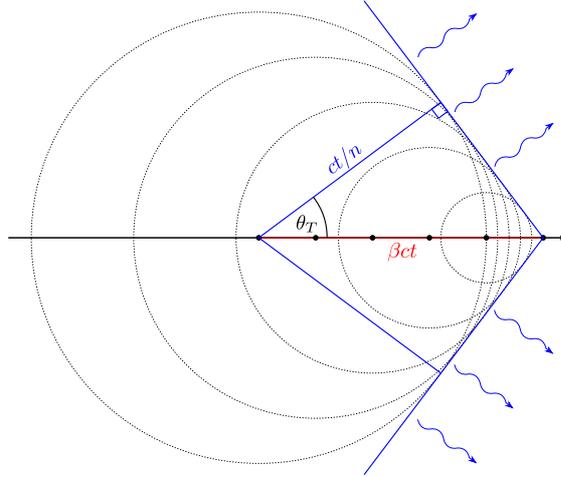


Abbildung 1.4: Falls der Brechungsindex kaum von der Wellenlänge abhängt (was für Eis eine gute Näherung ist), breiten sich Tscherenkowphotonen senkrecht zur Wellenfront aus. Das Spektrum des abgestrahlten Lichts wächst etwa proportional zur Frequenz und bricht im ultravioletten Bereich ab. Gefaltet mit der Sensitivität des Auges jedoch stellt sich das charakteristische, brillante Blau ein, welches zum Beispiel im Kühlwasser der Kernreaktoren beobachtet wird.

1.3.2 Tscherenkowlicht

Im Medium ist die a priori frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen $c_m^{ph}(\lambda)$ gegenüber derjenigen im Vakuum c um den Brechungsindex $n(\lambda) = c/c_m^{ph}(\lambda) > 1$ reduziert. Falls nun ein geladenes Teilchen das Medium mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit größer als die des Lichts durchdringt, $\beta = v/c > 1/n$, ist der Prozess $e \rightarrow e + \gamma$ gemäß der Energie-Impuls-Erhaltung erlaubt und das Teilchen emittiert entlang seiner Bahn Photonen, die sich konstruktiv unter dem festen Winkel $\cos \theta_T = 1/(\beta n)$ zu dessen Flugrichtung überlagern (siehe Abbildung 1.4). Eine Erklärung dieses Phänomens liefert bereits die klassische Elektrodynamik: Das geladene Teilchen polarisiert die durchflogene Materie und induziert zeitlich variierende Dipolfelder, die konstruktiv abstrahlen, falls obige Bedingung erfüllt ist. Für kleinere Geschwindigkeiten löschen sich die Felder gegenseitig aus. Genauers zum Thema findet sich unter anderem in [53].

Nun soll die durchschnittliche Ausbeute an Tscherenkowphotonen \bar{N}_γ pro niederenergetischem Elektron oder Positron in Abhängigkeit von E_e ermittelt werden. Diese Größe ist einer der wichtigsten Parameter für die Simulation beziehungsweise Rekonstruktion der Detektorantwort, denn mit ihr skaliert die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutrinos linear (vergleiche Abschnitt 2.2.3). Ausgehend von der Berechnung der produzierten Tscherenkowphotonen in Abhängigkeit vom zurückgelegten Weg und der Lichtwellenlänge

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right)$$

[31] ergibt sich unter Berücksichtigung von Formel 1.7

$$\bar{N}_\gamma = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \bar{n}_{eis}^2}\right) \bar{x} \int_{300 \text{ nm}}^{600 \text{ nm}} \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 325,4 \bar{x} / \text{cm} = (188,3 \pm 5,5) E_e / \text{MeV}$$

wobei gemäß Abschnitt 2.2.3 für die Wellenlängen das Intervall [300, 600] nm gewählt wurde. Weiterhin sind $\alpha \simeq 1/137$ die Feinstrukturkonstante, $z = \pm 1$ die Ladung des Teilchens, $\bar{n}_{eis} = 1,3195$ der gemittelte Brechungsindex des Eises am Südpol [28] und, bereits für niedrigste Energien, $\beta \simeq 1$. Damit ist \bar{N}_γ direkt proportional zur mittleren Spurlänge des geladenen Teilchens oberhalb seiner Tscherenkowschwelle.

1.4 Neutrinooszillation

Die drei bekannten Neutrino-Generationen sind die Partner der geladenen Leptonen und treten als solche bei allen schwachen Wechselwirkungen des geladenen Stroms wie dem Betazerfall oder dem Zerfall von Myonen oder Tauonen auf. Hierfür sind ν_α mit $\alpha \in e, \mu, \tau$ die Repräsentationen der Eigenzustände der jeweiligen Neutrino-Flavour. Weiterhin existieren die Masseneigenzustände ν_i mit $i \in 1, 2, 3$ als Lösungen des freien Hamiltonoperators entsprechend der Neutrinomassen m_i . Zwischen diesen beiden Darstellungen übersetzt die unitäre MNS-Matrix

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

die von Maki, Nakagawa und Sakata in Analogie zur CKM-Matrix aufgestellt wurde. Hierbei stehen die Abkürzungen c_{ij} beziehungsweise s_{ij} für $\cos \theta_{ij}$ sowie $\sin \theta_{ij}$; δ ist die CP-verletzende Phase². Mittels dieser Mischungsmatrix werden die Flavoureigenzustände als Linearkombinationen der Masseneigenzustände entwickelt:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.8)$$

In diesem Zusammenhang spricht man auch von der Mischung der Leptonen.

Interessant ist hierbei die Frage, weshalb die drei geladenen Leptonen nicht ebenfalls mischen. Die Antwort der Autoren von [29] darauf ist, dass das einzige Charakteristikum, welches Elektron, Myon und Tauon unterscheidet, ihre Masse ist, denn über die Identifikation ihrerer Masse ist gleichzeitig ihr Flavour festgelegt. Die Masse bestimmt sowohl deren kinematische Eigenschaften als auch deren Zerfallsmodi und kann direkt über elektromagnetische Wechselwirkungen gemessen werden: Geladene Leptonen eines bestimmten Flavours sind Elementarteilchen einer definierten Masse. Andererseits können Neutrinos nur indirekt in schwachen Wechselwirkungen nachgewiesen werden und tragen per Definition den Flavour des bei der Reaktion erzeugten oder vernichteten geladenen Leptons. Darum ist es nicht erforderlich, dass Neutrinos eines bestimmten Flavours eine definierte Masse haben – es impliziert sogar eine Überlagerung der Neutrinomassen.

Insgesamt vier Parameter bestimmen U (für Dirac-Neutrinos): Die drei Mischungswinkel θ_{12} , θ_{13} und θ_{23} , welche Rotationen in den jeweiligen Massenebenen entsprechen, und eine Phase δ , die nur in Kombination mit der 13-Mischung der Neutrinos auftritt ist und deshalb im Folgenden vernachlässigt werden darf. Verwendet man die experimentellen Resultate aus Tabelle 1.2, kann eine realistische Näherung der wahren Mischungsmatrix formuliert werden, welche dann nur noch von den zwei großen Mischungswinkeln abhängt:

$$U \simeq \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} & -c_{12}s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} \sqrt{0,7} & \sqrt{0,3} & 0 \\ -\sqrt{0,15} & \sqrt{0,35} & \sqrt{0,5} \\ \sqrt{0,15} & -\sqrt{0,35} & \sqrt{0,5} \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Die Oszillationen im solaren und atmosphärischen Sektor sind demnach zu je einem zwei-Neutrino-Problem entkoppelt und deren Messung ist somit in der Lage, den jeweiligen Mischungswinkel zu bestimmen.

Die Tatsache, dass Neutrinos immer in Flavoureigenzuständen erzeugt werden, diese jedoch keine Eigenzustände des freien Hamiltonoperators sind, führt zwangsläufig zu einer Oszillation, sobald das Neutrino zwischen Entstehungs- und Detektionsvertex propagiert. Entlang der Wegstrecke wachsen Phasenunterschiede der Masseneigenzustände relativ zueinander an, denn jeder von ihnen entwickelt sich nach einer anderen Dispersionsrelation $E_i^2 = k_i^2 + m_i^2$ [63]. Daher ist die

²Im Kontext der Oszillation in Supernova ist diese Phase jedoch unbedeutend [24]. Falls Neutrinos Majorana-Teilchen sind, besitzt die MNS-Matrix drei Phasen, welche allerdings ebenso irrelevant sind.

1 THEORIE

Tabelle 1.2: Aufgelistet sind Resultate für die in [70] durchgeführten globalen Fits an die Parameter der Neutrinooszillation aller bis 2004 verfügbaren Daten. Hauptsächlich vom Reaktor-Experiment KamLAND stammen die Messungen des solaren Neutrinossektors, für den $\theta_{\odot} = \theta_{12}$ sowie $m_{\odot}^2 = m_{12}^2$ gilt. Für die atmosphärischen Parameter $\theta_{atm} = \theta_{23}$ sowie $m_{atm}^2 = m_{32}^2$ wurden Daten von Super-K und K2K verwendet. Hauptsächlich CHOOZ lieferte den Wert für den kleinsten Mischungswinkel θ_{13} . Für δ liegen noch keine Messungen vor. Es sei darauf hingewiesen, dass das Vorzeichen von $|\Delta m_{32}^2|$ unbekannt ist. Dieser Umstand führt zum Hierarchie-Problem, welches in Abschnitt 1.1 erläutert ist.

Parameter	Wert $\pm 3\sigma$ -Fehler
Δm_{21}^2	$8,1_{-0,9}^{+1,0} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$ \Delta m_{32}^2 $	$2,2_{-0,8}^{+1,0} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0,30_{-0,07}^{+0,08}$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0,50_{-0,16}^{+0,18}$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0,000_{-0,000}^{+0,047}$
δ	0 (?)

ursprüngliche Linearkombination von Masseneigenzuständen zu einem späteren Zeitpunkt nicht mehr gegeben, was die Wahrscheinlichkeit ändert, ein Neutrino als einen bestimmten Flavour zu detektieren.

1.4.1 Vakuumoszillation

Es soll nun auf die Oszillationswahrscheinlichkeit der im Vakuum propagierenden Neutrino flavour eingegangen werden. Allgemein wird die Bewegung eines massiven, spinlosen Teilchens durch die Klein-Gordon-Gleichung

$$\left(\frac{\partial}{\partial t^2} - \nabla^2 + M^2 \right) \vec{\psi}^m(t) = 0 \quad (1.10)$$

beschrieben, in welcher der Vektor $\vec{\psi}^m = (|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle)^T$ die Wellenfunktionen der drei Neutrino masseneigenzustände fasst und die Matrix $M = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ für die entsprechenden Massen steht. Die implizite zeitliche Entwicklung der Wellenfunktionen wird durch ebene Wellen beschrieben, sodass diese unter der Annahme gleicher Energien aller Masseneigenzustände – was für relativistische³ Neutrinos ($E \gg m$) erfüllt ist – als

$$\vec{\psi}^m(t) = e^{-iEt} \vec{\psi}^m \quad (1.11)$$

geschrieben werden kann. Damit entwickeln sich die ersten beiden Operatoren aus Formel 1.10 entsprechend

$$\frac{\partial}{\partial t^2} - \nabla^2 = -E^2 - \nabla^2 = -(E + i\nabla)(E - i\nabla) = -(E + i\nabla)(E - \sqrt{m^2 - E^2}) \approx -(E + i\nabla)2E$$

sodass diese in

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + E - \frac{M^2}{2E} \right) \vec{\psi}^m = 0$$

³Angesichts ihrer verschwindend geringen Massen und der Tatsache, dass zu deren Nachweis in schwachen Reaktionen Gesamtenergien von mindestens einigen hundert keV benötigt werden, dürfen Neutrinos in der Praxis immer als relativistisch behandelt werden.

übergeht, wenn die Bewegung entlang der z -Achse verläuft. Der Term proportional zu E ist für eine Oszillation der Neutrinos irrelevant, denn er ist für alle Generationen identisch und trägt somit nur zu einer Gesamtphase bei. Transformiert auf die Basis der Flavoureigenzustände lässt sich die Neutrinobewegung mit

$$i \frac{\partial}{\partial z} \vec{\psi}^f = \frac{UM^2U^\dagger}{2E} \vec{\psi}^f \quad (1.12)$$

beschreiben. Die Matrix UM^2U^\dagger ist in diesem Fall nicht diagonal und repräsentiert somit die Mischung verschiedener Masseneigenzustände [63].

Ausgehend von den Formeln 1.8, 1.11 und 1.12 ist nun die Evolution eines Neutrinos konkret als

$$|\nu_\alpha(z, E)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* \exp\left(-i \frac{m_i^2}{2E} z\right) |\nu_i\rangle$$

gegeben. Am Ursprung ist der Flavoureigenzustand noch rein, $|\nu_\alpha(z=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$, mit fortschreitender Bewegung setzt dieser sich variabel aus mehreren Masseneigenzuständen zusammen. Durch Multiplikation des obigen Ausdrucks mit $\langle \nu_\beta |$ und Quadrieren der Amplitude erhält man die Oszillationswahrscheinlichkeit des Neutrino Flavours in Abhängigkeit vom Ort

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(z, E) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(z, E) \rangle|^2 = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + 2\Re \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} z\right) \quad (1.13)$$

wobei $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ gilt. An diesem Ausdruck wird ersichtlich, dass die Distanz zwischen Quelle und Detektor sowie die Neutrinoenergie die einzigen Variablen sind, welche die Phase und damit die Messung beeinflussen. Falls z ein ganzes Vielfaches der Oszillationslänge

$$L_{ij} := \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} = 2,48 \text{ m} \frac{E}{\text{MeV}} \frac{\Delta m_{ij}^2}{\text{eV}^2}$$

ist, wird die von der Massendifferenz generierte Phase identisch zu 2π und damit die Überlebenswahrscheinlichkeit des initialen Neutrino Flavours maximal (= 1).

Zwei Einflüsse müssen in der Realität berücksichtigt werden. Zum einen die endliche Ausdehnung einer natürlichen Neutrinoquelle, die effektiv die Position z verschmiert, und zum anderen deren Energiebreite, welche die Oszillationslänge L_{ij} leicht variiert. Als Konsequenz aus ersterem nimmt die Amplitude von $P_{\alpha \rightarrow \beta}$ um einen konstanten Faktor ab. Letzteres führt einerseits zu einer analogen Abschwächung wie im ersten Fall, zusätzlich jedoch weitet der Phasenunterschied zwischen den energetisch leicht verschiedenen Neutrinos eines Pakets entlang der zurückgelegten Wegstrecke auf, sodass nach großen Distanzen – und damit unabhängig von der Stärke der Energieaufweitung – die Oszillationswahrscheinlichkeit letztendlich zu schwingen aufhört und gegen ihren Mittelwert

$$\bar{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2$$

konvergiert, der nur den konstanten Anteil aus Formel 1.13 beinhaltet. Die Überlebenswahrscheinlichkeiten der einzelnen Flavour ergeben sich so zu

$$\bar{P}_{e \rightarrow e} = 53,5\% , \quad \bar{P}_{\mu \rightarrow \mu} = 33,5\% , \quad \bar{P}_{\tau \rightarrow \tau} = 50\%$$

Dieser Sachverhalt müsste insbesondere für die Spektren weit entfernter, explodierender Sterne berücksichtigt werden, wenn die Neutrinos diese Quellen nicht bereits in Masseneigenzuständen verließen.

1.4.2 Materieoszillation

Propagieren Neutrinos durch Materie, so erfahren sie durch Wechselwirkungen mit dieser ein effektives Potential, welches die Dispersionsrelation entsprechend $(E - V_{\text{eff}})^2 = k^2 + m^2$ erweitert und damit die Eigenschaften der Oszillation deutlich modifiziert. Dieser *MSW-Effekt*, nach Mikhejew, Smirnow und Wolfenstein, war ein wichtiger Schlüssel zur Klärung des solaren Neutrinoproblems [63] und ist unabdingbar zur korrekten Behandlung des Neutrinotransports innerhalb von massiven Objekten. Dieser Abschnitt behandelt dessen allgemeine Eigenschaften, welche in den darauffolgenden Abschnitten bezüglich des Transports der Supernova-Neutrinos im Vorgängerstern und in der Erde benötigt werden.

Berücksichtigt man nur die kohärente elastische Vorwärtsstreuung an Nukleonen und Elektronen, was für niederenergetische Neutrinos gerechtfertigt ist, so wird das effektive Potential mit

$$V_{\text{eff}} = \pm\sqrt{2}G_F n_e \quad (1.14)$$

beschrieben [29]. Wiederum unter Auslassung des neutralen Stroms, da er für alle Neutrinos identisch ist und damit außer einem irrelevanten globalen Phasenschub die Oszillation nicht beeinflusst. Das positive (negative) Vorzeichen bezieht sich auf die Elektroneneutrinos (Antielektroneneutrinos). Obwohl alle Neutrinos verschieden mit Materie wechselwirken (vergleiche Abschnitt 1.2), ist diese vereinfachende Annahme für aktuelle Sternmodelle sowie innerhalb der Erde akzeptabel, da der Austausch des geladenen Stroms im Elektroneneutrinossektor dominiert (es existieren schlicht keine Myonen und Tauonen, die einen CC-Beitrag für die anderen Neutrinogenerationen liefern könnten). Es ist weiterhin $n_e = n_b Y_e$ die Elektronendichte, wobei n_b die Baryondichte und Y_e die Leptonenzahl pro Baryon repräsentieren. In Analogie zu vorigem Abschnitt kann Formel 1.12 für die Evolution der Flavoureigenzustände in Anwesenheit von umgebender Materie nun als

$$i\frac{\partial}{\partial z}\vec{\psi}^f = \frac{1}{2E}(A + UM^2U^\dagger)\vec{\psi}^f \quad (1.15)$$

geschrieben werden [63], wobei die Matrix der effektiven Massen $A = \text{diag}(2EV_{\text{eff}}, 0, 0)$ nur für die Elektroneneutrinos von Null verschieden ist. Wie später ersichtlich, hat dieser Sachverhalt zu Folge, dass die Oszillation in Materie nur von den Amplituden U_{ei} und nicht von anderen Komponenten der Mischungsmatrix abhängt.

Im weiteren wird der Einfachheit halber nur auf die Mischung der Elektron- und den Myoneneutrinos eingegangen – zumal es in massiven Sternen effektiv nur zur gleichzeitigen Mischung zweier Generationen kommt. Die Resultate aber sind auch für den allgemeinen Fall gültig. Die Wellengleichung 1.15 kann nun zu

$$i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m_m^2}{4E}\begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

umgeschrieben werden, wobei eine modifizierte, von dem effektiven Potential abhängige Massendifferenz

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}$$

sowie analog dazu ein Mischungswinkel

$$\tan 2\theta_m = \frac{\tan 2\theta}{1 - \frac{\xi}{\cos 2\theta}}$$

beziehungsweise eine Oszillationslänge

$$L_m = \frac{4\pi E}{\Delta m_m^2} = \frac{L}{\sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (1.17)$$

die entsprechenden unmodifizierten Größen ersetzen [63]. Hierbei ist

$$\xi := \frac{2EV_{eff}}{\Delta m^2} \quad (1.18)$$

ein dimensionsloser Dichteparameter, welche jedoch mittels V_{eff} ortsabhängig ist. Es gilt $\Delta m^2 \cong \Delta m_{21}^2$ und $\theta \cong \theta_{12}$. Das interessante neue Phänomen im Gegensatz zur Oszillation im Vakuum ist die bei $\xi = \cos 2\theta$ auftretende Resonanz, die der Dichte

$$\varrho_{res} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}EG_F n_e} \quad (1.19)$$

des umgebenden Mediums entspricht. In der Resonanz ist der effektive Mischungswinkel mit einem Wert von $\pi/4$ maximal und die effektive Massendifferenz minimal ($\Delta m^2 \sin 2\theta$). Unter der Voraussetzung, dass die Resonanzregion eine hinreichend große Ausdehnung besitzt, ist dort der Wechsel der Neutrinos in benachbarte Masseneigenzustände am wahrscheinlichsten.

Um nun zu den Oszillationswahrscheinlichkeiten der Neutrino flavour in Materie zu gelangen, muss Formel 1.16 in die Basis der Masseneigenzustände transformiert werden. Dies leistet die Mischungsmatrix

$$U_m = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & -\sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

welche das zweidimensionale, angepasste Analogon zu U aus Formel 1.9 ist, denn in diesem Fall müssen die Eigenzustände um den effektiven Mischungswinkel θ_m rotiert werden. Im Allgemeinen ist $U_m(z)$ jedoch eine Funktion des Ortes und kommutiert nicht mit dem Ableitungsoperator, weshalb in der resultierenden Wellengleichung

$$i \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \psi_{1m} \\ \psi_{2m} \end{pmatrix} = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta m_m^2 & -4Ei d\theta_m/dz \\ 4Ei d\theta_m/dz & \Delta m_m^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{1m} \\ \psi_{2m} \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

nicht-diagonale Beiträge existieren [29]. Dies zeigt, dass sogar die Masseneigenzustände mischen – falls das Dichteprofil inhomogen ist. Die Stärke dieser Mischung hängt vom Gradienten $d\theta_m/dz$ ab. In diesem Zusammenhang definiert man den Adiabazitätsparameter

$$\gamma := \frac{\Delta m_m^2}{4E |d\theta_m/dz|} = \frac{\Delta m^2 \sin^2 2\theta}{2E \cos 2\theta |d \ln n_e/dz|} \quad (1.22)$$

der das Verhältnis von Diagonal- zu Nicht-Diagonalelementen der obigen Matrix beschreibt. Falls $\gamma \gg 1$ für alle Punkte entlang der Trajektorie, was für einen flachen Dichtegradienten gegeben ist, so nennt man die Evolution des Neutrino masseneigenzustands *adiabatisch*: Die Matrix in Formel 1.21 wird näherungsweise diagonal und Übergänge zwischen ν_{1m} und ν_{2m} sind vernachlässigbar. Damit wird die Wahrscheinlichkeit dieser Übergänge, die sogenannte Flipwahrscheinlichkeit, $P_{1m \rightarrow 2m} \sim 0$. Umgekehrt ist für $\gamma \ll 1$ die Resonanz *nicht-adiabatisch* und die Spektren von ν_{1m} und ν_{2m} tauschen sich aus: $P_{1m \rightarrow 2m} \sim 1$. Abbildung 1.5 veranschaulicht beide Situationen. Der komplexe intermediäre Fall hängt sehr stark vom Dichteprofil ab [29] und wird für diese Arbeit ignoriert.

Sind Übergangs- und Überlebenswahrscheinlichkeit der Masseneigenzustände bekannt, können diejenigen der Flavoureigenzustände berechnet werden: Angenommen, ein ν_e entsteht bei hoher Dichte, zum Beispiel im Zentrum der Sonne, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass es als ν_{1m}

1 THEORIE

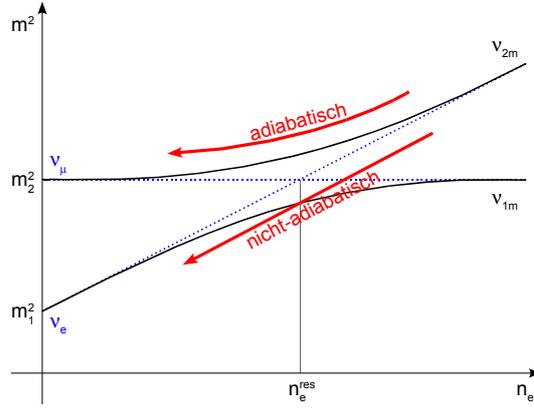


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung einer Zwei-Flavour-Resonanz in einem inhomogenen Medium. Bei hoher Elektronendichte n_e ist der Flavoureigenzustand ν_e aufgrund des wirkenden effektiven Potentials schwerer als ν_μ . Wird das ν_e also in einer dichten Region erzeugt, so nimmt es den (schwereren) Masseneigenzustand ν_{2m} an; ν_{1m} korrespondiert mit ν_μ . Am Resonanzpunkt sind beide Massen gleich. Ist dieser adiabatisch, so folgt das Elektronenneutrino während der Diffusion nach aussen der durchgezogenen Linie von rechts nach links beziehungsweise von großen zu kleinen n_e . Es bleibt somit im schwereren Masseneigenzustand und verlässt damit das Medium als ν_μ , denn $|U_{\mu 2}|^2 > |U_{e 2}|^2$. Falls die Resonanz nicht-adiabatisch ist, findet ein Wechsel der Masseneigenzustände statt und das ν_e bleibt ein ν_e . Dessen Bewegung nach außen folgt dann der gepunkteten Linie. Da beim Übergang von Materie zu Vakuum $n_e \rightarrow 0$ und ebenso $\theta_m \rightarrow \theta$ und $\Delta m_m^2 \rightarrow \Delta m^2$ gelten, verlassen Neutrinos dichte Objekte in Masseneigenzuständen.

(ν_{2m}) propagiert, durch $\cos^2 \theta_c$ ($\sin^2 \theta_c$) gegeben, wobei θ_c der Mischungswinkel bei ebendieser (zentralen) Dichte ist. Direkt hinter der Sonne gilt dann

$$\begin{aligned} P_{e \rightarrow e} &= [(1 - P_{1m \rightarrow 2m}) \cos^2 \theta_c + P_{1m \rightarrow 2m} \sin^2 \theta_c] \cos^2 \theta \\ &\quad + [P_{1m \rightarrow 2m} \cos^2 \theta_c + (1 - P_{1m \rightarrow 2m}) \sin^2 \theta_c] \sin^2 \theta \\ &= \frac{1 + \cos 2\theta_c \cos 2\theta}{2} - P_{1m \rightarrow 2m} \cos 2\theta_c \cos 2\theta \end{aligned}$$

sowie wegen der Erhaltung der Gesamtwahrscheinlichkeit

$$P_{e \rightarrow \mu} = 1 - P_{e \rightarrow e} = \frac{1 - \cos 2\theta_c \cos 2\theta}{2} + P_{1m \rightarrow 2m} \cos 2\theta_c \cos 2\theta$$

Es sei hier nochmals deutlich auf die extreme Abhängigkeit der Oszillation von der Adiabaticität der Resonanz beziehungsweise vom Dichteprofil des massiven Objekts hingewiesen, welche zu signifikanten Spektrenmodulationen durch partielle Vermischung oder Komplettaustausch der beteiligten Neutrinogenerationen führt. Bei sehr großen Dichten, wie es in massiven Sternen der Fall ist, müssen entgegen der eben gemachten Vereinfachung auch die Zustände ν_τ sowie ν_{3m} berücksichtigt werden, was das eben gezeichnete Bild der Flavour-Oszillation umfangreicher gestaltet; die Systematik bleibt jedoch die gleiche.

1.4.3 Sterneffekt

Die im Zentrum eines massiven Sterns entstandenen Neutrinos durchlaufen bei der Diffusion nach außen ein riesiges Dichtegefälle, welches zwei MSW-Resonanzen hervorruft. Zum einen die weiter innen liegende *H-Resonanz* bei hohen (high) und weiter außen die *L-Resonanz* bei niedrigen (low) Dichten. Diese werden jeweils von den atmosphärischen sowie den solaren Oszillationsparametern dominiert, weshalb beide Resonanzzonen bei sehr unterschiedlichen Dichten weit außerhalb

Tabelle 1.3: Übersicht der in massiven Sternen vorkommenden MSW-Resonanzen. Die jeweils involvierten Neutrinoparameter bestimmen die Resonanzdichten und -radien. In unserer Sonne existiert lediglich die L-Resonanz, da ihre maximale (zentrale) Dichte $1,5 \times 10^5 \text{ kg/m}^3$ nicht überschreitet.

Resonanz	Neutrinoparameter	Dichte/kg m ⁻³	Radius/R _⊙	Flipwahrscheinlichkeit
H	Δm_{atm}^2 und θ_{atm}	10^6 - 10^7	0,05-0,1	0-1
L	Δm_{\odot}^2 und θ_{\odot}	2×10^4 - 2×10^5	0,1-0,2	0

des Kerns stattfinden und somit in keiner Weise die Dynamik des Kollaps beeinflussen. Unter Berücksichtigung des Sterndichteprofiles

$$\rho_s(r) \approx \frac{4 \times 10^{28} \text{ kg}}{r^3 \text{ m}^3} \quad (1.23)$$

welches für $\rho_s \gtrsim 10^3 \text{ kg/m}^3$ angemessen ist [69], sind beide Gebiete zudem räumlich getrennt (siehe Tabelle 1.3). Aus diesen Gründen kann die Neutrinooszillation als zwei voneinander unabhängige Konversionen zweier Neutrinoeigenzustände betrachtet werden, $P_{\alpha \rightarrow \beta} = P_{\alpha \rightarrow \beta}^H \times P_{\alpha \rightarrow \beta}^L$. Deren Flipwahrscheinlichkeiten für Neutrinos (Antineutrinos) seien P_H (\bar{P}_H) und P_L (\bar{P}_L). Diese genügen zur Beschreibung der Dynamik in den Resonanzzonen.

Ob eine Konversion in einer der Resonanzzonen abläuft, bestimmen die jeweiligen Adiabatisizitätsparameter aus Formel 1.22, die sich mit dem eben genannten Sterndichteprofil zu

$$\gamma_H = 2,6 \times 10^4 \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{(\cos 2\theta_{13})^{4/3}} \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2} \right)^{2/3} \left(\frac{\text{MeV}}{E} \right)^{2/3} \begin{cases} \gg 1 & \text{für } \sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 10^{-3} \\ \ll 1 & \text{für } \sin^2 2\theta_{13} \lesssim 10^{-5} \end{cases}$$

sowie

$$\gamma_L = 1,2 \times 10^3 \frac{\sin^2 2\theta_{12}}{(\cos 2\theta_{12})^{4/3}} \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{ eV}^2} \right)^{2/3} \left(\frac{\text{MeV}}{E} \right)^{2/3} \gg 1$$

ergeben [63]. Für die derzeitigen Werte der Neutrinoparameter (siehe Tabelle 1.2) ist die L-Resonanz für alle bei einer Supernova vorkommenden Neutrinoenergien adiabatisch, $P_L = \bar{P}_L = 0$. Das Verhalten der H-Resonanz hingegen kann mit den aktuellen Grenzen an θ_{13} nicht bestimmt werden: Falls $\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 10^{-3}$, ist sie adiabatisch, $P_H = \bar{P}_H = 0$; falls $\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 10^{-5}$, ist sie nicht-adiabatisch, $P_H = \bar{P}_H = 1$; das komplizierte, dazwischen liegende Gebiet wird wegen der starken Modellabhängigkeit wie schon im vorigen Abschnitt ausgespart. Prinzipiell wäre ein Supernova-Nachweis also sensitiv auf entsprechend niedrige Werte der 13-Mischung und damit besser als derzeitige, erdgebundene Experimente.

Das Übergangsschema für die drei Neutrinoeigenzustände und deren initiale Bedingungen lassen sich mit dem effektiven Hamiltonoperator in massiven Sternen

$$H_{eff} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV_{eff} & m_{\mu e}^2 & m_{\tau e}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & 0 \\ m_{e\tau}^2 & 0 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

verstehen [23]. Aus dessen Struktur geht hervor, dass (a) das effektive Potential nur den Sektor der Elektroneneutrinos beeinflusst, (b) diese mit den beiden anderen Generationen mischen und (c) der Unterraum von Myon- sowie Tauonneutrinos orthogonal ist, weshalb es dort zu keinen Mischungen kommt. Für die extremen Dichten in der Neutrinosphäre ($\rho_\nu \gg \rho_{H,L}$) sind alle Neutrinoeigenzustände unterdrückt und H_{eff} ist quasi diagonal. Die Basis $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ entspricht dann den Masseneigenzuständen, welche als solche inkohärent und unabhängig voneinander die

1 THEORIE

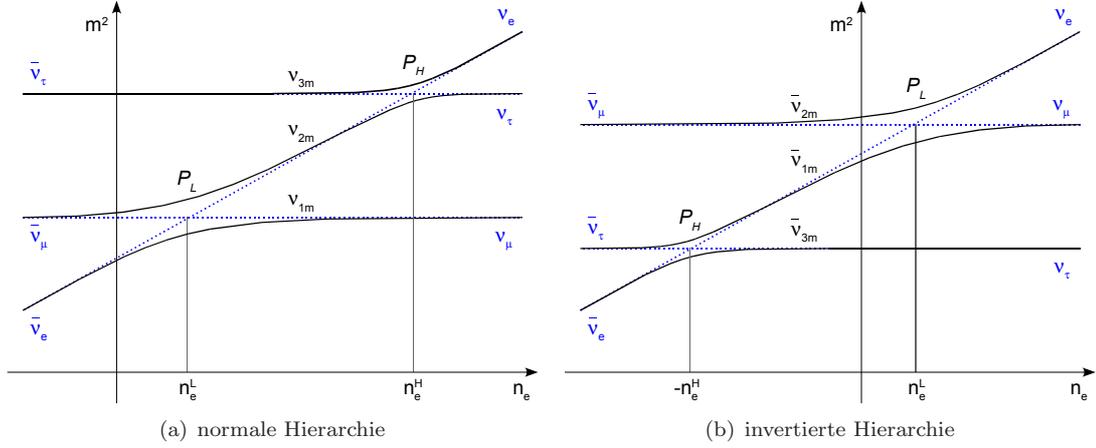


Abbildung 1.6: Zu sehen sind die Übergangsschemata links für normale und rechts für invertierte Hierarchie. Die durchgezogenen Linien sind Eigenzustände des Hamiltonoperators aus Formel 1.24 und die gepunkteten Linien sind die effektiven Energien (beziehungsweise Massenquadrate) der Flavoureigenzustände. Diese verlaufen im Elektroneneutrinossektor wegen dessen Abhängigkeit von $\pm V_{eff}(n_e)$ quer zu den beiden anderen, wobei die zwei entstehenden Kreuzungspunkte die Resonanzen implizieren. Das negative effektive Potential für Antineutrinos wird in den Bildern von einer negativen Elektronendichte $-n_e$ repräsentiert. Somit können ν und $\bar{\nu}$ im selben Schema dargestellt werden: Beide diffundieren von großen Dichten (positiv wie negativ) nach außen ins Vakuum ($n_e = 0$). Da $\Delta m_{21}^2 > 0$, liegt die L-Resonanz immer im Neutrinossektor; die H-Resonanz tritt im Falle einer normalen (invertierten) Hierarchie im Neutrino-(Antineutrino-)Sektor auf.

Resonanzzonen erreichen. Von dort ist die weitere Entwicklung bis zum Austritt aus dem Stern anhand der Abbildungen 1.6 erklärt.

Nun sollen die Flüsse der Masseneigenzustände an der Sternoberfläche F_α berechnet werden, die durch die ursprünglich im Sterninnern erzeugten Flüsse F_α^0 und Flipwahrscheinlichkeiten der beiden Resonanzzonen P_H , \bar{P}_H , P_L sowie \bar{P}_L ausgedrückt werden. Hierfür muss den (durchgezogenen wie gepunkteten) Linien in voriger Abbildung unter Berücksichtigung aller möglichen Konversionen gefolgt werden. Exemplarisch soll dies für den Neutrinossektor in normaler Hierarchie (positive Seite des linken Diagramms) vorgeführt werden: Zu Beginn gilt $\nu_{1m} = \nu_\mu$, $\nu_{2m} = \nu_\tau$ und $\nu_{3m} = \nu_e$ sowie entsprechend für deren Flüsse $F_{1m}^0 = F_\mu^0 = F_x^0$, $F_{2m}^0 = F_\tau^0 = F_x^0$ und $F_{3m}^0 = F_e^0$. An der H-Resonanz wechselt der Anteil P_H des Flusses F_e^0 in den leichteren Eigenzustand ν_{2m} und $(1 - P_H)$ bleibt im ν_{3m} -Zustand; entlang von ν_{2m} mit dem Fluss $P_H F_e^0$ wechselt der Anteil P_L in den leichteren Zustand ν_{1m} und $(1 - P_L)$ bleibt ν_{2m} . Als Konsequenz daraus verteilt sich der initiale Fluss folgenderweise⁴:

$$F_e^0 \implies \begin{cases} F_{1+} = P_L P_H F_e^0 \\ F_{2+} = (1 - P_L) P_H F_e^0 \\ F_{3+} = (1 - P_H) F_e^0 \end{cases}$$

Für die Flüsse der beiden anderen Masseneigenzustände findet sich analog dazu

$$F_\mu^0 \implies \begin{cases} F_{1+} = (1 - P_L) F_\mu^0 \\ F_{2+} = P_L F_\mu^0 \\ F_{3+} = 0 \end{cases}, \quad F_\tau^0 \implies \begin{cases} F_{1+} = P_L (1 - P_H) F_\tau^0 \\ F_{2+} = (1 - P_L) (1 - P_H) F_\tau^0 \\ F_{3+} = P_H F_\tau^0 \end{cases}$$

⁴Die Notation $F_{+} = x$ ist der Informatik entlehnt und soll verdeutlichen, dass der jeweilige Fluss F um den Beitrag x anwächst.

Alle Beiträge summieren sich zu

$$\begin{aligned} F_1 &= P_L P_H F_e^0 + (1 - P_L P_H) F_x^0 \\ F_2 &= (1 - P_L) P_H F_e^0 + (1 - P_H + P_L P_H) F_x^0 \\ F_3 &= (1 - P_H) F_e^0 + P_H F_x^0 \end{aligned}$$

was kompakter als

$$F_i = a_i F_e^0 + (1 - a_i) F_x^0 \quad (1.25)$$

mit $a_1 = P_L P_H$, $a_2 = (1 - P_L) P_H$ und $a_3 = (1 - P_H)$ geschrieben werden kann. Diese Masseneigenzustände sind Eigenwerte des freien Hamiltonoperators und erreichen deshalb (bis auf die geometrische Ausdünnung) unverändert die Erdoberfläche: Sie stellen die messbaren Spektren der Supernova-Neutrinos dar. Berücksichtigt man nun die Mischung der Neutrinos, um die Flüsse pro Flavour angeben zu können, ergibt sich

$$F_e = \sum_i |U_{ei}|^2 F_i = F_e^0 \sum_i |U_{ei}|^2 a_i + F_x^0 \left(1 - \sum_i |U_{ei}|^2 a_i \right) = p F_e^0 + (1 - p) F_x^0$$

mit

$$p \equiv \sum_i |U_{ei}|^2 a_i = |U_{e1}|^2 P_L P_H + |U_{e2}|^2 (1 - P_L) P_H + |U_{e3}|^2 (1 - P_H)$$

Der Gesamtfluss muss erhalten bleiben ($F_e^0 + 2F_x^0 = F_e + 2F_x$), sodass

$$F_\mu + F_\tau = 2F_x = (1 - p) F_e^0 + (1 + p) F_x^0$$

gilt. Damit sind die Flüsse an der Erdoberfläche durch die initialen Flüsse und die Überlebenswahrscheinlichkeit p ausgedrückt. Obige Ausdrücke sind vereinfacht mit der Bedingung $P_H = 1$ auch im Falle einer invertierten Hierarchie gültig.

Antineutrinos beginnen in den Masseneigenzuständen $\bar{\nu}_{1m} = \bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_{2m} = \bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_{3m} = \bar{\nu}_\tau$ sowie den Flüsse $\bar{F}_{1m}^0 = \bar{F}_e^0$, $\bar{F}_{2m}^0 = \bar{F}_\tau^0 = F_x^0$ und $\bar{F}_{3m}^0 = \bar{F}_\tau^0 = F_x^0$. Bei der invertierten Hierarchie existiert lediglich die H-Resonanz. Daraus folgt

$$\begin{aligned} F_{\bar{e}} &= \bar{p} F_{\bar{e}}^0 + (1 - \bar{p}) F_x^0 \\ F_{\bar{\mu}} + F_{\bar{\tau}} &= 2F_x = (1 - \bar{p}) F_{\bar{e}}^0 + (1 + \bar{p}) F_x^0 \end{aligned}$$

mit der effektiven Überlebenswahrscheinlichkeit

$$\bar{p} = |U_{e1}|^2 \bar{P}_H + |U_{e3}|^2 (1 - \bar{P}_H)$$

Im Falle der normalen Hierarchie existieren keine Resonanzonen im Antineutrinosektor und die initialen Flüsse ändern sich nicht; ergo ist $\bar{P}_H = 1$.

Zusammenfassend können die Flüsse pro Flavour für Neutrinos und Antineutrinos als

$$\begin{pmatrix} F_e \\ F_{\bar{e}} \\ 4F_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p & 0 & 1 - p \\ 0 & \bar{p} & 1 - \bar{p} \\ 1 - p & 1 - \bar{p} & 2 + p + \bar{p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_e^0 \\ F_{\bar{e}}^0 \\ F_x^0 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

geschrieben werden, wobei die Formel für beide Hierarchien Gültigkeit besitzt. Es sei nochmal erwähnt, dass die Überlebenswahrscheinlichkeiten p und \bar{p} implizit von den Mischungsmatrixkomponenten U_{ei} und vom realisierten Mischungsschema abhängen. Insgesamt vier Mischungsschemata lassen sich nach obiger Ausführung kombinieren, von denen allerdings nur drei im Detektor unterscheidbar sind (siehe Tabelle 1.4). Diese werden im Folgenden bezüglich der beobachtbaren Spektren und des daraus abzuleitenden physikalischen Gehalts besprochen:

1 THEORIE

Tabelle 1.4: Es existieren drei distinkte Mischungsschemata der Neutrinooszillation in massiven Sternen. Das letzte Szenario unterscheidet nicht zwischen der Hierarchie, denn in beiden Fällen sind die Überlebenswahrscheinlichkeiten p und \bar{p} identisch. Die Deleptonisierungsspitze wird nicht im ersten Szenario erwartet, denn das Spektrum der Elektronneutrinos wechselt mit demjenigen der ν_x . Auf den Erdeffekt geht Abschnitt 1.4.4 ein.

Szenario	Hierarchie	$\sin^2 2\theta_{13}$	p	\bar{p}	Deleptonisierungsspitze	Erdeffekt
I	normal	$\gtrsim 10^{-3}$	0	$\cos^2 \theta_\odot$	○	$\bar{\nu}_e$
II	invertiert	$\gtrsim 10^{-3}$	$\sin^2 \theta_\odot$	0	●	ν_e
III	(egal)	$\gtrsim 10^{-5}$	$\sin^2 \theta_\odot$	$\cos^2 \theta_\odot$	●	ν_e & $\bar{\nu}_e$

I. Normale Hierarchie, adiabatische H-Resonanz ($P_H = 0$).

$$\begin{aligned}
 p &= |U_{e3}|^2 \simeq 0 \\
 \bar{p} &= |U_{e1}|^2 \simeq \cos^2 \theta_\odot \\
 F_e &= F_x^0 \\
 F_{\bar{e}} &= \cos^2 \theta_\odot F_{\bar{e}}^0 + \sin^2 \theta_\odot F_x^0 \simeq 0,7F_{\bar{e}}^0 + 0,3F_x^0 \\
 4F_x &= F_e^0 + \sin^2 \theta_\odot F_{\bar{e}}^0 + (2 + \cos^2 \theta_\odot)F_x^0 \simeq F_e^0 + 0,3F_{\bar{e}}^0 + 2,7F_x^0
 \end{aligned}$$

Die robusteste Signatur eines Supernova-Neutrinosignals ist der prompte ν_e -Ausbruch (die sogenannte Deleptonisierungsspitze, siehe Abschnitt 1.5.4), der im Allgemeinen nur über Elektronstreuung nachzuweisen ist. Die Tatsache, dass in diesem Szenario die Spektren von ν_e und ν_x (wegen des sehr kleinen θ_{13}) quasi komplett austauschen, unterdrückt diesen um mehr als 80% entsprechend dem Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\nu_e}/\sigma_{\nu_x}$ (siehe Tabelle 1.1). Sollte dennoch ein Ausbruch der Elektronneutrinos detektiert werden, so spricht dies mit großer Sicherheit gegen diese Kombination aus Massenhierarchie und Mischungswinkel θ_{13} hin.

II. Invertierte Hierarchie, adiabatische H-Resonanz ($P_H = 0$).

$$\begin{aligned}
 p &= |U_{e2}|^2 \simeq \sin^2 \theta_\odot \\
 \bar{p} &= |U_{e3}|^2 \simeq 0 \\
 F_e &= \sin^2 \theta_\odot F_e^0 + \cos^2 \theta_\odot F_x^0 \simeq 0,3F_e^0 + 0,7F_x^0 \\
 F_{\bar{e}} &= F_x^0 \\
 4F_x &= \cos^2 \theta_\odot F_e^0 + F_{\bar{e}}^0 + (2 + \sin^2 \theta_\odot)F_x^0 \simeq 0,7F_e^0 + F_{\bar{e}}^0 + 2,3F_x^0
 \end{aligned}$$

Die Antielektronneutrinos entstehen im Stern als $\bar{\nu}_{3m}$ und verlassen ihn auch als solche. Am Detektor werden sie dann vorwiegend als $\bar{\nu}_x$ detektiert – die Spektren der Flavour werden also komplett ausgetauscht. Da der inverse Betazerfall die wichtigste Nachweisreaktion ist, werden sich Differenzen dieser Spektren deutlich in einer nach oben modifizierten Detektorrate äußern. Dies ist der Fall für die beiden in dieser Arbeit untersuchten Supernova-Modelle (siehe Abschnitt 1.5.4).

Die Deleptonisierungsspitze verliert grob die Hälfte an Intensität, da nur $\sim 30\%$ der initialen Elektronneutrinos die Erde auch als ν_e erreichen. Die fehlenden $\sim 70\%$ stecken im Spektrum der ν_x , welche allerdings sehr viel schwächer an Elektronen streuen.

III. Beliebige Hierarchie, nicht-adiabatische H-Resonanz ($P_H = 1$).

$$\begin{aligned}
p &= |U_{e2}|^2 \simeq \sin^2 \theta_\odot \\
\bar{p} &= |U_{e1}|^2 \simeq \cos^2 \theta_\odot \\
F_e &= \sin^2 \theta_\odot F_e^0 + \cos^2 \theta_\odot F_x^0 \simeq 0,3F_e^0 + 0,7F_x^0 \\
F_{\bar{e}} &= \cos^2 \theta_\odot F_{\bar{e}}^0 + \sin^2 \theta_\odot F_x^0 \simeq 0,7F_{\bar{e}}^0 + 0,3F_x^0 \\
4F_x &= \cos^2 \theta_\odot F_e^0 + \sin^2 \theta_\odot F_{\bar{e}}^0 + 3F_x^0 \simeq 0,7F_e^0 + 0,3F_{\bar{e}}^0 + 3F_x^0
\end{aligned}$$

Das Besondere des dritten Szenarios ist die Ununterscheidbarkeit der Hierarchie. In diesem Fall ist die H-Resonanz ineffektiv und sämtliche Spektren mischen.

Abschließend soll auf die Unsicherheit der obigen Herleitung eingegangen werden. Eine exakte Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten je Resonanzzone ($P_H, \bar{P}_H, P_L, \bar{P}_L$) muss durch Integration entlang des gesamten Weges der Neutrinos innerhalb des Sterns erfolgen – und nicht durch bloße Auswertung der Resonanzonen. Dies wurde in [93] für Neutrinoenergien zwischen 0 und 70 MeV unter Variation der initialen Sternmasse und des Dichteprofiles durchgeführt. Das Ergebnis der Veröffentlichung lautet, dass keiner der aufgeführten Parameter die Neutrinooszillation, so wie sie in diesem Abschnitt hergeleitet wurde, modifiziert – solange nicht $10^{-5} \lesssim \sin^2 2\theta_{13} \lesssim 10^{-3}$ gilt. Die größte Unsicherheit, Neutrinooszillationen im Kontext von Supernovae zu untersuchen, stammen demnach von den Neutrinospektren selbst, und werden mit $\sim 10\%$ veranschlagt [57]. Die Näherung $\theta_{13} \approx 0$ trägt maximal nur wenige Prozent bei.

1.4.4 Erdeffekt

Die in massiven Sternen erzeugten Neutrinos verlassen diesen in Masseneigenzuständen und propagieren als solche unbeeinflusst von Vakuumoszillationen durch das interstellare Medium. Innerhalb der Erde – beziehungsweise jeder anderen (Flavour-unsymmetrischen) Materie – können sie jedoch in Abhängigkeit von der durchflogenen Wegstrecke z erneut oszillieren. Diese wird hauptsächlich vom polaren Eintrittswinkel ϑ bestimmt (welcher sich auf IceCube und nicht auf die Erdmitte bezieht, siehe Abbildung 1.7 rechts), der wiederum eine Funktion der Ankunftszeit der Neutrinofront und der Detektorposition auf der Erdoberfläche ist. Besonders die letztgenannte Eigenschaft macht den Erdeffekt aus physikalischer Sicht so interessant, denn Messungen mindestens zweier weit entfernter Detektoren weisen systematische, durch die Oszillation bedingte Unterschiede auf. Durch Auswertung der relativen Signalunterschiede könnten somit unabhängig vom Sternmodell Aussagen zum Matrixelement U_{e3} , zur Massendifferenz Δm_{21}^2 und zur Hierarchie getroffen werden.

Im Folgenden soll der Erdeffekt formuliert und quantifiziert werden. Dafür wird, soweit möglich, auf die Parametrisierungen des vorigen Abschnitts zurück gegriffen. So können auch die Neutrinoflüsse am Detektor F_α^D nach eventuell erfolgter Oszillation in der Erde analog zu Formel 1.26 als

$$\begin{pmatrix} F_e^D \\ F_{\bar{e}}^D \\ 4F_x^D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p^D & 0 & 1 - p^D \\ 0 & \bar{p}^D & 1 - \bar{p}^D \\ 1 - p^D & 1 - \bar{p}^D & 2 + p^D + \bar{p}^D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_e^0 \\ F_{\bar{e}}^0 \\ F_x^0 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

geschrieben werden, wenn die sowohl den Stern- als auch den Erdeffekt berücksichtigenden Überlebenswahrscheinlichkeiten p^D und \bar{p}^D bekannt sind: Es sei $P_{i \rightarrow e}$ die Wahrscheinlichkeit, dass der an der Erde ankommende Masseneigenzustand ν_i den Detektor als ein ν_e erreicht. Dann ist der Elektroneneutrinofluss dort als

$$F_e^D = \sum_i P_{i \rightarrow e} F_i$$

1 THEORIE

gegeben, der mittels Formel 1.25 zu

$$F_e^D = \left(\sum_i a_i P_{i \rightarrow e} \right) F_e^0 + \left(1 - \sum_i a_i P_{i \rightarrow e} \right) F_x^0 = p^D F_e^0 + (1 - p^D) F_x^0$$

erweitert wird. Mit der Bedingung $\sum_i P_{i \rightarrow \alpha} = 1$ gilt folglich

$$p^D \equiv \sum_i a_i P_{i \rightarrow e} = P_L P_H + (1 - 2P_L) P_H P_{2 \rightarrow e} + (1 - P_H - P_L P_H) P_{3 \rightarrow e} \simeq P_H P_{2 \rightarrow e} \quad (1.28)$$

für eine normale Hierarchie – falls eine invertierte Hierarchie vorliegt, gilt obige Formel unter der Einschränkung $P_H = 1$ (unabhängig, ob dies im Stern tatsächlich gegeben ist oder nicht). Analog findet sich für den Antineutrinosektor

$$\bar{p}^D \equiv \sum_i \bar{a}_i P_{i \rightarrow \bar{e}} = \bar{P}_H P_{1 \rightarrow \bar{e}} + (1 - 2\bar{P}_H) P_{3 \rightarrow \bar{e}} \simeq \bar{P}_H P_{1 \rightarrow \bar{e}} \quad (1.29)$$

im Falle einer invertierten Hierarchie, sowie dieselbe Formel mit $\bar{P}_H = 1$ für eine normale Hierarchie. In beiden Formeln kommt die bis jetzt durchgehend angewandte Näherung eines verschwindend kleinen Überlapps von drittem Massen- und erstem Flavour-Eigenzustand zum tragen, weshalb $P_{3 \rightarrow e} = P_{3 \rightarrow \bar{e}} \simeq 0$. Aus vorigem Abschnitt gilt außerdem $P_L = 0$. Zur vollständigen Formulierung des Erdeffekts fehlen schließlich die beiden nicht-redundanten Größen $P_{2 \rightarrow e}$ und $P_{1 \rightarrow \bar{e}}$. Analytisch lassen sich diese nur unter vereinfachten Annahmen zum Dichteprofil der Erde berechnen. Bewährt hat sich ein Zwei-Komponenten-Modell, bei dem die Erde in einen homogenen Kern und in einen ebenfalls homogenen Mantel unterteilt wird (siehe Abbildung 1.7 links). Ein Vergleich der im Folgenden präsentierten Ergebnisse dieses Modells mit denen eines realistischen Dichteprofiles der Erde offenbart nur geringe Unterschiede in der Amplitude des Erdeffekts bei nahezu identischer Energieabhängigkeit [69]. Darum beschränkt sich die vorliegende Arbeit auf die analytische Methode, die in Abhängigkeit von ϑ zwei Szenarien unterscheidet, wobei die im Folgenden verwendeten Indices m und c die jeweiligen Parameter innerhalb des Mantels beziehungsweise des Kerns bezeichnen:

- I. **Durchquerung ausschließlich des Mantels.** Für Einfallswinkel im Intervall $33,17^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$ beziehungsweise für Weglängen $z_m = 2R_\oplus \cos \vartheta \leq 10673$ km durchfliegen die Neutrinos lediglich den Erdmantel. Speziell in diesem Fall werden obige Überlebenswahrscheinlichkeiten – wiederum reduziert auf die ersten zwei Neutrino-Generationen – mittels

$$P_{i \rightarrow \alpha} = |\langle \nu_\alpha | \nu_i(z) \rangle|^2 = |[R(-\theta_m) \Delta \Phi_m R(\theta_m - \theta)]_{i\alpha}|^2$$

berechnet [25]. Da $P_{i \rightarrow \alpha}$ zwischen ν_i und ν_α übersetzt, muss intermediär noch über die Masseneigenzustände in Materie ν_{im} entwickelt werden, denn nur so fließt der Erdeffekt in die Parametrisierung mit ein. Die dafür nötige Transformation kann mit Hilfe der Formeln 1.9 (als 2D-Variante) und 1.20 hergeleitet werden:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} &= U^\dagger \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{pmatrix} = U^\dagger U_m \begin{pmatrix} \psi_{1m} \\ \psi_{2m} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos(\theta_m - \theta) & \sin(\theta_m - \theta) \\ -\sin(\theta_m - \theta) & \cos(\theta_m - \theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{1m} \\ \psi_{2m} \end{pmatrix} \equiv R(\theta_m - \theta) \begin{pmatrix} \psi_{1m} \\ \psi_{2m} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

wobei R der allgemeinen Definition einer zweidimensionalen Drehmatrix folgt und einerseits, wie gerade gezeigt, von Vakuum- zu Materieeigenzuständen wechselt $R(\theta_m - \theta) \equiv U^\dagger U_m$, sowie andererseits für die Transformation von Materie- zu Flavoureigenzuständen $R(-\theta_m) \equiv U_m^\dagger$ verwendet wird. Die im Mantel propagierenden ν_{im} weisen den relativen

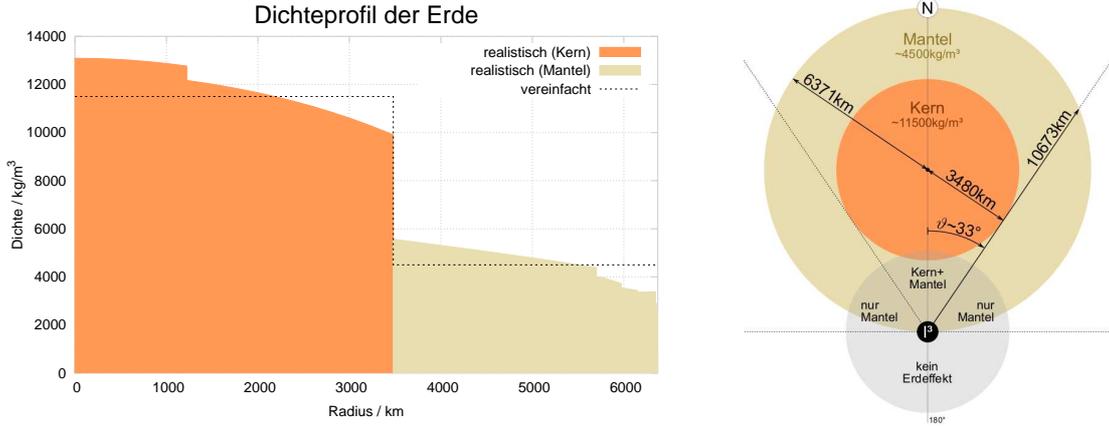


Abbildung 1.7: Das Erddichteprofil wird in [26] an Hand von umfangreichen Daten seismischer Wellen konstruiert und im linken Bild dem in dieser Arbeit verwendeten 2-Komponenten-Modell gegenüber gestellt. Letzteres beschreibt die Erde vereinfacht als homogenen Kern der Dichte $\rho_c \approx 11500 \text{ kg/m}^3$ und des Radius $r_c = 3480 \text{ km}$, welcher von einem homogenen Mantel der Dichte $\rho_m \approx 4500 \text{ kg/m}^3$ umgeben wird [24]. Für das nach Formel 1.14 berechnete effektive Potential in Materie werden die Elektronendichten n_e für beide Zonen benötigt. Der Verlauf von n_e ist nahezu analog zu dem von ρ und sein jeweiliger Mittelwert ergibt sich zu $n_{e,m} = 2,2 \times 10^6 N_A \text{ m}^{-3}$ beziehungsweise $n_{e,m} = 5,4 \times 10^6 N_A \text{ m}^{-3}$ [68]; hierbei ist $N_A = 6,022 \times 10^{30} \text{ mol}^{-1}$ die Avogadro-Konstante. Der (mittlere) Erdradius beträgt $R_\oplus = 6371 \text{ km}$.

Legt man dieses Modell für das rechte Bild zugrunde, so durchläuft die Neutrinofront bei Einfallswinkeln von $\vartheta < 33,17^\circ$ sowohl den Kern als auch den Mantel, wohingegen bei $33,17^\circ < \vartheta \leq 90^\circ$ ausschließlich der Mantel durchflogen wird. ϑ wird ausgehend von der Erdachse (die mit der Detektorachse übereinstimmt) um IceCube herum gemessen, welcher im Bild statt des Südpols eingezeichnet und mit I^3 bezeichnet ist. Bei $\vartheta > 90^\circ$ treffen die Neutrinos von Süden ein und es kommt zu überhaupt keinem Effekt.

Phasenunterschied $\Delta\Phi_m = \text{diag}(1, e^{i\Delta\phi_m})$ auf, wobei $\Delta\phi_m = \Delta m_m^2 z / 2E = 2\pi z / L_m$, denn laut Formel 1.21 entwickeln sich die Wellenfunktionen unter der Voraussetzung einer konstanten Materiedichte wie ebene Wellen mit den modifizierten Parametern m_{im} und θ_{im} . Somit folgt für die beiden gesuchten Überlebenswahrscheinlichkeiten nach fleißigem Anwenden verschiedenster Additionstheoreme

$$\begin{aligned} P_{1 \rightarrow \bar{e}} &= |[R(-\theta_m)\Delta\Phi_m R(\theta_m - \theta)]_{1\bar{e}}|^2 \\ &= \cos^2 \theta - \sin 2\theta_m \sin 2(\theta_m - \theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi_m}{2} \right) \\ &= \cos^2 \theta + \frac{\xi \sin^2 2\theta}{(\xi + \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta} \sin^2 \left(\frac{\pi z}{L_m} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{2 \rightarrow e} &= |[R(-\theta_m)\Delta\Phi_m R(\theta_m - \theta)]_{2e}]|^2 \\ &= \sin^2 \theta + \sin 2\theta_m \sin 2(\theta_m - \theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi_m}{2} \right) \\ &= \sin^2 \theta + \frac{\xi \sin^2 2\theta}{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta} \sin^2 \left(\frac{\pi z}{L_m} \right) \end{aligned}$$

II. **Durchquerung sowohl des Mantels als auch des Kerns.** Trifft die Neutrinofront in einem Winkel von unter $33,17^\circ$ ein, durchqueren sie zweimal jeweils mit der Weglänge z_m

1 THEORIE

Tabelle 1.5: Explizite Phasen ϕ_i und Amplituden A_i der Formeln 1.30 und 1.31 sortiert nach deren Wichtigkeit. Da $w := \theta - \theta_m \approx \theta_m - \theta_c \lesssim 0,1$, können die Terme ab der fünften Ordnung bedenkenlos vernachlässigt werden [25].

i	ϕ_i	A_i	\mathcal{O}_i
1	$\phi_m/2$	$-\frac{1}{2} \sin 2(\theta - 2\theta_m) \sin 4(\theta_c - \theta_m)$	$\mathcal{O}(w)$
2	$\phi_m/2 + \phi_c$	$\cos^2(\theta_c - \theta_m) \sin 2(\theta - 2\theta_m) \sin 2(\theta_c - \theta_m)$	$\mathcal{O}(w)$
3	$\phi_m + \phi_c$	$\sin 2(\theta - \theta_m) \cos^4(\theta_c - \theta_m) \sin 2\theta_m$	$\mathcal{O}(w)$
4	ϕ_c	$-\sin^2 2(\theta_c - \theta_m) [\cos 2(\theta - 2\theta_m) - \frac{1}{2} \sin 2(\theta - \theta_m) \sin 2\theta_m]$	$\mathcal{O}(w^2)$
5	ϕ_m	$\frac{1}{2} \sin 2(\theta - \theta_m) \sin^2 2(\theta_c - \theta_m) \sin 2\theta_m$	$\mathcal{O}(w^3)$
6	$\phi_m/2 - \phi_c$	$-2 \sin 2(\theta - 2\theta_m) \cos(\theta_c - \theta_m) \sin^3(\theta_c - \theta_m)$	$\mathcal{O}(w^3)$
7	$\phi_m - \phi_c$	$\sin 2(\theta - \theta_m) \sin^4(\theta_c - \theta_m) \sin 2\theta_m$	$\mathcal{O}(w^5)$

den Erdmantel und dazwischen den Erdkern, in welchem sie die Strecke z_c zurücklegen. Für die beiden Distanzen gilt

$$z_m = R_\oplus \left(\cos \vartheta - \sqrt{\frac{r_c^2}{R_\oplus^2} - \sin^2 \vartheta} \right)$$

$$z_c = 2R_\oplus \sqrt{\frac{r_c^2}{R_\oplus^2} - \sin^2 \vartheta}$$

Die Propagation der Neutrinozustände entlang der insgesamt drei Dichtesprünge und die dadurch modifizierten Überlebenswahrscheinlichkeiten werden durch

$$P_{i \rightarrow \alpha} = |[R(-\theta_m) \Delta \Phi_m R(\theta_m - \theta_c) \Delta \Phi_c R(\theta_c - \theta_m) \Delta \Phi_m R(\theta_m - \theta)]_{i\alpha}|^2$$

beschrieben, welche sich konkret zu

$$P_{1 \rightarrow \bar{e}} = \cos^2 \theta + \sum_{i=1}^7 A_i \sin^2(\Delta \phi_i/2) \quad (1.30)$$

$$P_{2 \rightarrow e} = \sin^2 \theta - \sum_{i=1}^7 A_i \sin^2(\Delta \phi_i/2) \quad (1.31)$$

unformen lassen [25]. Die Koeffizienten A_i und $\Delta \phi_i$ zeigt Tabelle 1.5. Für den Fall einer verschwindenden Kerndurchquerung ($\Delta \phi_c \mapsto 0$) gehen diese Formeln in die entsprechenden aus I. über.

Die soeben hergeleiteten Überlebenswahrscheinlichkeiten sind von dem dimensionslosen Parameter ξ aus Formel 1.18 und damit implizit von der Neutrinoenergie abhängig. Daraus resultiert eine Deformation der Energiespektren, die sich besonders im hochenergetischen Bereich bemerkbar macht, da die Amplitude ($\propto \xi$) und die Periode ($\propto L_{m,c}$) mit der Energie ansteigen (siehe Abbildung 1.8). Prinzipiell ist es möglich, diese oszillatorische Modulation des Energiespektrums in einem einzigen Detektor nachzuweisen. IceCube, der nur die integrale Luminosität zu messen vermag (vergleiche Kapitel 2.1), ist für den Nachweis des Erdeffekts auf den Ratenvergleich mit einem zweiten Experiment angewiesen. Sein Standort auf der südlichen Hemisphäre eignet sich jedoch hervorragend in Kombination mit den anderen Neutrinoobservatorien – bevorzugt mit Super-Kamiokande (siehe Abschnitt 3.2.3): Neutrinos, die von einer Supernova im Zentrum der

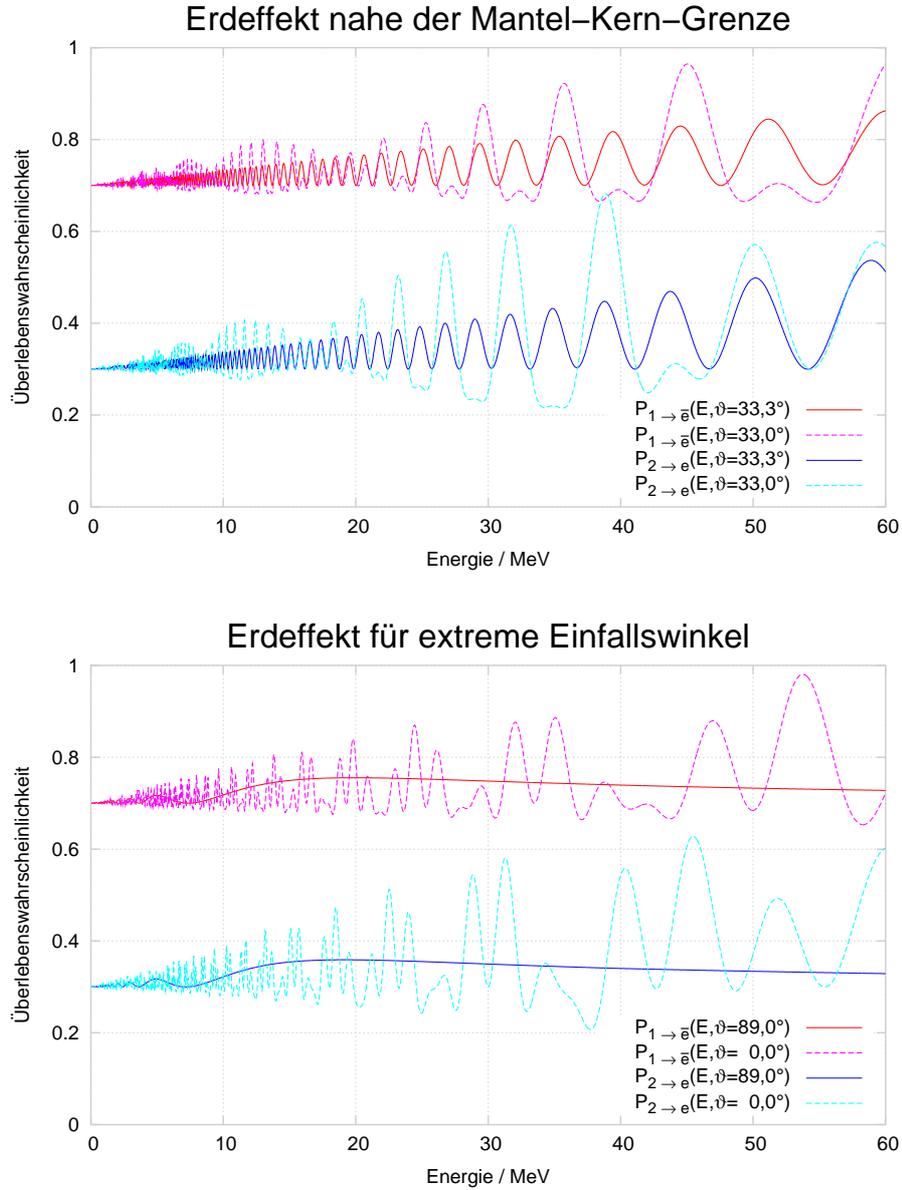


Abbildung 1.8: Beide Plots zeigen die Überlebenswahrscheinlichkeiten $P_{1 \rightarrow \bar{e}}$ und $P_{2 \rightarrow e}$ (Formeln 1.30 und 1.31) unter besonderen Einfallswinkeln: Oben ist ϑ knapp um $33,17^\circ$ gewählt, sodass der Unterschied zwischen dem Erdeffekt ausschließlich des Mantels (durchgezogene Linien) und der Kombination aus Mantel und Kern (gestrichelte Linien) deutlich wird. Bei letzterem stellen sich parametrische Resonanzen ein, die den Verlauf mit der Energie im Gegensatz zu ersterem weitaus komplexer gestalten. Sie beruhen einzig auf Interferenzen der an den Dichtegrenzen mehrfach gebrochenen Materieeigenzustände, und nicht wie beim Sterneffekt auf einer passenden Resonanzdichte der umgebenden Materie. Unten sind extreme Werte für ϑ von 0 und 89° gewählt worden, entsprechend der größt- und (fast) kleinstmöglichen Weglänge in der Erde.

Alle Kurven sitzen klar erkennbar auf zwei verschiedenen hohen Plateaus bei $\cos^2 \theta_{12} \simeq 0,7$ sowie $\sin^2 \theta_{12} \simeq 0,3$, welche die Ausgangsbedingungen nach erfolgtem Sterneffekt repräsentieren. Damit kann die Neutrinooszillation in den Einfluss der Erde und den des Sterns separiert werden (wovon die Darstellung der Formeln 1.32 profitiert).

1 THEORIE

Milchstraße stammen, erreichen in 70 % aller Fälle den einen Detektor von oben und den anderen von unten, sodass das Signal einen maximalen Unterschied von 6-7 % erfährt und damit weit oberhalb der jeweiligen statistischen Unsicherheiten von $\lesssim 1\%$ liegt [24].

Zur Quantifizierung des Erdeffekts ist es vorteilhaft, aus den Darstellungen 1.26 und 1.27 Flussdifferenzen zu bilden:

$$\begin{aligned} (F_e^D - F_e) &= (p^D - p)(F_e^0 - F_x^0) = P_H(P_{2 \rightarrow e} - |U_{e2}|^2)(F_e^0 - F_x^0) \\ (F_{\bar{e}}^D - F_{\bar{e}}) &= (\bar{p}^D - \bar{p})(F_{\bar{e}}^0 - F_x^0) = \bar{P}_H(P_{1 \rightarrow \bar{e}} - |U_{e1}|^2)(F_{\bar{e}}^0 - F_x^0) \\ -4(F_x^D - F_x) &= (F_e^D - F_e) + (F_{\bar{e}}^D - F_{\bar{e}}) \end{aligned} \quad (1.32)$$

In dieser faktorisierten Notation wird ersichtlich, dass zu aller erst ein Unterschied in den initialen Flüssen von ν_e beziehungsweise $\nu_{\bar{e}}$ und ν_x existieren muss, damit überhaupt ein Erdeffekt eintritt. Zudem wechselt wegen $P_{2 \rightarrow e} \geq |U_{e2}|^2$ sowie $P_{1 \rightarrow \bar{e}} \geq |U_{e1}|^2$, was laut Abbildung 1.8 für die meisten Energien Gültigkeit besitzt, das Vorzeichen der Flussdifferenzen am Detektor nur dann, falls auch $(F_e^0 - F_x^0)$ sein Vorzeichen ändert, was allerdings aufgrund der offensichtlichen Modellabhängigkeit hier nicht weiter verfolgt wird. Weiterhin muss $P_H \neq 0$ beziehungsweise $\bar{P}_H \neq 0$ sein, denn sonst wären die Spektren von ν_1 und ν_2 an der Erdoberfläche identisch und eine Mischung hätte keine Auswirkung. Aus diesen Gründen bleibt der Erdeffekt bei einer adiabatischen H-Resonanz des Sterns ($\sin^2 2\theta_{13} \gtrsim 10^{-3}$) für ν_e in normaler sowie für $\bar{\nu}_e$ in invertierter Hierarchie aus und ist nur bei den restlichen, in Tabelle 1.4 aufgeführten Varianten existent. Demnach wird die bloße Detektion eines Erdeffekts ausschließlich im Neutrino- oder Antineutrinossektor die Frage nach der Hierarchie klären und den Wert des Matrixelements U_{e3} nach unten beschränken. Die Präsenz eines Erdeffekts in beiden Sektoren verlangt $\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 10^{-5}$ – damit kann dieser Wert viel genauer vermessen werden, als zur Zeit und in absehbarer Zukunft mit erdgebundenen Experimenten wie zum Beispiel *Double Chooz* [30] oder *T2K* [50]. Da die Oszillationslänge in der Erde und der Erdradius grob die gleiche Größenordnung besitzen ($L_{m,c}(10 \text{ MeV}) \approx 300 \text{ km}$), ist der Erdeffekt besonders ausgeprägt und auch folglich sensitiv auf das Matrixelement Δm_{21}^2 .

1.5 Supernovae

Eine Supernova bezeichnet die Explosion eines massereichen Sterns am Ende seines Lebens. Bei solchen Ereignissen werden gewaltige Energiemengen freigesetzt, die jedoch nur zu einem Bruchteil aus Photonen und der abgestoßenen Materie bestehen. Der Löwenanteil wird in Form von Neutrinos emittiert – er entspricht in seinem Maximum der mittleren Leistung des sichtbaren Universums. Aufgrund dieser immensen Leuchtkraft können galaktische Supernovae mit vielen heutigen Neutrinodetektoren auf der Erde gesichtet werden (siehe Abschnitt 2.6). Das bislang einzige Ereignis dieser Art war der Nachweis der Supernova SN1987A in zwei zu jener Zeit laufenden Experimenten (siehe Abschnitt 1.5.6) und markierte damit eindrücklich den Beginn der Neutrinoastronomie.

Zwei grundsätzlich verschiedene Mechanismen führen zur Explosion eines massiven Sterns. Beide sind aus unterschiedlichen Gründen für die Astroteilchenphysik und die Kosmologie interessant: *Typ-Ia-* und *Kernkollaps-Supernovae*.

Typ-Ia-Supernovae. Derartige Supernovae beschreiben die thermonukleare Explosion eines *Weißes Zwerges*; so wird der Überrest eines massearmen ausgebrannten Sterns bezeichnet, ähnlich unserer Sonne in einigen Milliarden Jahren. Der Weiße Zwerg muss sich in einem Doppeltsternsystem befinden, damit Materie von seinem Begleitstern akkretiert werden kann – meist Helium aus der äußersten Schicht eines Roten Riesen, dessen große Ausdehnung die Bedingungen für einen Materietransfer begünstigen. Seine Masse von anfänglich typischerweise $0,6 M_{\odot}$ (Sonnenmassen⁵) wächst über diesen Mechanismus stetig an, bis er die Chandrasekhar-Masse von

⁵Unsere Sonne wiegt $M_{\odot} \simeq 2 \times 10^{30} \text{ kg}$ und dient als Referenzmaß bei der Angabe von Sternmassen.

Tabelle 1.6: Wenn der Vorläuferstern seine Wasserstoffhülle behalten hat, zeigen sich Wasserstofflinien im Lichtspektrum, die den Stern als Typ-II-Supernova klassifizieren. Falls der Stern die Wasserstoffhülle verloren, aber die Heliumhülle behalten hat, so ist er vom Typ Ib. Ohne diese beiden Hüllen nennt man ihn Typ Ic, außer es finden sich Siliziumlinien im Spektrum, dann ist er vom Typ Ia. Aus historischen (und daher verwirrenden) Gründen bezeichnen die spektroskopischen Typen Ib, Ic und II die Kernkollaps-Supernovae [79].

Typ	Explosion	Wasserstofflinien	Siliziumlinien	Heliumlinien
Ia	thermonuklear	○	●	○
Ib	gravitativ	○	○	●
Ic		○	○	○
II		●	●	●

$M_{Ch} = 1,457 M_{\odot}$ erreicht hat⁶, ab der er gravitativ instabil wird und eine thermonukleare Explosion zündet. Diese speist sich aus der Fusion des ursprünglich vorhandenen Kohlenstoffs und Sauerstoffs zu schwereren Nukliden, insbesondere Nickel-56, denn dieses besitzt den stabilsten Kern mit $Z = N$, wird also bevorzugt hergestellt, da der Treibstoff (C und O) ebendiese Voraussetzung erfüllt [9]. Dieser Prozess setzt eine Energie von etwa 5×10^{44} J [27] hauptsächlich in Form von Photonen frei und zerstört den Weißen Zwerg vollständig. Es bleibt lediglich ein Nebel ohne massives zentrales Objekt zurück, dessen Spektrallinien Silizium- aber keine Wasserstofflinien enthalten und ihn somit als Typ Ia Supernova klassifizieren (siehe Tabelle 1.6). Seine Lichtkurve kann erstaunlich gut rekonstruiert werden und dient unter anderem als kosmologische Standardkerze zur Messung von Entfernungen, denn wegen obiger Explosionsbedingung wird immer eine nahezu gleiche Energie umgesetzt. Bei Typ-Ia-Supernovae findet jedoch keine signifikante Neutrinoemission statt (10^{43} J/s bei mittleren Energien von 3 MeV [51]), was deren Beobachtung mit IceCube ausschließt. Aus diesem Grund findet diese Klasse im Weiteren keine Beachtung mehr.

Kernkollaps-Supernovae. Bei Kernkollaps-Supernovae ist die Situation anders: Diese emittieren etwa 10^{46} J in Form von Neutrinos. Nur etwa 1% der Energie wird von Ejekta als kinetische Energie und lediglich 0,01% von Photonen fortgetragen [100]. Wird der Eisenkern zu schwer, was sich nur bei Sternmassen über $8 M_{\odot}$ ereignen kann, kommt es letztendlich zu einer Explosion, die alle Energie aus der gravitativen Bindung bezieht. Hat der Stern zum Zeitpunkt seiner Explosion noch eine Wasserstoffhülle, so spricht man vom Typ II. Falls diese zuvor abgestoßen wurde spricht man vom Typ Ib. Fehlt auch Helium in den Spektren, spricht man vom Typ Ic. Übrig bleibt jeweils eine kompakte Sternleiche, in der Regel ein Neutronenstern. Bei anfänglichen Massen von mehr als $25 M_{\odot}$ entsteht vermutlich ein Schwarzes Loch [54] – beide sind die exotischsten bekannten Zustände von Materie. Die abgestoßenen Fusionprodukte aus überwiegend Eisen, Silizium, Sauerstoff und Kohlenstoff füllten in vielen 100 Milliarden Sternexplosionen die Milchstraße und ermöglichten somit die Entstehung von Planeten und von Leben auf der Erde. Da die beschriebenen Typen Ib, Ic und II häufiger vorkommen und zudem weitaus massereicher sind als Typ Ia, nehmen sie eine zentrale Rolle im kosmischen Kreislauf der Materie ein. Alle Studien zur Detektion in der vorliegenden Arbeit beziehen sich ausschließlich auf diese Klasse, deren Evolution, Kollaps, Explosion und Neutrinosignatur in den so betitelten nun folgenden Abschnitten genauer erläutert werden.

⁶Für alle Objekte, die sich mit dem durch ein entartetes Elektronengas aufgebauten Druck gegen die Gravitation stabilisieren, existiert eine von S. Chandrasekhar aufgestellte obere Grenzmasse, jenseits derer das (nicht rotierende) Objekt gravitativ instabil wird und kollabiert.

1 THEORIE

Tabelle 1.7: Evolution eines Sterns mit einer Masse von $15 M_{\odot}$ [100]. Es sind T_c die Zentraltemperatur, ρ_c die Zentraldichte, L_{γ} die Photonenumiosität und L_{ν} die Neutrinoemiosität, wobei die beiden Luminositäten auf diejenigen der Sonne normiert sind. Ausführlicheres zu den einzelnen Brennzyklen wie Energiegewinn und Reaktionsraten findet sich in [99].

Brennstoff	Asche	Dauer	$T_c/10^9$ K	$\rho_c/\text{kg/m}^3$	$L_{\gamma}/L_{\gamma\odot}$	$L_{\nu}/L_{\nu\odot}$
H	He	11 My	0,035	$5,8 \times 10^3$	28.000	$1,8 \times 10^3$
He	C, O	2 My	0,18	$1,4 \times 10^6$	44.000	$1,9 \times 10^3$
C	Ne, Mg	2 ky	0,81	$2,8 \times 10^8$	72.000	$3,7 \times 10^5$
Ne	O, Mg	0,7 y	1,6	$1,2 \times 10^{10}$	75.000	$1,4 \times 10^8$
O, Mg	Si, S, Ar, Ca	2,6 y	1,9	$8,8 \times 10^9$	75.000	$9,1 \times 10^8$
Si, S, Ar, Ca	Fe, Ni, Cr, Ti	18 d	3,3	$4,8 \times 10^{10}$	75.000	$1,3 \times 10^{11}$
Fe, Ni, Cr, Ti	n	~ 1 s	$> 7,1$	$> 7,3 \times 10^{12}$	75.000	$> 3,6 \times 10^{15}$

1.5.1 Evolution

Das Leben eines massiven Sterns wird durch einfache Prinzipien bestimmt: Ein nach außen gerichteter Druck aus Plasma, Strahlung und Elektronen stabilisiert den Stern gegen einen gravitativen Kollaps. Weil der Stern Energie in Form von Photonen und Neutrinos abstrahlt, durchläuft er eine Entwicklung. Diesen Energieverlust kompensieren stufenweise ablaufende, nukleare Fusionsreaktionen, die die Kontraktion des Sterns zeitweise aufhalten – dies dauert für die frühen Phasen mehrere Millionen Jahre und lediglich Sekunden für die letzte Phase. Tabelle 1.7 gibt Auskunft über die dynamischen Variablen jeder dieser Phasen. Ein massiver Stern hat eine (hierfür notwendige) negative Wärmekapazität, das heißt ein Abstrahlen von Energie führt zu einer Erhöhung der inneren Temperatur T_c und somit zum Zünden der nächsten Fusionsstufe aus der Asche der vorhergehenden. Die Dichte im Zentrum eines kontrahierenden Sterns folgt unter Vernachlässigung der Strahlungsverluste der Relation $\rho_c \propto T_c^3$ [99].

Falls die Sternmasse $10 M_{\odot}$ übersteigt, wird in einer Kette aufeinander folgender, thermonuklearer Brennphasen Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Neon, Sauerstoff, Silizium und schließlich Eisen erbrütet. Am Ende ihrer Entwicklung besitzen diese Sterne eine Zwiebelstruktur aller nacheinander fusionierten Elemente, die in Abbildung 1.9 schematisch dargestellt ist. In den Kernreaktionen entstehende Elektronenneutrinos und aus der Annihilation thermischer Elektronen und Positronen hervorgehende Neutrinoopaare können ungehindert entweichen und dominieren den Energieverlust des Sterns ab der Fusion des Kohlenstoffs bei Temperaturen von mehreren Milliarden Grad. Der Neutrinoverlust steigt mit jedem neuen Fusionskanal signifikant an und erzwingt einen jeweils schnelleren Ablauf [54].

Leichte massive Sterne von 8 bis $10 M_{\odot}$ variieren deutlich in der Zusammensetzung ihres Kerns: Sie bilden keinen Eisenkern, sondern einen Kern aus Sauerstoff, Neon und Magnesium, der keine so extremen Dichteunterschiede zu äußeren Schichten aufweist wie die Eisenkerne schwererer Sterne. Dieser Umstand erleichtert eine simulierte Explosion, da weniger einfallende Materie die Schockwelle bremst [56].

1.5.2 Kollaps

Am Ende seiner Entwicklung hat der Eisenkern eine maximale Masse in der Nähe der Chandrasekhar-Masse M_{Ch} . Sein Radius R_{Fe} misst einige tausend Kilometer bei einer zentralen Dichte von $\rho_c \simeq 10^{13} \text{ kg/m}^3$ und einer Zentraltemperatur von $T_c \simeq 10^{10} \text{ K}$ [54] (siehe Abbildung 1.10, oben links). Unter diesen Bedingungen laufen alle elektromagnetischen und schwachen Reaktionen extrem schnell ab. Das stellare Medium befindet sich deshalb im thermodynamischen Gleichgewicht.

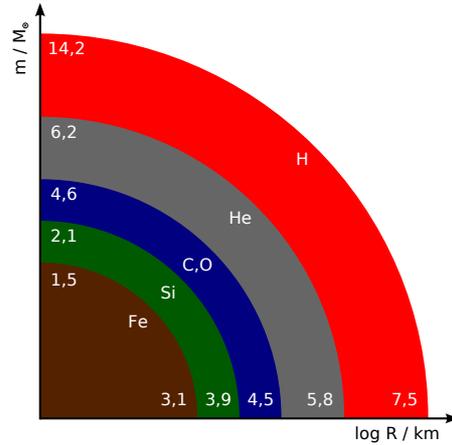
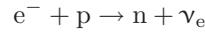
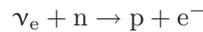
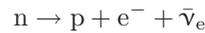


Abbildung 1.9: Zwiebelschalenstruktur eines schweren Sterns vor dem Kollaps. Tatsächlich sind die Grenzen zwischen den Brennzonen nicht so klar getrennt, wie dies hier dargestellt ist. Dort bilden sich Übergangszonen mit Vermischungen der Fusionsprodukte. Durch Sternwindverluste ist die Anfangsmasse von 20 auf $14 M_{\odot}$ gefallen [54]. Die maximale Endmasse von Sternen wird um die $20 M_{\odot}$ erwartet, da der Sonnenwind umso stärker mit der Größe des Sterns anwächst und vor der Explosion bereits viel Materie der äußeren Schichten fortgetragen hat [93].

Die Zahl der abgestrahlten Elektronenneutrinos entspricht nun dem 10^{15} -fachen der Sonne; zudem rauben zwei weitere Effekte dem Kern Energie und beschleunigen den Kollaps: Erstens wird Eisen zu Helium photodissoziiert. Da Eisen die stärkste Kernbindung pro Nukleon hat, ist diese Reaktion für den Kern endotherm. Zweitens schwächt der Elektroneneinfang



an den Protonen der Eisenkerne den der Gravitation entgegengerichteten Entartungsdruck, denn er reduziert die Anzahl der Elektronen pro Baryon, $Y_e = n_e / \rho_c N_A$. Die inverse Reaktion ist der Betazerfall



Auch er ändert die Anzahl der Neutrinos und der Elektronen pro Baryon und beeinflusst deshalb, ebenso wie der Elektroneneinfang, die Dynamik des Sterns in seiner Endphase maßgeblich [55]. Mit wachsender nuklearer Dichte werden Betazerfälle jedoch immer mehr unterdrückt, da die vorhandenen Elektronen den Phasenraum einschränken. Ab $\rho_c \approx 10^7 \text{ kg/m}^3$ und damit weit unterhalb der Dichte während des Kollaps sind Betazerfälle effektiv irrelevant [55] und es dominiert der Elektroneneinfang. Darum verschiebt sich die Nukleonverteilung im Kern hin zu neutronenreicheren Kernen, von denen viele β -Strahler sind – ein Umstand, der später wichtig ist, wenn diese die Komposition dominieren. Aufgrund von $M_{Ch} \propto Y_e^2$ sinkt nun zusätzlich die Grenzmasse, was zu einem plötzlichen Auftakt des Kollaps führt. Hierbei stürzt ein innerer Bereich des Eisenkerns homolog⁷ ins Zentrum. Dabei beschleunigen die äußersten einfallenden Schichten auf bis zu ein Viertel der Lichtgeschwindigkeit. Werden Dichten von etwa 10^{15} kg/m^3 erreicht, übersteigt die Diffusionszeit der Neutrinos die Kollapszeit und es stellt sich das sogenannte *Neutrino-Trapping* ein: Die Neutrinos bleiben im Kern gefangen und werden von der Materie mitgerissen (siehe Abbildung 1.10, oben rechts).

⁷*Homolog* bedeutet gleichförmig. In diesem Zusammenhang bedeutet dies, dass der Betrag der radialen Geschwindigkeit proportional zum radialen Abstand wächst. Somit ändert sich das radiale Dichteprofil trotz steigender Zentraldichte nicht.

1 THEORIE

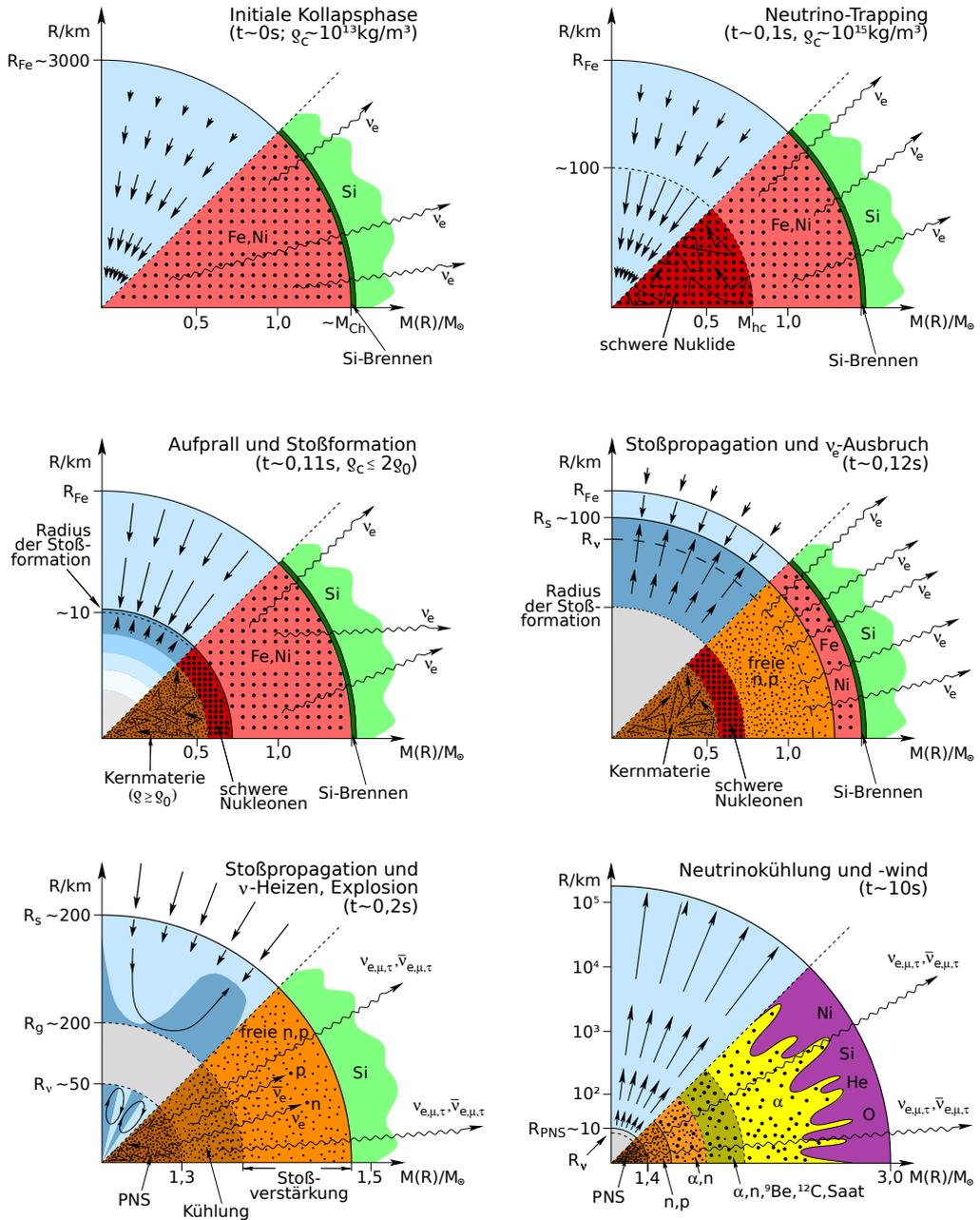


Abbildung 1.10: Schematische Darstellung der einzelnen im Text beschriebenen Kollapsphasen. Die oberen, blau unterlegten Achtel repräsentieren jeweils die Bewegungsdynamik der Materie via Geschwindigkeitsvektoren, die unteren Achtel deuten die nukleare Zusammensetzung sowie die schwachen Prozesse an. Auf der vertikalen Achse bedeuten R_{Fe} , R_s , R_g , R_ν und R_{PNS} jeweils den Radius des Eisenkerns, den Schockradius, den Stoßverstärkungsradius, den Radius der Neutrinosphäre beziehungsweise den Radius des Proto-Neutronensterns (PNS), dessen maximale Dichte nur knapp über der Kernmateriedichte ρ_0 liegt. Die Masse in Einheiten der Sonnenmasse M_\odot ist auf der horizontalen Achse aufgetragen, wobei M_{Ch} die Chandrasekhar-masse repräsentiert. Die Bilderfolge ist, leicht modifiziert, [55] entnommen.

Der Kollaps wird abrupt gestoppt und zurückgeworfen, sobald die Inkompressibilität des Plasmas bei Kernmateriedichten von etwa $3 \times 10^{17} \text{ kg/m}^3$ schlagartig ansteigt (siehe Abbildung 1.10, Mitte links). So entsteht eine nach außen gerichtete Schockwelle bei einem Radius von wenigen zehn Kilometern noch innerhalb des Eisenkerns, die dessen periphere, fortwährend einfallende Schichten durchläuft. Diese gegenläufige Bewegung zweier massiver Eisenschichten führt zum Aufbrauchen der gesamten Rückstoßenergie durch Dissoziation der Eisenkerne in freie Nukleonen. Der Energieaufwand hierfür ist beträchtlich: 9 MeV pro Nukleon beziehungsweise $\sim 2 \times 10^{44} \text{ J}$ pro zehntel Sonnenmasse [54]. Bereits wenige tausendstel Sekunden nach der Stoßentstehung kommt dieser dadurch zum Stillstand – noch bevor er den Rand des Eisenkerns erreicht hat. Alle heutigen Modelle sind sich deshalb darüber einig, dass dieser sogenannte *Prompte Schock* die Supernova nicht auslösen kann [55].

Da die Einfangrate von Elektronen an den freien Protonen signifikant größer ist als an Eisen, führt dieser Prozess hinter der Stoßfront, das heißt weiter innen liegend, zu einer größeren Neutronisation der Materie und zu weiteren Energieverlusten aufgrund der Verminderung des Elektronendrucks und der Produktion von Elektroneneutrinos. Sobald die Stoßfront die sogenannte *Neutrinosphäre* bei $R_\nu \approx 50 \text{ km}$ erreicht, ist die Dichte so gering, dass letztere schlagartig aus dem Stern entweichen können. Dies führt zu einem plötzlichen Anstieg der Leuchtkraft von ν_e um mindestens eine Größenordnung, der prompten *Deleptonisierungsspitze* (siehe Abbildung 1.10, Mitte rechts). Aufgrund der kurzen Wechselwirkungslängen sind die austretenden Elektroneneutrinos noch nicht im thermischen Gleichgewicht mit dem Plasma und haben etwas niedrigere Energien (siehe Abschnitt 1.5.4) [54].

Nach dem Kollaps bildet sich der *Proto-Neutronenstern*⁸ und wächst rasch durch Akkretion einfallenden Materials mit etwa $0,1 M_\odot/\text{s}$. Er ist anfänglich reich an Protonen, entarteten Elektronen und gefangenen Neutrinos und kühlt weiterhin durch Neutrino-Antineutrino-Paarproduktion aller Sorten ab. Die Neutrinos diffundieren nach außen und thermalisieren dabei bezüglich des stellaren Mediums. Nach einigen zehntel Sekunden erreichen sie die Neutrinosphäre und verlassen den ab dann transparenten Überrest [55]. Für die nun folgenden $\sim 10 \text{ s}$ Sekunden tragen die Neutrinos insgesamt 99 % der gravitativen Bindungsenergie E_B des heißen Neutronensterns fort. Nähert man dessen Masse mit M_\odot und dessen Radius mit dem dreifachen Schwarzschildradius

$$R_{NS} \approx 3 R_s \approx \frac{6 G M_\odot}{c^2} \simeq 9 \text{ km}$$

an, kann die integrierte Neutrinoenergie zu

$$E_B \approx \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \approx \frac{M_\odot}{10} \simeq 2 \times 10^{46} \text{ J}$$

abgeschätzt werden [54] – immerhin 10% seiner Restmasse.

Photonen entweichen aufgrund ihres um viele Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitts und der damit verbundenen kürzeren Wechselwirkungslänge erst Stunden nach den Neutrinos. Davon kann eine Supernova-Frühwarnung (siehe Abschnitt 2.5.4) prinzipiell Gebrauch machen, um die Lichtkurve in voller Länge aufzuzeichnen – freilich nur wenn der Stern nicht von Staubwolken verdeckt ist.

1.5.3 Explosion

Grundvoraussetzung für die Explosion eines Sterns ist die Speicherung der gravitativen Bindungsenergie aus der Komprimierung des Proto-Neutronensterns in einem zunächst beliebigen Reservoir und ein späterer, teilweiser Energieübertrag auf die Sternmaterie nahe der aufgehaltene Schockwelle. Am effizientesten bewerkstelligen dies Neutrinos; der Mechanismus des verzögerten *Neutrinoheizens* liefert in heutigen Simulationen zuverlässig Explosionen von Sternen

⁸Ein Proto- oder Vorläufer-Neutronenstern wird erst zum Neutronenstern, wenn er gänzlich abgekühlt ist. Erst dann ist seine Neutronisation abgeschlossen.

1 THEORIE

mit Massen von 8 bis $15 M_{\odot}$ [56]: Ein Teil der Neutrinos, die von der Kühlung des Proto-Neutronensterns stammen, werden zwischen dessen Oberfläche und dem stillstehenden Stoß im stellaren Plasma absorbiert. Dies geschieht primär durch Elektronneutrinoeinfänge an freien Nukleonen, $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ beziehungsweise $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, welche die dortige Zusammensetzung dominieren. Binnen weniger 100 ms kommt es so zu einer starken lokalen Erhitzung mit einhergehender Druckerhöhung. Die betroffenen Schichten beginnen sich auszudehnen und bremsen dabei den Einfall neuen Materials, weshalb sich wiederum die Zeit verlängert, in der die Materie Neutrinoenergie absorbieren kann. Neutrinoheizen wirkt daher selbstverstärkend; einmal in Gang gekommen hält dessen stetige Energiezufuhr den Druck in dieser Region konstant hoch. Da die den Kern verlassenden Neutrinos nahezu die gesamte freiwerdende Energie tragen, genügt eine (lokale) Umwandlung von insgesamt 10-20% der ν_e und $\bar{\nu}_e$ in thermische Energie von Nukleonen, Leptonen und Photonen, um den Stoß wiederzubeleben und die Explosion auszulösen [55] (siehe Abbildung 1.10, unten links).

Aufgrund seines Erfolgs etablierte sich das Neutrinoheizen als Quasi-Standard zur Erklärung von Supernovae und wird als notwendiger, nicht jedoch hinreichender, Mechanismus des Zündens begriffen. Leider sind die bestehenden Modelle nicht selbstkonsistent und die Zustandsgleichung, welche Energie und Druck mit Temperatur, Dichte und Elementarteilchenzusammensetzung verknüpft, ist noch nicht genau bekannt. Zudem spielen alle vier Elementarkräfte unter den im Sterninnern vorherrschenden extremen Bedingungen eine wichtige Rolle⁹. Erst in den letzten Jahren konnten mit wachsender Rechenkapazität überhaupt zweidimensionale Simulationen mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden, sodass ein nicht-magnetisches, nicht-rotierendes Modell mit kompletter Neutrinophysik in Reichweite zu sein scheint [100]. Für die derzeitigen Explosionen werden im Rahmen der Ungenauigkeiten Ausgangsbedingungen gewählt, welche die für ein effektives Neutrinoheizen benötigten Neutrinoluminositäten hervorbringen. Dies ist auch der Grund, weshalb modellierte schwere Sterne mit Massen über $15 M_{\odot}$ nur schlecht explodieren: Hier reicht die deponierte Energie nicht dazu aus, genügend Materie gegen die entsprechend größere Menge einfallender Materie auf Fluchtgeschwindigkeit zu beschleunigen.

Standing Accretion Shock Instability. Die Explosion schwererer Sterne bedarf zusätzlich akustischer Schockwellen, die entweder durch turbulente Gasbewegungen am Rande des Proto-Neutronensterns oder durch starkes Pulsieren des Proto-Neutronensterns selbst gebildet werden [56]. Diese beiden Mechanismen werden unter dem Begriff *Standing Accretion Shock Instability* (SASI) zusammengefasst. Sie bewirken alleine zwar keine Explosion, können jedoch ausschlaggebend für die Expansion einer erneuten Stoßformation sein.

Erstere Variante bietet eine Lösung in Form von konvektiven Mischungsprozessen, deren quantitativer Einfluss um die Neutrinosphäre herum aber noch unklar ist. Ausgehend von stochastischen Störungen erzeugen die vom Neutrinoheizen betroffenen Schichten beim Ausdehnen heftige Konvektionen¹⁰, bei denen Blasen geheizten Gases aufsteigen und kühleres, spezifisch schwereres in engen Schläuchen abwärts sinkt. Dabei werden lokale Störungen nach innen transportiert, wo sie beim Aufprall auf den Proto-Neutronenstern Schallwellen erzeugen. Diese propagieren zurück und verstärken wiederum die Störungen an der Schockfront [55].

⁹Schwache Wechselwirkungen bestimmen die Energie der Leptonen und deren Verlust durch den Transport von Neutrinos in äußere Schichten. Elektromagnetische und starke Wechselwirkungen regulieren die thermodynamischen Eigenschaften. Nukleare und schwache Reaktionen ändern die Komposition des stellaren Gases. All diese Kräfte sind zudem eingebettet in ein extrem starkes Gravitationsfeld.

¹⁰Diese Konvektionen lassen sich durch Rayleigh-Taylor-Instabilitäten erklären, welche in der Hydrodynamik die Vermischung zweier Flüssigkeiten unterschiedlicher Dichten bezeichnet. Eine schwerere Flüssigkeit bleibt nicht stabil auf einer leichteren geschichtet, sondern es kommt zu einem gegenseitigen Durchdringen der Fluide. Im Stern quillen die sich dabei bildenden charakteristischen Pilzstrukturen bis hin zu Schichten mit vorwiegend Sauerstoff, Kohlenstoff und sogar Helium, was ein großskaliges Durchmischen der chemischen Elemente und damit die Zerstörung der Zwiebschalenstruktur zur Folge hat. Dies wird auch in der Beobachtung von Ejekta gesehen [54].

Ein weiterer kürzlich gefundener akustischer Explosionsmechanismus regt das kompakte Innere durch anisotrope Akkretion von Materie zu amplitudenstarken, bipolaren Oszillationen, den *Kern-Gravitäts- beziehungsweise g -Moden* (mit $l = 1, m = 1$ bei 300 Hz), an. Somit wird gravitative Bindungsenergie in sonische Energie umgewandelt, welche über Druckwellen an die Umgebung abgegeben wird [56].

Beide Mechanismen verstärken nichtradiale hydrodynamische Instabilitäten in benachbarten Schichten. Diese beginnen mit großen Dipol- und Quadrupolmoden zu fließen und transportieren damit die Schockfront zu größeren Radien, wo die Einfallrate geringer ist. Damit sorgt SASI für ein effektiveres Neutrinoheizen, denn die einfallende Materie durchläuft die Schockfront länger und kann mehr Neutrinos absorbieren, also heißer werden. Dies führt letztendlich zu stark asymmetrischen Explosionen, was gleichzeitig eine Erklärung für die beobachteten Rückstoßgeschwindigkeiten der Neutronensterne von typischerweise 500 km/s [56] liefert.

1.5.4 Neutrinosignatur

Der Nachweis der Neutrinosignatur einer Supernova eröffnet direkten Zugang zu fundamentalen Eigenschaften der Neutrinos selbst – insbesondere können die Massenhierarchie und der θ_{13} -Mischungswinkel bestimmt werden (siehe Abschnitt 1.4). Weiterhin gewährt eine solche Messung einen wertvollen Einblick in empfindliche Details des Kernkollaps, auf dessen Dynamik die Neutrinos immensen Einfluss haben: So unterschiede die Beobachtung einer Neutrinoleuchtkurve mit hoher Statistik (was zur Zeit nur mit Super Kamiokande und IceCube möglich ist, siehe Abschnitt 2.6) die frühe Akkretions- von der späteren Kühlungsphase und bestätigte oder widerlegte die derzeitigen Explosionsmodelle in dieser Prognose. Das Profil der Kühlungsphase testete die Theorie des Neutrino-Transports in heißem, nuklearem Medium und kurzzeitige Variationen ließen Rückschlüsse auf großflächige Konvektionen während der Akkretionsphase zu. Ein plötzlicher Abbruch hingegen deutete auf die Entstehung eines Schwarzen Lochs hin [80].

Den in den Abschnitten 1.5.2 und 1.5.3 beschriebenen Explosionsverlauf begleitet eine Neutrinoemission, die eine charakteristische Struktur aufweist und generisch in allen Modellen vorgefunden wird. Sie ist in den Abbildungen 1.11 und 1.12 veranschaulicht und lässt sich entsprechend der Entwicklung des Eisenkerns zum Neutronenstern in vier Phasen unterteilen:

- I. **Neutrino-Trapping.** Vor dem Kollaps werden ausschließlich ν_e emittiert, die aus Elektroneneinfängen an freien Protonen und Nukleonen stammen. Beim Herausdiffundieren aus dem Stern thermalisieren ihre Energien primär durch inelastische Streuung an Elektronen. Entsprechend der zentralen Temperatur von 10^{10} K (und unter Berücksichtigung des chemischen Potentials) liegen diese bei einer Größenordnung von einigen MeV. Während der kurzen Zeit des Eisenbrennens steigt die Luminosität der Elektronenneutrinos bereits auf ein signifikantes Niveau an. Nachdem der Kollaps eingesetzt hat und die zentralen Dichten 10^{15} kg/m³ erreicht haben, steigt auch die Rate der Nukleonstreuungen erheblich und die Neutrinos bleiben im Kern gefangen (siehe Abschnitt 1.5.2). Infolgedessen sackt deren Luminosität merklich ab.
- II. **Deleptonisierungsspitze.** Kurz darauf – die Stoßwelle ist bereits entstanden – verschiebt sich das nukleare Gleichgewicht hinter der Stoßfront zu freien Nukleonen, da sich die Stoßenergie (und auch die gravitative Energie einfallender Materie) in thermische Energie umwandelt. Der nun stattfindende Einfang von Elektronen an den reichlich vorhandenen freien Protonen produziert riesige Mengen Neutronen und Elektronenneutrinos, von denen letztere nach außen diffundieren und den Stern schlagartig bei Erreichen der Neutrinosphäre verlassen. Die Luminosität der ν_e wächst für wenige Millisekunden etwa um eine Größenordnung an, bevor sie wieder auf ein deutlich geringeres Niveau zurückfällt. Dieser Deleptonisierungsspitze besitzt immer – unabhängig von Modell oder Sternmasse – die gleiche Energie von ungefähr 10^{44} J ($\sim 3,4 \times 10^{46}$ J/s Spitze) und eine zeitlichen Breite von 5-7 ms (FWHM)

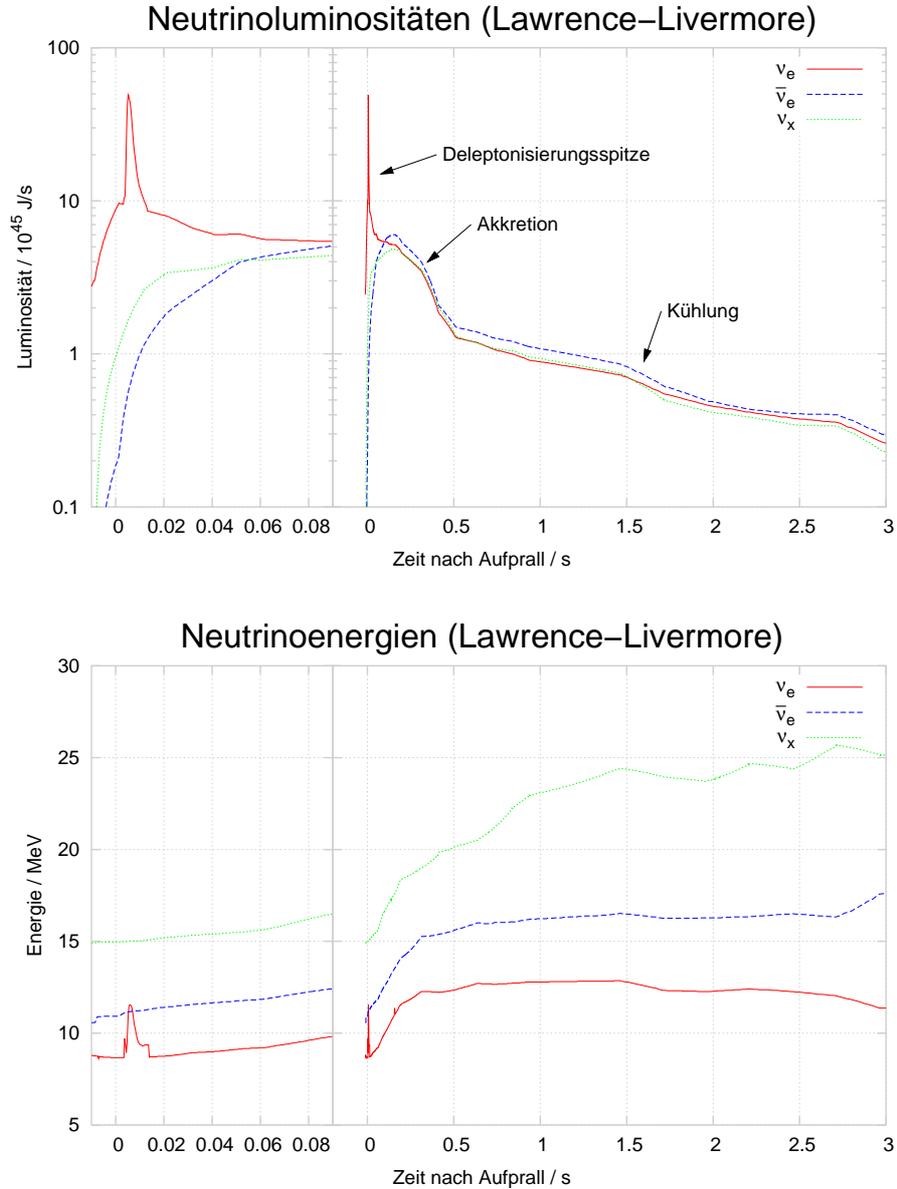


Abbildung 1.11: Dargestellt ist das Lawrence-Livermore-Modell [98] eines $20 M_{\odot}$ schweren Sterns, der durch passend gewählte Neutrino Konvektion explodiert (siehe Abschnitt 1.5.3). Trotz des Alters der Arbeit zeigt es alle Charakteristika heutiger Modelle – außerdem umfasst es als einziges die kompletten Phasen der Neutrinoemission inklusive der ~ 15 s dauernden Kühlung (im Bild sind nur die ersten 3 s gezeigt). Das Neutrino-Trapping hingegen ist, anders als in Abbildung 1.12, nur schwach zu erkennen. Zu Beginn zeigt die ν_e -Lichtkurve eine scharfe Spitze, die aus der Deleptonisierung der stellaren Materie resultiert. Die breite Schulter bis 0,5 s entspricht der Akkretionsphase, in der einfallende Materie die Neutrinoemission weiter unterstützt und die Erzeugung von Neutrinos und Antineutrinos der μ - und τ -Generation (ν_x) einleitet. Nach dieser Phase wurde der stellare Mantel abgestreift und der folgende flache Schwanz repräsentiert das exponentiell abklingende Kühlen des Proto-Neutronensterns. Im unteren Bild sind die Energien aufgetragen. Während der Akkretionsphase heizt das Material auf und die mittleren Neutrinoenergien steigen. Danach stellt sich ein recht konstanter Wert ein.

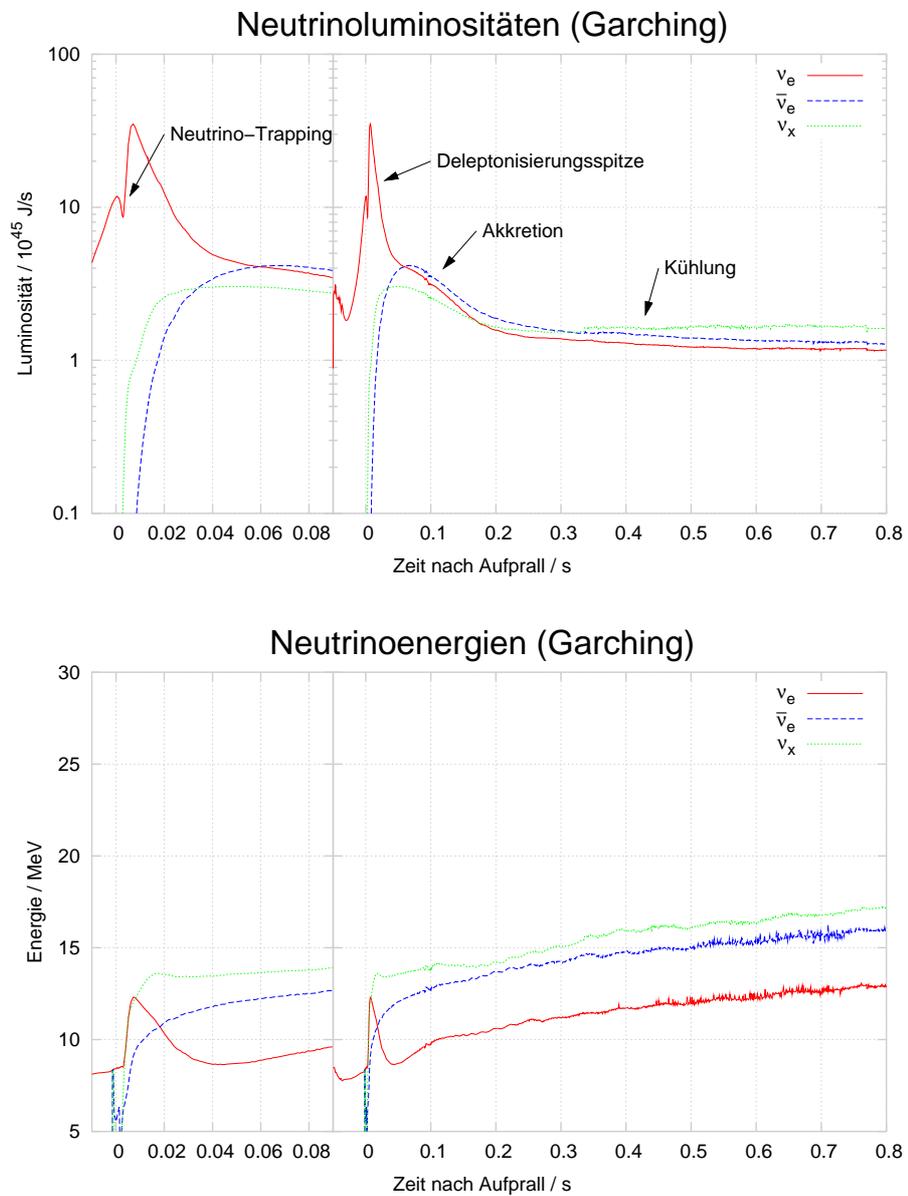


Abbildung 1.12: Wie Abbildung 1.11, jedoch für ein aktuelleres Modell der Arbeitsgruppe aus Garching [61], welches leider nur bis 0,8s nach dem Kollaps simuliert wurde. Die deutlichsten Unterschiede zum vorigen Modell sind die insgesamt niedrigeren Energien aller Neutrinosorten und deren abweichendes Verhältnis untereinander.

[57], denn das Sterninnere kann in dieser frühen Phase noch weitgehend isoliert betrachtet werden. Auffällig ist ebenfalls die plötzliche spektrale Änderung hin zu einem härteren Spektrum. Der Stoß kommt daraufhin zum Erliegen.

III. **Akkretion.** Durch die dramatische Deleptonisierung sinkt die Elektronentartung und die nun häufiger ablaufenden $\gamma\gamma$ -Vernichtungen vermehren die Elektron-Positron-Paare im Plasma. Diese werden über Nukleoneinfang in ν_e beziehungsweise $\bar{\nu}_e$ umgewandelt. Neutrinos jeder Sorte werden in Paarvernichtungen der e^- und e^+ sowie Bremsstrahlung an Nukleonen erzeugt, sodass erstmals $\bar{\nu}_e$ und ν_x ¹¹ das Spektrum bereichern. Die Luminositäten letzterer sind (zumindest in aktuellen Simulationen) aufgrund ihrer weiter innen liegenden Neutrinosphären bis zu zweimal geringer als die der anderen Sorten, $L_{\nu_e} \approx L_{\bar{\nu}_e} \approx 2L_{\nu_x}$. Dieses Verhältnis der Luminositäten stellt sich binnen 20 ms ein und auch die Energiespektren aller Neutrinofamilien gleichen sich grob an (siehe unten). Die Reaktionen werden durch den Einfall von Masse aufrecht erhalten, denn dieser heizt das stellare Medium und kompensiert somit die von den Neutrinos fortgetragene Energie. Falls es zu der Ausbildung einer zweiten Stoßfront und damit zu einer Sternexplosion kommen soll, muss die deponierte Energie durch Akkretion und Neutrinoheizen zusätzlich noch die abzusprengende Hülle beschleunigen.

IV. **Kühlung.** Ab etwa 500 ms dominiert die Kühlung des Proto-Neutronensterns das Spektrum. Neutrinos aller Familien werden zu etwa gleichen Teilen über Paarprozesse im Innern des Kerns erzeugt und strahlen den Hauptteil (über 90 %) der gravitativen Bindungsenergie ab. Die Kühlung erfolgt von außen nach innen und definiert den zeitlichen Rahmen der Neutrinoemission. Erst nach etwa 10 bis 60 s (je nach Masse) sinken die Temperaturen unter 10^{10} K und der Neutronenstern wird transparent für Neutrinos [55]; auf dieser Zeitskala schreitet auch die Neutronisation des Kerns voran, während der Neutrinoemission und -energie stetig abnehmen. Zwar setzt die Kühlung bereits direkt nach dem Kollaps ein, sie wird jedoch anfangs von den zuvor beschriebenen Phasen überdeckt.

Die gerade erläuterten Merkmale konzentrieren sich auf die Form der Leuchtcurve. Der Neutrinonachweis bedarf zusätzlich eines ausreichenden Verständnisses des Energiespektrums, auf das im Folgenden eingegangen wird. Neutrinos tauschen hauptsächlich mit Elektronen und Positronen via inelastischer Streuungen Energie aus und nehmen prinzipiell deren thermisches Spektrum an. Dieses stimmt unter Kernkollapsbedingungen sehr gut mit einer Fermi-Dirac-Verteilung überein. Zwei Effekte jedoch modifizieren diese Annahme: Einerseits stauchen die wenigen inelastischen Nukleonstreuungen den hochenergetischen Ausläufer. Andererseits ist der Radius der Neutrinosphäre energieabhängig, was zu einer Verengung führt, da die höherenergetischen Neutrinos länger wechselwirken und damit mehr Energie verlieren als die niederenergetischen. Das Neutrinospektrum wird deshalb treffender mit

$$F^0(E, \langle E \rangle, \alpha) = \frac{d\Phi(E, \langle E \rangle, \alpha)}{dE} = \Phi_0 \frac{(1 + \alpha)^{1+\alpha}}{\Gamma(1 + \alpha)} \frac{E^\alpha}{\langle E \rangle^{1+\alpha}} e^{-(1+\alpha)E/\langle E \rangle} \quad (1.33)$$

parametrisiert [58], wobei Φ_0 der Gesamtfluss ist und α vorwiegend zwischen 2,5 und 5 variiert – beide Parameter sowie das Spektrum selbst sind Funktionen der Zeit und in Abbildung 1.13 dargestellt. Außerdem ist die Funktion normiert, sodass

$$\int F^0 dE = \Phi_0 = L/\langle E \rangle \quad (1.34)$$

gilt.

¹¹Obwohl Teilchen und Antiteilchen aufgrund des schwachen Magnetismus verschieden an Nukleonen streuen [91] und zumindest im Kerninnern durchaus Myonen existieren [58], sind derlei Korrekturen vernachlässigbar und ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ und $\bar{\nu}_\tau$ werden konsequent in allen Modellen gleich behandelt und mit ν_x gekennzeichnet.

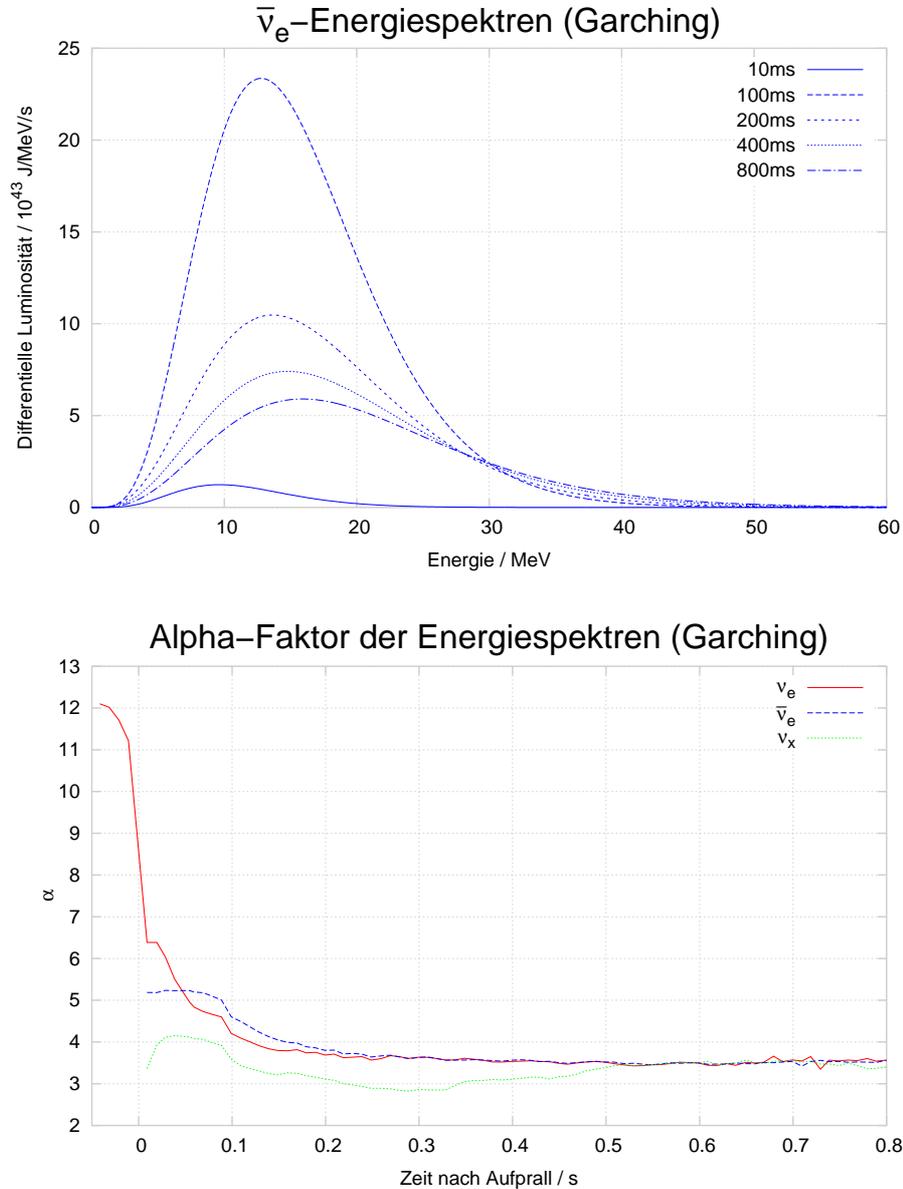


Abbildung 1.13: Oben ist die Entwicklung des Energiespektrums der Antielektronneutrinos für verschiedene Zeiten nach dem Kollaps zu sehen.

Unten sind die α -Faktoren für alle Neutrinosorten dargestellt, welche sich nach der Deleptonisierung ($t \gtrsim 0 \text{ s}$) recht stabil verhalten. α hängt über $w = \sqrt{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2} = \sqrt{\langle E \rangle / (1 + \alpha)}$ eng mit der Breite w des Spektrums zusammen. Trotz der kargen (nicht dargestellten) Informationen zum Spektrum des Livermore-Modells kann von einem ähnlichen Verlauf relativ zum Garching-Modell ausgegangen werden.

1 THEORIE

Prinzipiell ist der Transport für die Familie der Elektronneutrinos verschieden von dem der anderen Familien, denn effektiv kann dieser auf die Wechselwirkungen des geladenen Stroms beschränkt werden. Entgegen der naiven Annahme, Myon- und Tauon neutrinos hätten aufgrund der geringeren Kopplung ans Medium – denn hier steht nur der neutrale Strom zur Verfügung – eine höhere Energie, wird in [58] gezeigt, dass sich unter Berücksichtigung aller erlaubten Wechselwirkungen die mittleren Energien der ν_x denen der $\bar{\nu}_e$ angleichen – wenn auch deutlich (10-20%) über denen der ν_e : Da im Proto-Neutronenstern mehr Neutronen als Protonen vorhanden sind, verlieren Elektronneutrinos während der Diffusion mehr kinetische Energie als die anderen Sorten und besitzen deshalb das weichste Spektrum. Damit folgen die mittlere Energien der Hierarchie

$$\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \simeq \langle E_{\nu_x} \rangle$$

Quantitativ lässt sich das Verhältnis mit 0,85:1:1,05 beschreiben – im Gegensatz zu dem des Livermore-Modells von 0,8:1:1,26. Unterschiede zeigen sich konsequenterweise auch im Verhältnis der Luminositäten, welches im Garching-Modell 0,88:1:1,1 und im Livermore-Modell 0,88:1:0,85 beträgt (jeweils bezogen auf die in den Abbildungen 1.11 und 1.12 betrachteten Zeiträume).

Der Einfluss verschiedener Sonnenmassen auf die Neutrino-Luminositäten und -energien wurde in [96] untersucht. Beide Parameter sind für Massen von 11 und 15 M_\odot nahezu identisch, jedoch weicht die Luminosität aller Neutrinosorten bei 20 M_\odot um einen Faktor $\lesssim 2$ ab und die mittleren Energien steigen während der Akkretionsphase um etwa 5 MeV/s stärker an. Signifikant sind die Unterschiede aber erst nach etwa 100 ms. Mit dem Ansatz, dass die Neutrinos hauptsächlich die gravitative Bindungsenergie forttragen, sollte die totale Luminosität einer Neutrinosorte in etwa der Akkretionsluminosität entsprechen, $L_\nu \approx L_{akk} \propto GM_{R_\nu} \dot{M}/R_\nu$; hierbei ist M_{R_ν} die Masse innerhalb der Neutrinosphäre und \dot{M} die Rate der einfallenden Materie. Da \dot{M} beim schweren Stern etwa doppelt so hoch ist, erklärt dies in nullter Ordnung die etwa doppelte Luminosität gegenüber den leichteren Sternen.

Die eben besprochenen Spektren werden sich jedoch von denen am Nachweisort aufgrund der im Stern (und in der Erde) induzierten Neutrinooszillationen deutlich unterscheiden und können deshalb niemals direkt gemessen werden. Stattdessen muss von der Messung mittels der Formeln aus Abschnitt 1.4 auf die originären Spektren zurückgerechnet werden.

Spektr modulation. Neutrinos können zwischen ihren Flavour oszillieren und sind deshalb massiv. Dies wiederum hat zur Folge, dass deren Fluggeschwindigkeit energieabhängig ist und die vom Stern emittierten Spektren auf dem Weg zum Detektor aufweiten. Der Laufzeitunterschied zwischen Photonen und Neutrinos wird durch

$$\Delta t_{\nu\gamma}(m, E) = \frac{d}{v_\nu} - \frac{d}{c} = \frac{d}{c} \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \approx \frac{d}{c} \frac{m^2}{2E^2} \quad (1.35)$$

beschrieben; für zwei beliebige Neutrinos gilt demnach $\Delta t_{\nu\nu} = \Delta t_{\nu\gamma}(m_1, E_1) - \Delta t_{\nu\gamma}(m_2, E_2)$. Abbildung 1.14 zeigt deren die maximal möglichen Werte in Abhängigkeit des Energiespektrums für die in dieser Arbeit interessanten Entfernungen. Bei einer Supernova nahe des Zentrums der Milchstraße ($\sim 10 \text{ kpc}^{12}$) ergeben sich Flugzeitdifferenzen von 0,03 bis zu 0,3 s. Diese Werte haben angesichts der für die Analyse verwendeten Binbreite von 0,5 s keinen großen Einfluss. Sobald jedoch die Daten in der kleinsten Auflösung von 2 ms untersucht werden, muss der zeitliche Versatz berücksichtigt werden. Für weit entfernte Supernovae fällt der niederenergetische Teil des Spektrums hinter dem hochenergetischen zurück, sodass die Ereignisrate in früheren (späteren) Zeitbins überschätzt (unterschätzt) wird, was eine Rekonstruktion der Lichtkurve am Ort der Entstehung erschwert. Allerdings sind die Zeitdifferenzen immer noch so klein, dass eine Supernova-Frühwarnung wie in Abschnitt 2.5.4.1 zu realisieren ist.

¹²Ein Parsec (pc) entspricht einer Entfernung von 3,26 Lichtjahren beziehungsweise fast 31×10^{15} m.

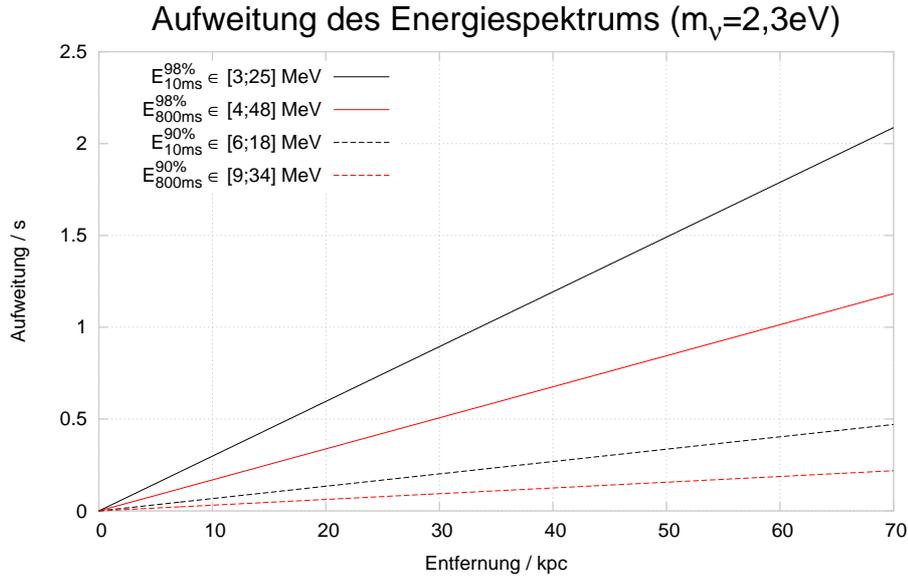


Abbildung 1.14: Gezeigt sind die Flugzeitunterschiede zwischen zwei Antielektronneutrinos in Abhängigkeit von der Entfernung für zwei Energiespektren (10 und 800 ms) aus Abbildung 1.13. Diese sind jeweils auf symmetrische Intervalle von 90 und 98 % eingeeengt, wobei deren Grenzen zur Berechnung der Flugzeitunterschiede verwendet wurden. Für die Elektronneutrinomasse wurde die derzeit beste Obergrenze von $m_{\nu_e} \leq 2,3 \text{ eV}$ (95 % C.L.) [67] gewählt. Der geringe Massenunterschied zwischen den Flavour von maximal $\Delta m_{31}^2 \leq 3,3 \text{ meV}$ hat nur unbedeutende Korrekturen der dargestellten Kurven zur Folge.

1.5.5 Rate und Verteilung

Die häufigsten aller in der Natur auftretenden Sternexplosionen sind Kernkollaps-Supernovae (meist vom Typ II) und weisen damit eine sie begleitende, signifikante Neutrinoemission auf [79]. Im Gegensatz zu den intrinsisch helleren und langlebigeren Weißen Zwergen, die in einer Supernova des Typs Ia enden [27], entstehen erstere bevorzugt in jungen Gebieten einer Galaxie wie den Randzonen oder den Ausläufern, wo noch hohe Sternformierungsraten herrschen. Das Typenverhältnis wurde in [94] anhand eines 330 Galaxien umfassenden Satzes ermittelt. Danach sind 82-91% der Supernovae in der Milchstraße von den Typen Ib, Ic und II, wobei die Unsicherheit auf die nicht genau bekannte Topologie unserer Galaxis zurück geht.

Für das Feld der Neutrinoastronomie ist speziell die Rate der Kernkollaps-Supernovae R_{SN} in der Milchstraße von Bedeutung, denn auch die größten derzeitigen Neutrinooteleskope können kaum weiter schauen als zum Rand unserer Galaxis inklusive ihrer Satelliten, den *Magellanschen Wolken*. Die nächste große Galaxie, *Andromeda*, ist 760 kpc entfernt und damit gerade noch für Super-Kamiokande sichtbar (siehe Abschnitt 2.6). Eine verbindliche Obergrenze liefert das im Kaukasus verortete *Baksan Underground Scintillation Telescope*, das seit Juni 1980 nahezu ununterbrochen in Betrieb ist. Es schränkt die Rate auf < 13 pro Jahrhundert (90 % C.L.) ein [6]. In [29] findet sich eine umfassende Tabelle der (überwiegend theoretischen) Ratenabschätzungen verschiedener Autoren aus den letzten 25 Jahren, die sich im 3σ -Intervall

$$R_{SN} = (1,7-2,5) \times 10^{-2} \text{ y}^{-1}$$

bewegt – inklusive der durch Staub verdeckten Sternexplosionen, die ausschließlich mit Neutrinooteleskopen zu detektieren wären.

Die Verteilung der Sterne in der Milchstraße zeigt Abbildung 1.15. Diese wird bei subtile-

1 THEORIE

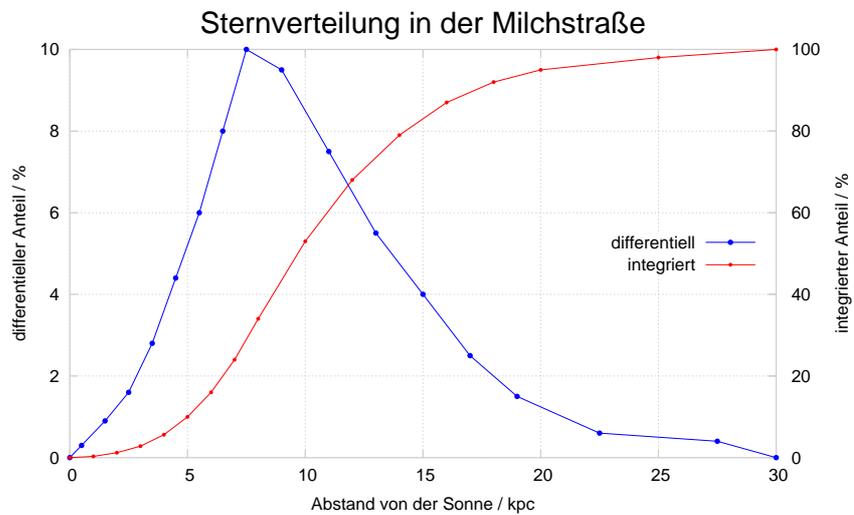
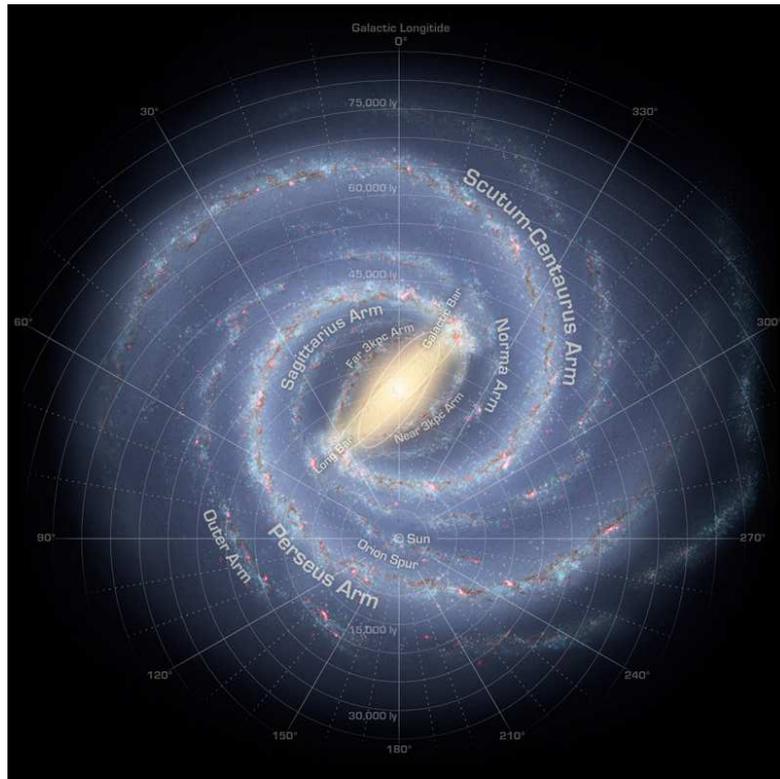


Abbildung 1.15: Oben ist unsere Milchstraße in einer künstlerischen Interpretation zu sehen, wie sie vom Weltraumteleskop *Spitzer* im infraroten Spektrum kartographiert wurde [39]. Ihre Struktur ist die einer Balkenspiralgalaxie mit zwei Hauptarmen, *Scutum-Centaurus* und *Perseus*, welche beide die größten Dichten sowohl von jungen Sternen als auch von älteren Roten Riesen aufweisen und weshalb dort die Wahrscheinlichkeit einer Supernova am höchsten ist. Unsere Sonne liegt in dem partiellen *Orion*-Arm, grob 10 kpc vom Zentrum entfernt.

Unten ist der integrale sowie differentielle Verlauf des Anteils derjenigen Sterne in der Milchstraße geplottet, die sich zu einer Supernova entwickeln könnten [10]. Die Hälfte aller Sterne liegen innerhalb eines Radius von ~ 10 kpc um unsere Sonne.

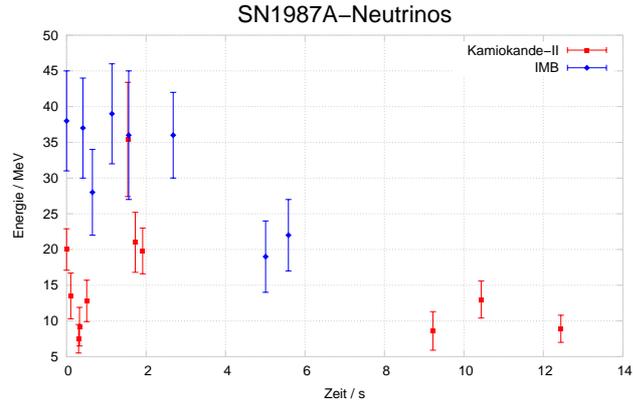
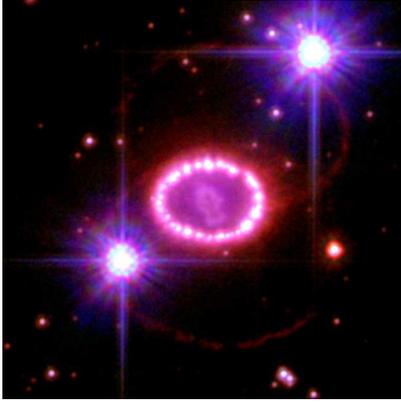


Abbildung 1.16: Rechts ist eine Aufnahme des Hubble-Weltraumteleskops 19 Jahre nach dem Kernkollaps abgebildet [60]. Es zeigt den im Zentrum befindlichen Supernova-Überrest, wie er mit dem lange vor der Explosion abgestoßenen, den inneren Ring bildenden Gas des Vorgängersterns kollidiert. Dabei wird das Gas lokal stark erhitzt und es bildet sich eine Perlenkettenstruktur. Die äußeren, versetzten Ringe sind Ejekta noch früherer Zeiten.

Links sind die zwölf von Kamiokande-II [37] und die acht von IMB [15] beobachteten Antielektronneutrinos der SN1987A gegen die Zeit aufgetragen, wobei das jeweils erste Ereignis eines Detektors auf $t = 0$ s gesetzt wurde. Die Zeitspannen der Ereignisse sind mit 12,4 s beziehungsweise 5,6 s konsistent zur veranschlagten Diffusionszeit der Neutrinos während der Kühlungsphase (Abschnitt 1.5.4). Ebenso stützt Kamiokandes mittlere Neutrinoenergie von etwa 15,5 MeV die Modellvoraussagen – die deutlich darüberliegenden 32 MeV bei IMB lassen sich durch die höhere Triggerschwelle (vergleiche Tabelle 2.2) und die schlechte Triggereffizienz bis $E_\nu \lesssim 20$ MeV erklären.

ren Signaturen wie zum Beispiel die der Deleptonisierungsphase zur Berechnung der Galaxis-Abdeckung verwendet. Die Nachweisfähigkeit von IceCube für eine Standard-Supernova ist nahezu 100 % innerhalb der Milchstraße (siehe Abschnitt 3.2.1).

1.5.6 SN1987A

Am 23. Februar 1987 ereignete sich in der 51 kpc entfernten Großen Magellanschen Wolke die bis heute am besten studierte Supernova, *SN1987A*. Ihr Vorläuferstern wurde als der blaue Riese *Sanduleak – 69° 202a* identifiziert, der etwa $18 M_\odot$ schwer war [22].

Eine Stunde vor dem ersten optischen Signal wurden in den unterirdischen Wassertanks des japanischen *Kamiokande-II*-Experiments, dem Vorgänger von Super-Kamiokande, und des heute bereits eingestellten amerikanischen Irvine-Michigan-Brookhaven-Experiments (*IMB*) insgesamt 20 Antielektronneutrinos der $\sim 10^{58}$ Neutrinos (aller Sorten) entdeckt¹³ [54] – diese sind die ersten je gemessenen Neutrinos einer extrasolaren Quelle. Deren Energien und Zeitskalen, die in Abbildung 1.16 links zu sehen sind, bestätigten die Explosionsmodelle rudimentär hinsichtlich des Kernkollaps-Mechanismus und der freiwerdenden gravitativen Bindungsenergie.

Zwar fehlt es nach wie vor an ausreichenden Messdaten für einen direkten Zugang zum Explosionsmechanismus, dennoch können bereits aus der spärlichen Beobachtung der SN1987A-Neutrinos Grenzen an die Masse, die Lebensdauer und die elektrische Ladung der Anti-Elektronneutrinos gestellt werden. In [63] finden sich die folgenden Grenzen (90 % C.L.)

$$m_{\nu_e} < 13 \text{ eV}, \quad \tau_{\nu_e} \geq 2,5 \times 10^5 \text{ s} \frac{m}{\text{eV}}, \quad Q_{\nu_e} < 10^{-18} e$$

¹³Vier weitere Neutrinos wurden mutmaßlich in Baksan detektiert. Diese sind jedoch umstritten [5].

1 THEORIE

Dies veranschaulicht, dass eine umfangreiche Detektion von Supernova-Neutrinos – wie heute in mehreren Experimenten möglich – neben detaillierten Aussagen zum Explosionsprozess auch grundlegende teilchenphysikalische Fragen beantworten können wird.

2 DETEKTOR

Dieses Kapitel beschreibt ausführlich das am geographischen Südpol im Aufbau befindliche Neutrino-Teleskop IceCube und behandelt alle Kenngrößen, welche für die Supernova-Datennahme von belang sind. Insbesondere wird auf die einzelnen optischen Module zum Lichtnachweis, die Datenakquisition und das Eis als Medium der Lichtausbreitung eingegangen. Der Fokus liegt dabei auf der Umsetzung der Echtzeitsuche von Supernova-Kandidaten, denn diese ist ein zentrales Anliegen dieser Arbeit. Darüber hinaus werden der Vollständigkeit halber die für den Myonennachweis wichtigen Bauteile vorgestellt.

2.1 IceCube

IceCube kann als segmentiertes Spurkalorimeter angesehen werden, das die Energiedeposition aus Neutrino-Wechselwirkungen in Form von Tscherenkowlit in den verschiedenen, die optischen Nachweismodule umgebenden Eiszonen misst. Die entstehenden, raumzeitlichen Topologien (Treffermuster) ermöglichen die Unterscheidung von Elektron-, Myon- und Tauonereignissen. Hochenergetische Elektronen deponieren ihre gesamte Energie in wenige Meter langen elektromagnetischen Schauern (mehr dazu in Abschnitt 1.2). Myonen sind aufgrund ihrer Masse bis zu Energien von 1 TeV nahezu minimal ionisierend. Sie dringen deshalb weit tiefer ins Medium ein und hinterlassen eine lange Lichtspur im Eis. Tauonen hoher Energie können sogenannte Doppeltreffer-Signaturen (*Double Bangs*) zeigen, denn sowohl am Erzeugungs- wie auch am Vernichtungsvertex kommt es zu Schauern und damit jeweils zu einer nahezu kugelförmigen Lichtausbreitung; beide Punkte verbindet eine Lichtspur analog zu der der Myonen mit etwas geringerer Energiedeposition.

IceCube wurde als Neutrino-Teleskop zum Nachweis der Energie und der Richtung von hochenergetischen Neutrinos konzipiert. Hauptziel des Experiments ist es, das Firmament nach extrasolaren Neutrinoquellen zu durchsuchen und deren Eigenschaften zu quantifizieren. Am Besten lässt sich dies mit hochenergetischen Myonenneutrinos erreichen, denn zum einen verbessert sich die Auflösung des Winkels zwischen ν_μ und μ mit der Energie um etwa $0,7^\circ/\text{TeV}$ und zum anderen bricht der Untergrund aus atmosphärischen Myonen bei niedrigeren Energien als das gesuchte Signal ab. Somit bestimmt diese Wechselwirkung das Design des Detektors maßgeblich.

Eher unerwartet ist daher die Möglichkeit zur Messung niederenergetischer Elektronen. Zwar können wegen der weitläufigen Anordnung der Nachweismodule weder deren Energie noch Richtung aufgelöst werden, jedoch ist ein intensiver, weit verteilter Elektronenneutrinofluss über eine kohärente Erhöhung der Rauschrate zu entdecken. Diese Tatsache ermöglicht eine Suche nach Supernovae in unserer Galaxis (siehe Abschnitt 2.5.2).

Die wissenschaftlichen Ziele der IceCube-Kollaboration können in folgende Gruppen aufgeteilt werden:

- **Punktquellen.** Die Spurrekonstruktion ist für Myonenneutrinos ab Energien von rund 100 GeV hinreichend genau, um Punktquellen aufzuspüren. In Frage kommen hierfür extrasolare Beschleuniger wie zum Beispiel Gammastrahlenblitze (*Gamma Ray Bursts*, GRBs) mit ihren kurzen, aber massiven Neutrinoausbrüchen, Aktive Galaktische Kerne (*Active Galactic Nuclei*, AGNs) und Supernova-Überreste (*Supernova Remnants*, SNRs) [83].
- **Nicht-lokalisierte kosmische und atmosphärische Neutrinos und Myonen.** Im Fokus stehen die Suche nach den Flüssen diffuser kosmischer sowie das Messen und Verstehen

2 DETEKTOR

des Flusses atmosphärischer Neutrinos aller Flavour.

- **Kosmische Strahlung.** Eine Arbeitsgruppe ist verantwortlich für Aufbau, Betrieb und Auswertung von IceTop¹. Das Ziel ist die Messung des Spektrums und der chemischen Zusammensetzung hochenergetischer kosmischer Strahlung. Außerdem wird auch die niederenergetische solare Komponente der kosmischen Strahlung vermessen.
- **Exotische und schwach wechselwirkende, massive Partikel.** Eine Arbeitsgruppe hat sich der Suche nach Erweiterungen des Standardmodells verschrieben, wie zum Beispiel relativistische Monopole, nicht-relativistische GUT-Monopole, Q-Balls, SUSY-Teilchen oder *Weak Interacting Massive Particles* (WIMPs).
- **Supernovae.** Eine gute Übersicht bietet vorliegende Arbeit.

2.1.1 Design

Bei der Konstruktion des Detektors hat man viel von seinem Vorgänger AMANDA (Abschnitt 2.6) gelernt, dessen Aufbau sich zum Nachweis hochenergetischer Neutrinos bewährt hat [46]. Am wichtigsten ist sicherlich die Erkenntnis, dass ab einer Tiefe von 1400 m das Eis besonders klar ist (Abschnitt 2.1.2) und dass mit dem verwendeten grobmaschigeren Modulraster und entsprechend höheren Minimalenergien der detektierten Myonen ein weitaus besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht wird. Im Zuge der Abschaltung von AMANDA wurde beschlossen, einen engmaschigeren, inneren Ring vorwiegend unterhalb besagter 1400 m zu installieren, um in der entstehenden Zone hoher Moduldichte auch für Neutrinos niedrigerer Energien (unter 100 GeV) sensitiv zu sein. Die vielen technischen Verbesserungen sowie das Verwenden zuverlässiger und baugleicher Hardwarekomponenten machen IceCube modularer und leichter bedienbar. Am wichtigsten ist jedoch sein um den Faktor 30 größeres Volumen, welches die Nachweisfähigkeit von Neutrinos über weite Teile des Energiespektrums deutlich erhöht.

Geometrie. Abbildung 2.1 zeigt IceCubes schematische Konstruktion. Sein Aufbau begann in der antarktischen Sommersaison 2004/05 mit dem Versenken der ersten Trosse. 2005/06 folgten acht weitere, 2006/07 dreizehn, 2007/08 achtzehn und 2008/09 neunzehn; damit ist IceCube nun zu 2/3 aufgebaut. In der nächsten Periode sollen 18-20 und in der übernächsten 2-10 Trossen versenkt werden, sodass IceCube 2011 fertiggestellt sein wird. Sein endgültiges, instrumentiertes Volumen von einem Kubikkilometer wird aus einem symmetrischen Raster von 4800 Digitalen Optischen Modulen (DOMs, Abschnitt 2.2) in einer Tiefe von 1450 bis 2450 m im Eis gebildet. Zusätzlich werden 360 zusätzliche DOMs den Detektor entlang seiner Zentralachse verdichten (*DeepCore*).

Die DOMs sind das wichtigste Bauteil des gesamten Detektors, denn sie halten Ausschau nach Tscherenkowlichtkegeln, die später zu Teilchenspuren kombiniert oder zu Raten aufsummiert werden. Die Spurrekonstruktion bevorzugt heraufkommende (gen Südpol zeigende) Myonspuren, denn unter dieser Bedingung kann sichergestellt werden, dass jene nur aus Neutrinowechselwirkungen mit dem Eis entstanden sein können – die Erde selbst absorbiert alle anderen Elementarteilchen. Somit schaut IceCube hauptsächlich nach hochenergetischen Neutrinos des nördlichen Firmaments und ist damit als einziger Detektor komplementär zu den anderen Neutrinoteleskopen, die sich allesamt auf der nördlichen Hemisphäre befinden. Alle DOMs sind zwar zum Erdinneren orientiert, die Ausrichtung ist aufgrund der großen Streuung im Eis allerdings irrelevant.

¹IceTop ist eine Oberflächenerweiterung von IceCube, die nach atmosphärischen Schauern Ausschau hält. Das Prinzip ist das Gleiche wie beim Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien: Ein möglichst weitläufiges Gebiet in großer Höhe wird mit Wassertanks zum Nachweis der Tscherenkowlichtspuren hochenergetischer, in der Atmosphäre entstandener Partikel instrumentiert. Wegen des fehlenden Eisschildes sind die Raten von IceTop viel zu hoch, um sie für die Supernova-Detektion zu nutzen.

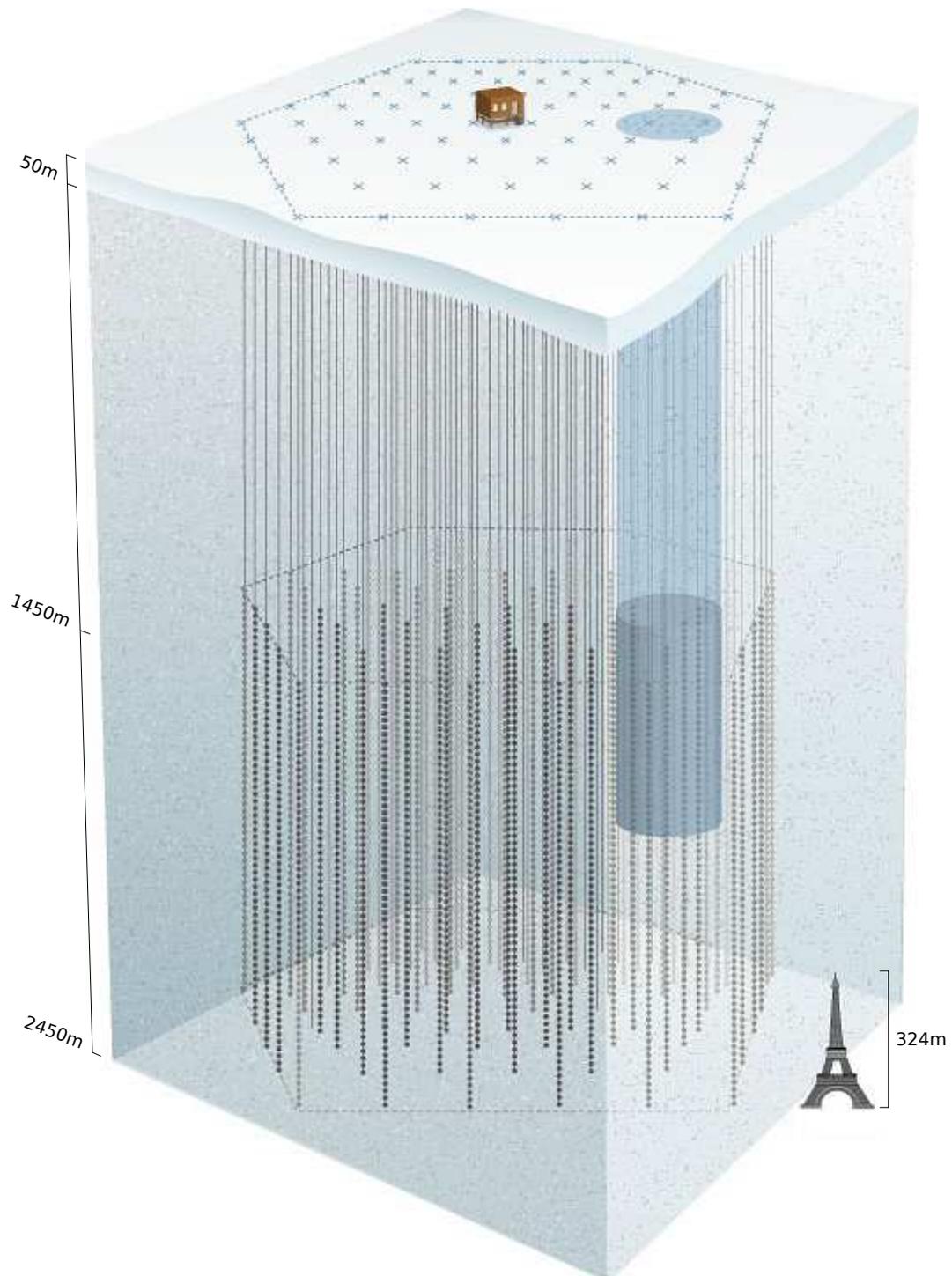


Abbildung 2.1: IceCube wird bei seiner Fertigstellung 2011 insgesamt 1 km^3 Eis instrumentieren und den Vorgängerdetektor AMANDA (blauer Zylinder) komplett umschließen. Die 5160 optischen Module (repräsentiert von den schwarzen Kügelchen, wobei diejenigen von DeepCore fehlen) sind zusammengenommen in der Lage, Supernovae innerhalb der Milchstraße zu detektieren. Das Bild ist [62] entnommen.

2 DETEKTOR

An jeder der 80 Trossen (Strings) von IceCube sind jeweils 60 Module mit einem vertikalen Abstand von 17 m befestigt. Alle Trossen sind 125 m voneinander entfernt – von oben betrachtet spannen sie ein Sechseck bestehend aus gleichseitigen Dreiecken auf. Für DeepCore, der als Erweiterung zum Nachweis niedriger Energien später geplant wurde und dessen erste von insgesamt sechs Trossen in der letzten Saison eingelassen wurde, wählte man eine spezielle Geometrie: Horizontal haben die Module eine Distanz von nur 62 m, vertikal von nur 7 m. Außerdem liegen 50 DOMs unterhalb und 10 überhalb einer großen, das Eis durchziehenden Staubschicht (vergleiche Abschnitt 2.1.2), denn innerhalb derer sind die Module wegen des in hohem Maße absorbierten Lichts ineffektiver.

2.1.2 Südpoleis

Bereits vor 13 Jahren wurde in [32] die Suche nach Supernovae im antarktischen Eis motiviert, basierend auf der Tatsache, dass die Untergrundrauschräte der eingelassenen Photonenvervielfacher von AMANDA lediglich von deren geringer Dunkelrauschräte dominiert wird. Die Gründe hierfür sind, neben der tiefen Temperaturen, das vollständige Fehlen von Biolumineszenz sowie Radioaktivität – im Gegensatz zu Wasser aus Meeren oder Seen, dessen Gehalt an Kalium-40 die in dieser Arbeit vorgestellte Nachweismethode von Supernovae unmöglich macht (siehe Abschnitt 2.6).

Zum Neutrinonachweis mittels Myonspurrekonstruktion eignet sich der insgesamt 2820 m dicke Eispanzer am Südpol besonders wegen seiner herausragenden optischen Eigenschaften, welche ausschlaggebend waren für die Entscheidung, AMANDA beziehungsweise IceCube an diesem entlegenen Ort aufzubauen. Der einzig aus Niederschlag gebildete Gletscher wächst jährlich um einige Zentimeter und wird in Tiefen von etwa 150 m unter dem eigenen Druck zu Eis geformt. Dieses junge Eis ist durchsetzt von eingeschlossenen Luftbläschen. Hier dominieren sie die Streuung von Licht, bis sie mit steigendem Druck ab Tiefen von etwa 1400 m in einen Hydratzustand mit nahezu gleichen optischen Eigenschaften wie das umgebende Eis übergehen [2]. Leider wird der Gletscher von fast horizontalen Staubschichten bestehend aus Säuren, Salzen, Mineralien und Ruß durchzogen, deren Einfluss jenseits von 1400 m zum Tragen kommt.

Hinzu kommt, dass sich die oberen 2 km des Eises als kompakte Einheit auf den unteren Eisschichten mit 10,2 m pro Jahr in Richtung 40° West bewegen, wobei diese Geschwindigkeit bis zum Fels auf Null abfällt. Die Konsequenz ist, dass die tiefsten Module durchaus bis zu 2 m pro Jahr hinter den höchsten zurückfallen [103]. Diese signifikante Verzerrung der Detektorgeometrie wird für die Spurrekonstruktion berücksichtigt, ist jedoch für die Supernova-Detektion unerheblich.

Bohrung. Heißwasserbohrungen schmelzen das Eis, indem ein 200 psi (14 bar) starker und 1,8 cm breiter Wasserstrahl, der von einer mobilen 5 MW-Anlage bereitgestellt wird, ein Loch in den Eispanzer schmilzt. Nach fast zwei Tagen ist so ein 2,5 km tiefer und 60 cm durchmessender Schacht entstanden, der mit Schmelzwasser gefüllt ist. In weiteren 20 Stunden wird die Trosse eingelassen und an der Oberfläche verankert [62]. Direkt nach dem Absenken der Trossen zeigen die Photonenvervielfacher erhöhte Rauschraten wegen der noch relativ hohen Temperaturen und wegen Tribolumineszenz² des wiedergefrierenden Eises. Da der Hitzeffluss vom Kontinent zu einem Temperaturgradienten im Eis führt, dauert das Einfrieren für die obersten DOMs in 1,5 km Tiefe fünf Tage, wohingegen die tiefsten DOMs bei 2,5 km bis zu drei Wochen und mehr benötigen. Es wird erwartet, dass Luftbläschen im (wiedergefrorenen) Bohrlocheis verbleiben, welche die Streuung unmittelbar um die Module herum erhöhen.

Optische Eigenschaften. Während der letzten 100.000 Jahre Wachstums haben variierender Staubgehalt der Atmosphäre und vulkanische Aktivität im Eis ihre Spuren hinterlassen – mit

²Tribolumineszenz sind Leuchterscheinungen, die durch mechanische Beanspruchung der Eiskristalle entstehen.

direktem Einfluss auf die Streu- und Absorptionslänge von Licht, die alle mit der Tiefe variieren. Um diese Parameter genau zu bestimmen, wurden (und werden) viele Anstrengungen unternommen. In umfangreichen Messungen mit den verschiedenen Lichtquellen der AMANDA-Module wurde das Eis bis zu Tiefen von 2100 m untersucht [2]. Zukünftig werden noch weitere Eisdaten in das Modell einfließen: Eigens für IceCube entwickelte Staubvermesser (*Dust Logger*) werden (und wurden) in einige Bohrlöcher eingelassen und erweitern damit den Messbereich auf 2500 m. Sie tasten das umliegende Eis und das Bohrwasser während des Ab- und Auftauchens mit einer Auflösung im Zentimeter-Bereich ab – im Gegensatz zur AMANDA-Messung, bei welcher die Eiseigenschaften von festen Positionen aus lediglich auf 10 m genau bestimmt werden konnten. Bis zur Auswertung dieser Daten hat man sich mit Extrapolationen externer Bohrkernuntersuchungen beholfen, um auch für die fehlenden Tiefen Werte zu haben [101]. Aus diesen Messdaten und den im Weiteren beschriebenen theoretischen Modellansätzen resultiert das in Abbildung 2.2 dargestellte Eismodell. Es repräsentiert das aktuelle Wissen der Kollaboration über die optischen Eigenschaften des Eises.

Die (inverse) Absorptionslänge im Eis wird näherungsweise mit dem Potenzgesetz

$$A_a^{-1}(\lambda, z) \simeq C_{Staub}(z) \lambda^{-\kappa} + A_{IR} e^{-\lambda_0/\lambda}$$

beschrieben [2], wobei die Parameter zu $\kappa = 1,08 \pm 0,01$, $A_{IR} = 6954 \pm 973 \text{ m}^{-1}$ und $\lambda_0 = 6618 \pm 71 \text{ nm}$ bestimmt wurden. Einzig die Staubkonzentration C_{Staub} variiert mit der Tiefe, was sich in voriger Abbildung als markante Überhöhungen zeigt. Sie dominiert die Absorption bis zu Wellenlängen von 500 nm; rotes und infrarotes Licht wird von den Eismolekülen selbst absorbiert und stellt einen natürlichen Abbruch dar. Gefaltet mit dem Spektrum des Tscherenkowlichts und den Effizienzen der Photonenervielfacher (Photo Multiplier Tubes, PMTs) beträgt die mittlere Absorptionslänge $\bar{\Lambda}_a = 96 \text{ m}$ [28].

Das Eis zeigt eine stark vorwärtsgerichtete, anisotrope Streuung am eingelagerten Staub und den Luftbläschen im Bohrlocheis, welche gut von der Henyey-Greenstein-Funktion genähert wird [2]. Diese bevorzugt extrem kleine Streuwinkel, wie sie vor allem durch die Verunreinigung des Eises mit Salzkristallen auftreten. Aus diesem Grund wird eine effektive Streulänge über $\Lambda_e = \Lambda_s / (1 - \langle \cos \Theta \rangle)$ definiert. In [2] wurde der über alle Wellenlängen gemittelte Kosinus des Streuwinkels im instrumentierten Eis (als Streuung von Elementarteilchen an makroskopischen Partikeln) berechnet zu $\langle \cos \Theta \rangle = 0,94$ bei nur geringer λ -Abhängigkeit. Damit ist $\lambda_e \gg \lambda_s$ – ein Photon propagiert also trotz vieler Stöße weiter, als dies bei homogener Streuung der Fall wäre. Weiterhin wird die effektive Streulänge (wie auch schon die Absorption) mit einem Potenzgesetz parametrisiert,

$$\Lambda_e(\lambda) \propto \lambda^{-\alpha}$$

wobei $\alpha = 0,90 \pm 0,03$, und zeigt somit ebenfalls nur eine geringe Wellenlängenabhängigkeit.

2.2 Digitale Optische Module

Ein Digitales Optisches Modul (DOM) ist eine kompakte Einheit aus Photonenervielfacher (welcher explizit in Abschnitt 2.3 besprochen wird), Hochspannungsversorgung, Kalibrationsleuchten, Magnetfeldabschirmung und Datennahmeelektronik, untergebracht in einer drucksicheren Glaskapsel, wie es Abbildung 2.3 zeigt. Es muss gleichzeitig verschiedene Extreme in Einklang bringen: Hohe Zuverlässigkeit über viele Jahre, unbedingte Fernwartbarkeit zu Test-, Kalibrations- und Modifikationszwecken, Resistenz gegenüber großem Druck und tiefen Temperaturen, geringer Stromverbrauch, großer dynamischer Bereich der Photonenervielfacher beginnend bei Einzelphotonen von vorbeifliegenden kosmischen Myonen bis hin zu tausenden Photonen aus elektromagnetischen Schauern, hohe Präzision der Ankunftszeitmessung im Nanosekunden-Bereich, zudem günstige Herstellung in großer Stückzahl [33].

2 DETEKTOR

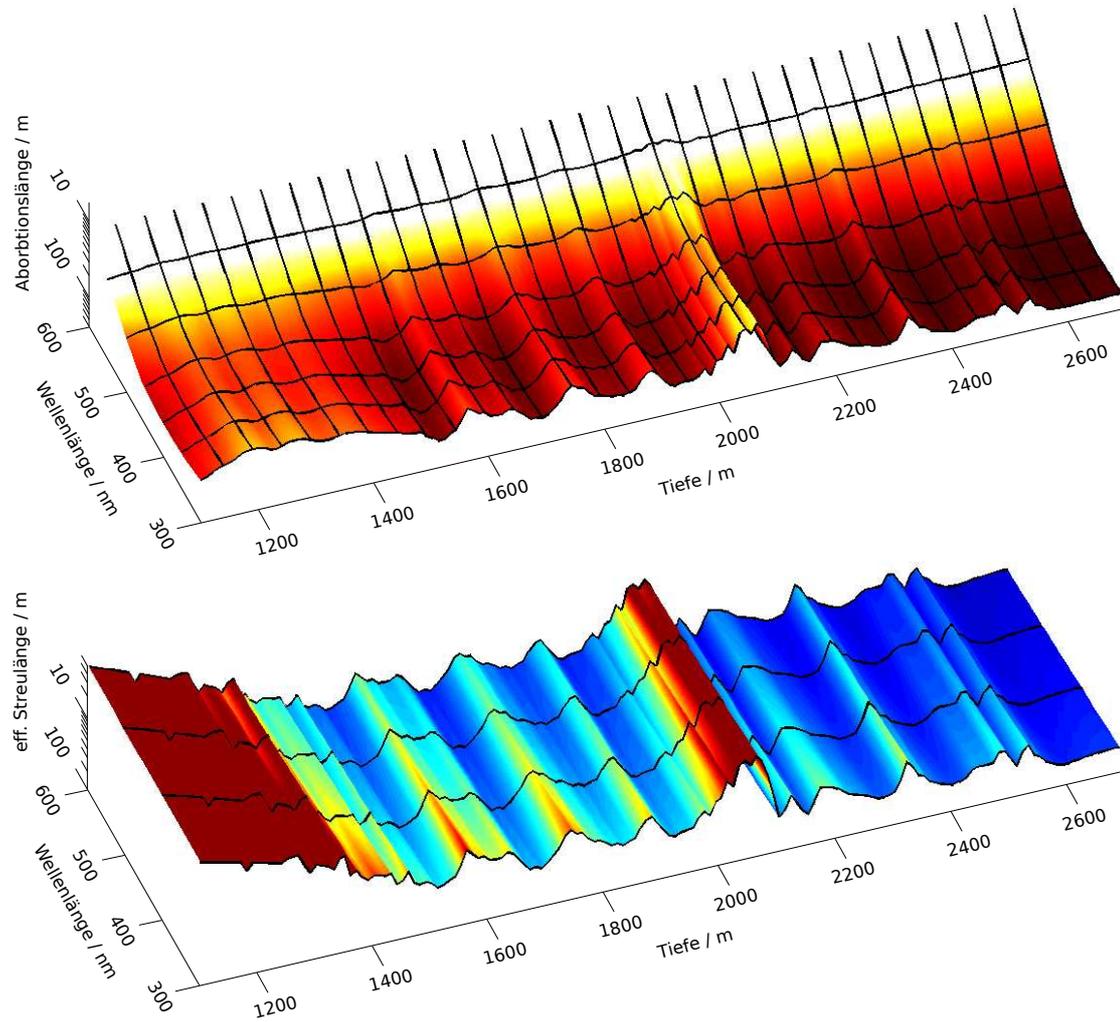


Abbildung 2.2: Zu sehen sind Absorption (oben) und Streuung (unten) im südpolaren Eis in Abhängigkeit der Wellenlänge des propagierenden Lichts und der Tiefe [101]. Neue Messungen zeigen, dass eine geringe Neigung der Staubschichten von bis zu 70 m über den gesamten Detektor existiert [103] und damit Verschiebungen der Eiseigenschaften über bis zu drei Modulebenen hinweg verursacht.

Ganz klar zu erkennen sind die Staubschichten, die beide Parameter verstärken. Jenseits der ausgeprägtesten Staubschicht bei etwa 2050 m ist das Eis besonders klar. Aufgrund dieser Tatsache meiden die DOMs der DeepCore-Trossen die mit Staub verunreinigen Tiefen und sind darüber sowie hauptsächlich darunter montiert. Der deutliche Anstieg der Absorption zu großen Wellenlängen ist eine Eigenschaft des reinen Eises; derjenige der Streuung zu kleinen Tiefen eine der Luftbläschen. Die systematische Unsicherheit beider Eigenschaften beträgt im aktuellen AHA-Eismodell (*Additionally Heterogeneous Absorption*) etwa 5%, welches das bisherige *Millennium*-Eismodell um die namensgebende zusätzliche Absorption erweitert. Eis am Südpol ist mit Absorptionslängen von bis zu 100 m für Licht der Wellenlängen von 200 bis 400 nm das beste natürliche, optische Medium überhaupt.

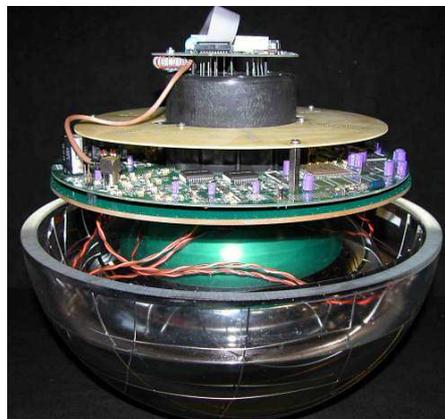
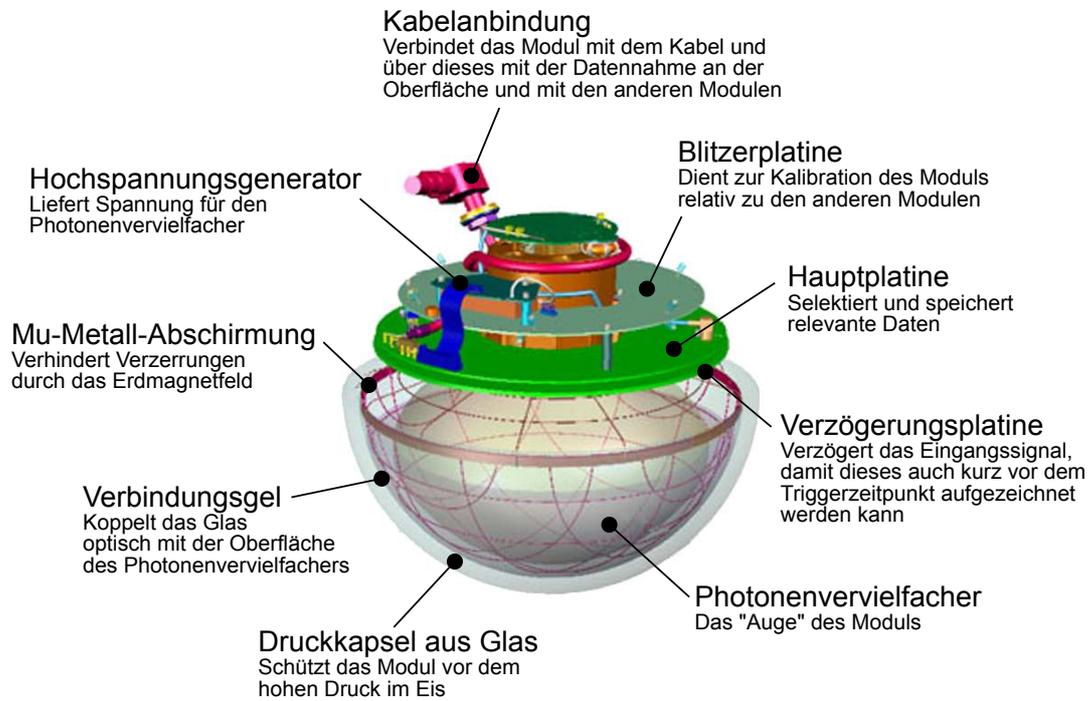


Abbildung 2.3: Oben: Schematischer Aufbau eines Digitalen Optischen Moduls mit geöffneter oberer Glasummantelung; unten: in natura (beide nach [44]). Der Photonenvervielfacher sitzt direkt hinter der unteren Glasschale mit Blick nach unten. Eine der Verbesserungen zu den in AMANDA verbauten Modulen ist der Mu-Metallkäfig. Er sitzt zwischen Glas und Gel und dient der Abschirmung des Erdmagnetfelds um 50 %, welches damit die Effizienz des PMTs nunmehr um nur noch 5 % modifiziert [45]. Ein DOM hat einen Durchmesser von etwa 30 cm.

2 DETEKTOR

Modularität. Einzelne DOMs werden autark voneinander betrieben und von der Oberflächen-datennahme nacheinander ausgelesen. Dieses Konzept hat den Vorteil der leichten Skalierbarkeit, das bereits mit der nachträglichen Erweiterung von DeepCore genutzt wurde. Es müssen jedoch alle Module zyklisch überprüft und geeicht werden, um einen konsistenten Zustand des gesamten Detektors zu gewährleisten. Die Zeitkalibration, ohne die keinerlei Ereignisrekonstruktion möglich wäre, wird in Abschnitt 2.4.1 erläutert. Ein weiteres wichtiges Werkzeug zur Moduleichung ist die Blitzerplatine (*Flasher Board*). Zwölf individuell bedienbare LEDs senden Blitze (mit 10 bis 100 ns Breite) aus, die vom Modul selbst und von den direkt darüber wie darunter befindlichen gesehen werden. Der in den Photonenvervielfachern erzeugte Referenzspannungspuls wird verwendet, um die Elektronik zur Signalaufzeichnung zu eichen; ein schwaches Blitzen einer LED eignet sich zum Beispiel zur Imitation von Einzelphotonpulsen. Hiermit wird ebenfalls die Übertragungszeit des Signals vom PMT bis zur Elektronik gemessen. Solche Kalibrationsroutinen (*DOMcal*) laufen monatlich auf allen Modulen, wobei erst die eine und dann die andere Hälfte des Detektors vermessen wird – auf diese Art wird für die normale Datennahme quasi keine Totzeit generiert. Aus den Lichttransmissionszeiten werden außerdem die optischen Eigenschaften des umgebenden Eises (welches in unmittelbarer Nähe der DOMs Bohrlocheis ist, siehe Abschnitt 2.1.2) und die geometrische Anordnung der DOMs relativ zueinander ermittelt – beides ändert sich freilich nicht mehr nach dem vollständigen Zufrieren des Bohrlochwassers. Durch die Programmierbarkeit der Modulelektronik ließen sich zukünftig andere oder neue Kalibrationen und Selbsttests vornehmen, für die bis jetzt noch kein Bedarf besteht.

Zuverlässigkeit. Einmal ins Eis eingelassen und festgefroren, ist kein physischer Zugriff auf die DOMs mehr möglich, weshalb in Testserien die verlässlichsten unter ihnen bestimmt werden. Im wichtigen abschließenden Zulassungstest, dem *Final Acceptance Testing* (FAT), werden die DOMs über drei Wochen bei Temperaturen von 25, –20, –45 und –55°C entsprechend der Raumtemperatur, der Eistemperatur des tiefsten und höchsten DOMs und der Oberflächentemperatur mit periodischen Selbsttests aller Funktionen geprüft [42]. Die PMT-Charakteristiken können produktionsbedingt um bis zu 40 % variieren [73], erwiesen sich aber in den Langzeittests als stabil auch unter extremen Bedingungen. Bevor ein DOM zum Einsatz kommt, wird noch ein letzter Test am Südpol durchgeführt, um eventuelle Frachtschäden zu finden. Wegen dieser intensiven Begutachtung wird von 97 % aller DOMs eine Lebensdauer von ≥ 25 Jahren erwartet, bei einer Ausfallrate von bisher 2 aus 2104 DOM-Jahren. Leider muss vorher das Einfrieren überstanden werden, was bislang für 2 % aller DOMs der Exodus bedeutete – hauptsächlich wegen einer zerstörten Kabelanbindung, denn nach außen ist diese die einzig mögliche Bruchstelle des Moduls.

Stromversorgung. Die Hochspannung für den Photonenvervielfacher von typischerweise 1300 bis 1500 V wird auf der Generatorplatine aus Niederspannung transformiert, sodass Schwankungen des Oberflächen-HV-Generators nicht an die PMTs weitergegeben werden können. Die komplette Digitalisierung der PMT-Anodenpulse sowie die grundlegende Datenakquisition (DAQ) findet ebenfalls lokal auf dem Mainboard statt. Insgesamt hat ein Modul lediglich eine Leistungsaufnahme von 3,5 W [42]. Die Dissipation der Leistung erwärmt den DOM auf 10°C über der umgebenden Eistemperatur.

2.2.1 Hauptplatine

Die DOM-Hauptplatine bildet das Herz von IceCubes Datenakquisition. Ihre Elektronik, in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt, ist verantwortlich für das Auslesen, Digitalisieren, Prozessieren und Puffern des PMT-Signals. Wenn diese gewisse Bedingungen erfüllt, so wird es als physikalisch relevantes Ereignis (Hit) interpretiert und der Wellenzug des Signals wird auf Anfrage

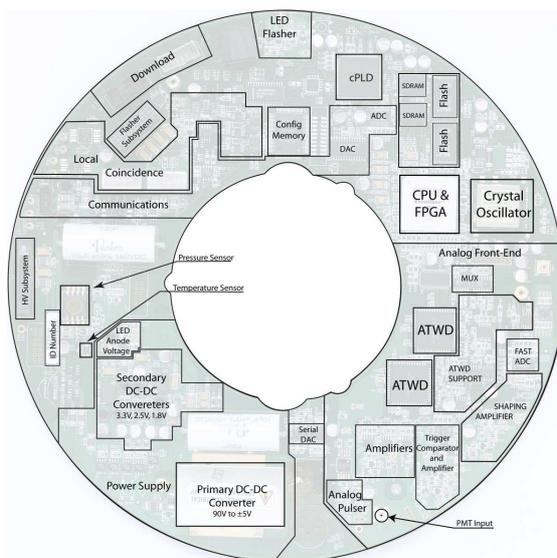


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Hauptplatine mit den wichtigsten Bauteilen, die zum Teil im Text beschrieben werden. Die Abbildung ist [44] entnommen.

zusammen mit einem Zeitstempel als digitales Datenpaket zur Oberflächen-DAQ übertragen. Die durchschnittliche Datenrate eines Moduls liegt bei etwa 2,2 kB/s.

Obwohl sich viele der im Folgenden beschriebenen Abläufe originär auf die Myondata ergo die Spurrekonstruktion beziehen, sollen diese aus Gründen der Übersichtlichkeit und wegen des besseren Verständnis der Datennahme insgesamt aufgeführt werden.

Koinzidenzbedingungen. Für die Myondata variiert die Größe eines Pakets von zwölf bis zu einigen hundert Bytes in Abhängigkeit der Wellenzugkomplexität und Komprimierbarkeit: Die *Delta Kompression* nutzt die Ähnlichkeit vieler Wellenzüge und überträgt jeweils nur den Unterschied zur vorigen, was den Datenfluss um $\lesssim 3,8$ reduziert [44]. Zudem schränken lokale Koinzidenzbedingungen die Rate weiter ein: Bei der harten lokalen Koinzidenz (*Hard Local Coincidence*, HLC) wird das Datenpaket nur übertragen, wenn ebenfalls mindestens ein Nachbar-DOM (darüber oder darunter liegend) innerhalb eines Zeitfensters von zur Zeit $1 \mu\text{s}$ getriggert³ hat. Die weiche lokale Koinzidenz (*Soft Local Coincidence*, SLC) sendet zusätzlich auch für isolierte Hits einen Zeitstempel, jedoch kein Sample des Signals. Die Selbstkoinzidenz (SC) schließlich sorgt dafür, dass große Signale $\geq 2\text{PE}$ immer digitalisiert und versandt werden. Für die Spurrekonstruktion hochenergetischer Neutrinos sind standardmäßig SLC und SC eingestellt. Damit wird das stochastische Rauschen um einen Faktor von 50 auf eine Triggerrate von nur noch etwa 10 Hz verringert [44].

Supernova-Scaler-Daten. Obige Koinzidenzbedingungen gelten nicht für die Supernova-Datenerfassung. Unabhängig von anderen DOMs summiert der als reine Software implementierte Überlaufzähler (Scaler⁴) alle getriggerten PMT-Signale in Intervallen von 1,6384 ms und weist ihnen als Zeitstempel den der nächst folgenden Taktkante zu. Der etwas unhandliche Wert des Zeitfensters ergibt sich aus der Summation von 2^{16} Taktzyklen je Bin: $2^{16}/40 \text{ MHz} = 1,6384 \text{ ms}$.

³ *Triggern* meint zu deutsch auslösen, einleiten, abrufen. Im Fachjargon hat sich dennoch die englische Bezeichnung durchgesetzt und meint konkret das Einleiten eines Ausleseprozesses desjenigen Signals, welches eine gewisse voreingestellte Schwelle über- beziehungsweise unterschritten hat.

⁴ Impulsuntersetzer; in englisch *pulse scaler* oder einfach nur *scaler*.

2 DETEKTOR

Prinzipiell kennt der Trigger des Supernova-Scalers zwei Schwellen: Die des Einzelphotoelektrons (*Single Photo Electron*, SPE) und die des Vielphotoelektrons (*Multi Photo Electron*, MPE); beide Schwellen sind unabhängig voneinander variierbar. Von praktischer Bedeutung ist jedoch nur der SPE-Trigger, denn, wie Abschnitt 2.2.3 erläutert, erwartet man nur in unmittelbarer Nähe eines DOMs bei der Wechselwirkung eines niederenergetischen Neutrinos mit dem Eis mehr als ein Tscherenkowphoton.

Signalsampling. Zum Verständnis der hardwareseitigen Totzeit wird kurz auf die Digitalisierung der PMT-Wellenzüge eingegangen, welche nur für die Spurrekonstruktion von Belang ist⁵. Generell lässt sich mit der Kombination aus Amplituden- und Zeitinformation leichter zwischen schwachen lokalen und intensiven entfernten Lichtquellen unterscheiden. Überschreitet die Anodenspannung des Photonenvervielfachers die (veränderbare) Triggerschwelle von $0,25 \text{ PE}$ ⁶, bei der es zu etwa 12% Ereignisverlust kommt [45], so startet die Digitalisierung des Wellenzugs zum nächsten Takt mittels eines fADCs (*fast Analog to Digital Converter*) und eines ATWDs (*Analog Transient Waveform Digitizer*). Die Verzögerungsplatine (*Delay Board*) sorgt für eine Pufferung des Signals von 75 ns (3 Takte), sodass auch der Signalbeginn aufgezeichnet werden kann. Der fADC tastet in einer Auflösung von 40 MHz und einer Tiefe von 10 Bit insgesamt $6,4 \mu\text{s}$ ab, was auch für Ereignisse höchster Energien ausreichend ist. Gleichzeitig startet der ATWD seine Digitalisierung, allerdings getaktet zwischen 250 MHz und 1 GHz, damit auch feine zeitliche Strukturen bis zu 1 ns aufgelöst werden können. Er erreicht eine bessere dynamische Tiefe von 14 Bit, weil intern drei ADCs mit drei verschiedenen Verstärkungen ($\times 0,25$, $\times 2$ und $\times 16$) arbeiten. Ein typisches ATWD-Sample zeigt Abbildung 2.8. Die feinere Auflösung des ATWD kommt der Rekonstruktion zugute, denn der aus der ansteigenden Flanke bestimmte Triggerzeitpunkt kann auf 3,3 ns RMS genau bestimmt werden – im Gegensatz zu 7 ns beim fADC. Die Auslese des ATWD dauert jedoch $29 \mu\text{s}$, weshalb zwei ATWDs im sogenannten *Ping-Pong-Modus* zur Reduzierung der Totzeit betrieben werden.

Die hardwareseitige Totzeit ist nicht zu vermeiden: Jeden Trigger begleiten unumgänglich 50 ns (2 Takte) Totzeit wegen Umschaltens auf den zweiten ATWD und Freigabe des ersten. Aufgrund der endlichen Auslese erhöht sich diese in bestimmten Fällen: Die Digitalisierung des ATWDs dauert $29 \mu\text{s}$ und ist damit viel langsamer als die des fADCs ($6,4 \mu\text{s}$). Wenn letzterer seine Digitalisierung beendet hat, müssten also $22,6 \mu\text{s}$ gewartet werden, bevor ein weiteres getriggertes Ereignis aufgezeichnet werden könnte. Der Ping-Pong-Modus der zwei ATWDs jedoch reduziert diese Wartezeit: Falls ein zweiter Hit nach $6,45 \mu\text{s}$ (inklusive der oben erwähnten 50 ns) eintrifft, wird der zweite ATWD zum Digitalisieren verwendet; der fADC jedoch ist wieder frei. Erst jetzt gibt es eine zusätzliche Totzeit, da beide ATWDs in Betrieb sind: Zwei Triggerpulse mit einer Zeitdifferenz im Intervall $[6,45; 22,65] \mu\text{s}$ generieren eine weitere Totzeit von $[16,2; 0] \mu\text{s}$. Falls das DOM jedoch im SLC-Modus Daten nimmt (was der Standard ist), so wird obiger Fall gegenstandslos, denn zur Umsetzung der lokalen Koinzidenz muss eine gewisse Zeit auf benachbarte DOMs gewartet werden. Diese Dauer ist mindestens $2,5 \mu\text{s}$ (100 Takte) lang – hauptsächlich wegen Korrekturen auf die Signallaufzeiten – wenn keine lokale Koinzidenz besteht; falls doch, beträgt die Totzeit sogar $6,4 \mu\text{s}$ (256 Takte) [90]. Durch den Datentransfer entsteht keine weitere Totzeit. Aufgrund der recht verschachtelten hardwareseitigen Totzeit bringt die viel größere künstliche Totzeit (siehe Abschnitt 2.3.4) für die Supernova-Analyse eine praktische Vereinfachung.

⁵Eventuell kann über die Form des Wellenzugs eine bessere Signifikanz für die Supernova-Datennahme erreicht werden, wenn die SPE-/MPE-Triggerschwelle daraufhin optimiert wird.

⁶Ein PE entspricht der Anodenspannung, auf die ein einzelnes Photoelektron nach Durchlaufen aller Dynoden verstärkt wird.

Prozessierung. Der FPGA⁷ stellt die Schnittstelle zu allen Elektronikkomponenten dar. Er realisiert das gesamte Kommunikationssystem, durch welches die Verbindung zur Datennahme an der Oberfläche besteht. Auf dem darauf befindlichen Prozessor laufen Programme zur Datennahme, welche die PMT-Wellenzüge verarbeiten, filtern und für einen späteren Abruf puffern, zur Konfiguration des Moduls und zur Kalibration über das Ansteuern der Blitzer-LEDs. Alle Programme werden im (persistenten) Flash-Speicher gehalten und können jederzeit neu von der Oberflächen-DAQ heruntergeladen werden, was leichte zukünftige Verbesserungen und Erweiterungen ermöglicht. Vor jedem neuen Lauf (Run) werden die FPGAs neu initialisiert, um mit einem definierten Ausgangsstatus zu beginnen. Leider nimmt dieser Prozess etwa eine Minute für den gesamten Detektor ein und reduziert damit merklich die verfügbare Betriebszeit (Uptime) um etwa 100 s pro Lauf. Darum ist geplant, zukünftig nur im Falle eines Fehlers oder einer Neukonfiguration die Datennahme zu stoppen.

2.2.2 Lichtakzeptanz

Eine 12,4 mm dicke Glassphäre schützt das Modulinnere vor dem immensen Druck von bis zu 400 bar beim Wiedergefrieren des Eises [62]. Dennoch soll das Tscherenkowlicht möglichst unbeeinflusst auf den Photonenvervielfacher treffen. Realisiert wird dies durch ein Gel, das den PMT optisch mit dem Glas koppelt. Beide zusammen wurden auf maximale Durchlässigkeit von Wellenlängen um 420 nm (im Quanteneffizienzmaximum) optimiert und beschneiden das Detektionsspektrum des PMTs nur bei kleinen Wellenlängen signifikant, wie aus Abbildung 2.5 oben ersichtlich. Im gleichen Bild ist ebenfalls die DOM-Akzeptanz für zentrale Eintrittswinkel in Abhängigkeit der Lichtwellenlänge gezeigt, wie sie aus Messdaten und Simulationen gewonnen wurde. Sie fasst alle wellenlängenabhängigen Korrekturen der Ummantelung auf das Lichtspektrum und auf die PMT-Quanteneffizienz zusammen: Neben Gel und Glas, welches die Akzeptanz am stärksten beschneidet, sind dies zusätzlich die im Detektorbetrieb eingestellte PMT-Triggerschwelle von 0,25 PE mit einem Einfluss von etwa 12 % und die Fresnel-Korrektur, welche die im Labor in Luft gemessenen Daten auf Eis überträgt. Allgemein ist die Akzeptanz α definiert als das Verhältnis aus erzeugten Photoelektronen N_{PE} und Photonen, die auf das Modul treffen, $N_{\gamma_{DOM}}$:

$$\alpha(\lambda, \theta) = \frac{N_{PE}}{N_{\gamma_{DOM}}(\lambda, \theta)}$$

Sie ist eine Funktion der Wellenlänge und des polaren Eintrittswinkels, welcher im Folgenden behandelt wird.

Die Winkelakzeptanz berücksichtigt geometrische Korrekturen, die die ursprüngliche Quanteneffizienz des Photonenvervielfachers in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Photonen auf das DOM modifiziert (Abbildung 2.5 unten). Die Ummantelung erfordert Korrekturen auf die Pfadlänge des Lichtwegs verschiedener Eintrittspositionen und -winkel. Außerdem müssen die Position der Photokathode, die Quanteneffizienz, die Sammeleffizienz und die Verstärkung des Photonenvervielfachers (siehe Abschnitt 2.3) berücksichtigt werden. Man erhält für ein nominales Modul eine gemittelte Winkelakzeptanz von 37,4 % über alle Raumwinkel; die DOMs weisen untereinander eine relative Schwankung von 10 % (also 3,7 % Variation der Winkelakzeptanz) auf, die allerdings für die pauschale Betrachtung einer Ratenerhöhung des gesamten Detektors unerheblich ist.

Mit Hilfe der so bestimmten Akzeptanz $\alpha(\lambda, \theta)$ kann nun im nächsten Abschnitt das effektive Volumen eines Moduls berechnet werden.

⁷Ein *Field Programmable Gate Array* (FPGA) ist ein programmierbarer, integrierter Schaltkreis, mit dem verschiedenartigste Schaltungen gebildet werden können, zum Beispiel auch ein Mikroprozessor.

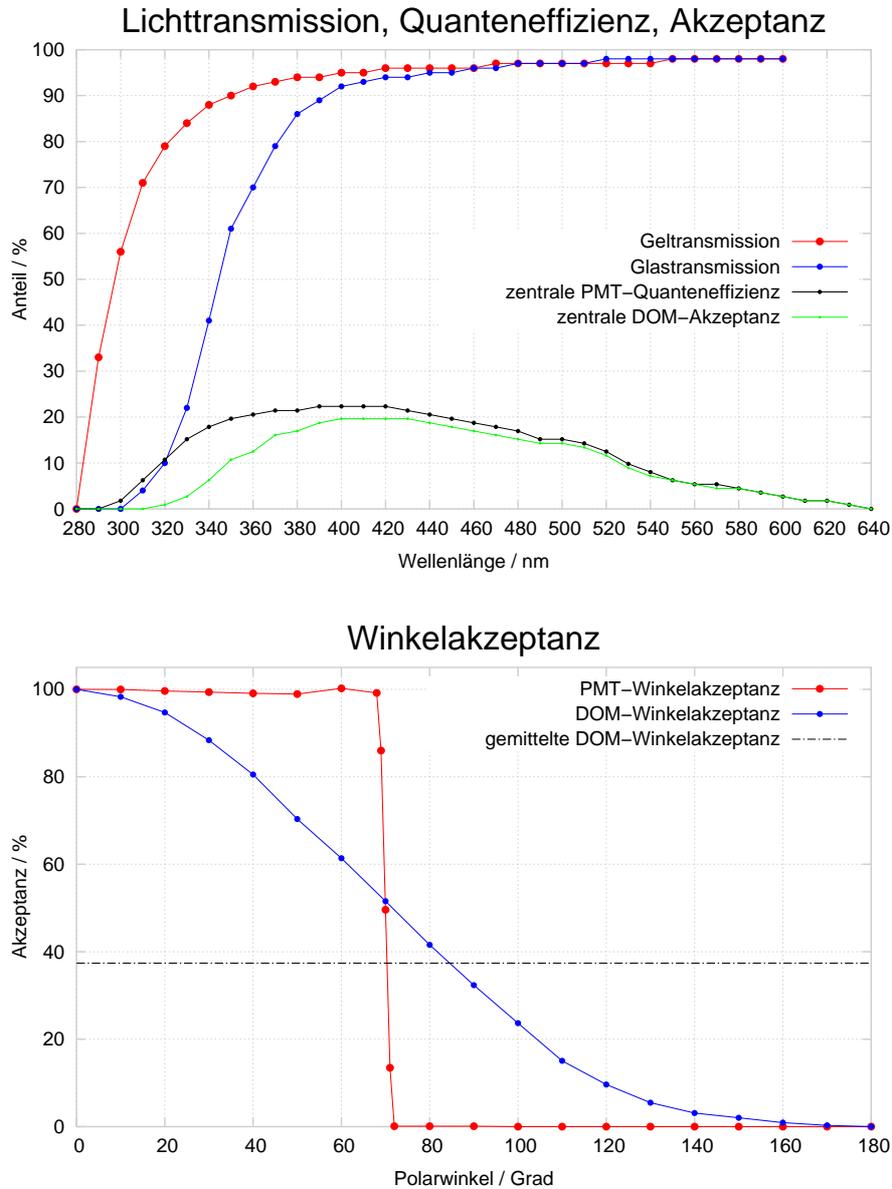


Abbildung 2.5: Oben: Zu sehen ist einerseits der Anteil transmittierten Lichts durch Glas und Gel und andererseits die (zentrale) Quanteneffizienz des Photonervielfachers, wie es vom Hersteller angegeben und in internen Tests auf 1% genau verifiziert wurde [73, 43]. Im UV-Bereich beeinträchtigen das Glas und das Gel die Sicht des PMTs, aber beim Nachweismaximum um 420 nm ist eine sehr gute Transmission von 97% gegeben. Die (zentrale) DOM-Akzeptanz berücksichtigt alle Effekte, die das eintreffende Licht einschränken, wie zum Beispiel den Schatten von Kabeln und des Mu-Metallkäfigs. Sie wurde ab 600 nm basierend auf den Daten des Herstellers extrapoliert.

Unten: Einzig der Polarwinkel θ zwischen DOM und Photonrichtung ist entscheidend für die Winkelakzeptanz, die glücklicherweise (fast) keine Funktion der Wellenlänge ist (nach [73]). Lichtstreuung in der Hülle selbst erweitert sogar das Sichtfenster im Vergleich zum bloßen Photonervielfacher, allerdings auf Kosten der Akzeptanz im inneren Bereich. Die dargestellten Winkelakzeptanzen sind normiert auf den Wert bei 0° [38] entnommen. Die DOM-Akzeptanz ist bei einer Triggerschwelle von 0 PE mit einem 420-nm-Laserstrahl gemessen worden.

Tabelle 2.1: IceCubes Module sind 47 % sensitiver als AMANDAs B10-19 Module, was hauptsächlich mit der 56 % größeren PMT-Oberfläche erklärt werden kann. Frühere Abschätzungen für AMANDA lieferten 0,138 [52] und 0,107 m³ [28], jedoch ohne Berücksichtigung der Eisstruktur mit lediglich geringer Variation des Streu- und Absorptionskoeffizienten. Die Eismodelle sind in [101] beschrieben.

Eismodell	mittleres $V_{eff}^\gamma/\text{m}^3$
AHA, 20 m Raster	0,1846 ± 0,0043
AHA, 80 m Raster	0,1814 ± 0,0044
Millenium, 80 m Raster (Durchschnitt)	0,1772 ± 0,0032 0,1811 ± 0,0023
Millennium, 80 m Raster, AMANDA B10-19	0,1246 ± 0,0041

2.2.3 Effektives Volumen

Das effektive Volumen eines Moduls für Photonen und Positronen beziehungsweise Elektronen ist ein Maß für die Detektionswahrscheinlichkeit aller entstandener, homogen verteilter Teilchen innerhalb eines normierten Volumens. Weniger abstrakt formuliert, repräsentiert das effektive Volumen die Fähigkeit eines Moduls, aus der Gesamtheit aller entstandener nachzuweisender Teilchen gerade so viele zu detektieren, wie innerhalb eines Gebiets von der Größe des effektiven Volumens entstehen. Bezogen auf den gesamten Detektor als Summe vieler DOMs kann dieses unter Umständen sogar größer sein, als das physikalische, instrumentierte Gebiet, falls die effektiven Volumina einzelner Module überlappen. Dies ist für IceCube ausdrücklich nicht der Fall, wie am Ende dieses Abschnitts gezeigt: Das effektive Volumen des Detektors skaliert mit der Anzahl der angeschlossenen Module. Die Kenntnis dieser Größe ist unverzichtbar für Simulationen der Detektorantwort auf ein Modellsignal und die Interpretation einer Messung im Sinne einer korrekten Bestimmung des eingelaufenen Signals.

Konkret kann das effektive Volumen für Photonen mittels

$$V_{eff}^\gamma(\mathbf{a}) = \iiint p_\gamma(r, \mathbf{a}) dV = 4\pi \int_0^\infty p_\gamma(r, \mathbf{a}) r^2 dr \quad (2.1)$$

berechnet werden: Es ist das Volumenintegral über die Wahrscheinlichkeit p_γ , ein einzelnes in der Entfernung r entstandenes Photon zu messen. Sie selbst ist weiterhin eine Funktion der DOM-Akzeptanz. Aufgrund dieser komplexen Abhängigkeit, in welche implizit auch die Eiseigenschaften (Abschnitt 2.1.2) eingehen, sollte p_γ simuliert werden. In der Kollaboration werden die Programme `Photonics` [77] zur Spurverfolgung von Licht im Eis sowie `ROMEO` [81] zur Modulsimulation benutzt. Beide Werkzeuge wurden in [47] verwendet, um p_γ und V_{eff}^γ zu bestimmen. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 2.6. Gemittelt über alle Tiefen und Eismodelle, deren Mittelwerte in Tabelle 2.1 gelistet sind, hat das effektive Volumen für Photonen einen Wert von $0,1811 \pm 0,0023 \pm 0,0109 \text{m}^3$; neben der statistischen Unsicherheit kommt noch die systematische hinzu: Dem Eismodell ist nur auf $\sim 5\%$ genau zu trauen (vergleiche Abbildung 2.2) und wegen des Unterschieds zwischen ursprünglichem Eis und Locheis ändert dessen modifizierter Streu- und Absorptionskoeffizient das effektive Volumen um $\lesssim 1\%$. Da V_{eff}^γ mit der Zahl der simulierten Photonen variiert, muss erwähnt werden, dass für obige Berechnungen nur Licht des Spektrums [300; 600] nm verwendet wurde.

Das effektive Volumen für Photonen kann auch analytisch bestimmt werden: Solange ein homogenes Medium angenommen wird, beschreibt

$$p_\gamma(r) = \frac{A_{eff}}{4\pi r^2} e^{-\frac{r}{\lambda_a}} \quad (2.2)$$

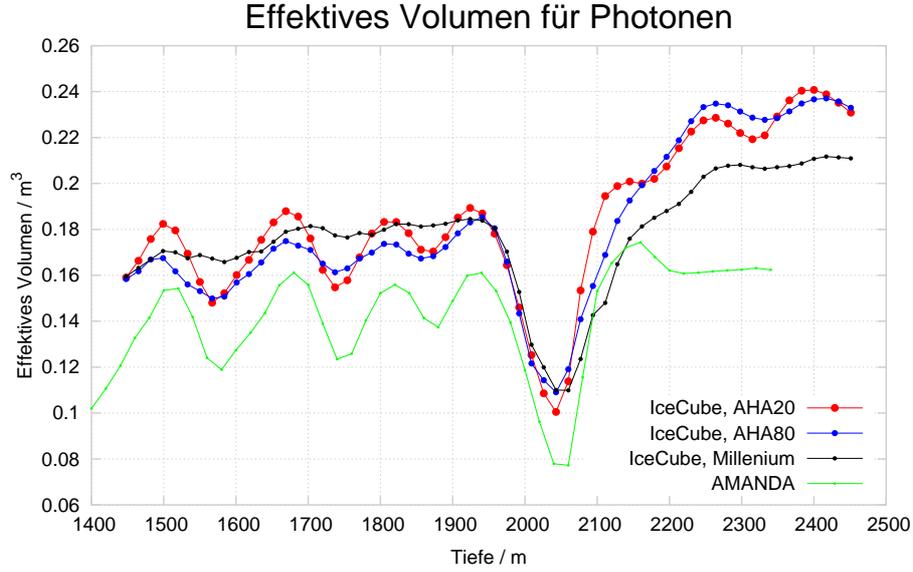


Abbildung 2.6: Dargestellt ist der nach Formel 2.1 integrierte Anteil des detektierten Lichts, den die Module jeweils an ihrer Tiefenposition sehen. Hierbei wird die komplette DOM-Akzeptanz berücksichtigt, wie sie in vorigem Abschnitt geschildert wurde, und es wird über alle Einfallsrichtungen der Photonen gemittelt, obwohl diese das Ergebnis nur geringfügig variieren. Die Eisstruktur wird in allen verwendeten Eismodellen als homogen in horizontaler Ebene angenommen und ist deshalb nur ein Parameter der Tiefe. Klar erkennbar sind Minima in V_{eff}^γ entsprechend der Maxima der Absorption aufgrund von erhöhter Staubkonzentration. Die gezeigten Simulationsergebnisse stammen aus [47]. Mehr zum antarktischen Eis und dessen Modellierung ist in Abschnitt 2.1.2 zu finden.

(siehe Abbildung 2.7) den Anteil der Photonen einer isotropen Quelle in Abhängigkeit des Abstands⁸, wobei Λ_a die Absorptionslänge und A_{eff} die effektive Fläche eines Moduls unter Berücksichtigung der DOM-Akzeptanz darstellen; beide Parameter sind in diesem Fall Mittelwerte über alle Richtungen und Wellenlängen. Das sich kugelförmig ausbreitende Licht wird demnach im Verhältnis von effektiver Modul- zu Kugeloberfläche skaliert mit der exponentiellen Abschwächung nachgewiesen. Mit Formeln 2.1 und 2.2 folgt für das effektive Volumen für Photonen

$$V_{eff}^\gamma = 4\pi \int_0^\infty p_\gamma(r) r^2 dr = A_{eff} \Lambda_a \quad (2.3)$$

Dieses hängt schlicht linear mit der effektiven DOM-Fläche und der Absorptionslänge zusammen. Da der Unterschied zur Simulation, welche auch die Streuung berücksichtigt, gering ausfällt, ist für den Nachweis niederenergetischer Supernova-Neutrinos quasi nur die Absorption von Belang.

Die Anzahl der detektierten Photonen N eines einzelnen Schauers folgt einer Poisson-Statistik $P_N(p) = \langle N \rangle^N / N! e^{-N}$, deren Erwartungswert gegeben ist als $\langle N \rangle = p_\gamma(r) N$. Daraus folgt, dass die Wahrscheinlichkeit, mindestens ein oder zwei Photon(en) aus dem Schauer im Abstand r vorzufinden

$$P_{\geq 1}(p) = 1 - P_0 = 1 - e^{-\langle N \rangle} \quad (2.4)$$

$$P_{\geq 2}(p) = 1 - P_1 - P_0 = 1 - e^{-\langle N \rangle} (1 + \langle N \rangle) \quad (2.5)$$

⁸Dieser Ansatz ist eigentlich nur für $4\pi r^2 > A_{eff}$ gültig, damit $p \leq 1$ gilt. Für das Integral aus Formel 2.3 kann dennoch Null als Untergrenze angenommen werden, ohne dass die Normierung nennenswert verfälscht wird.

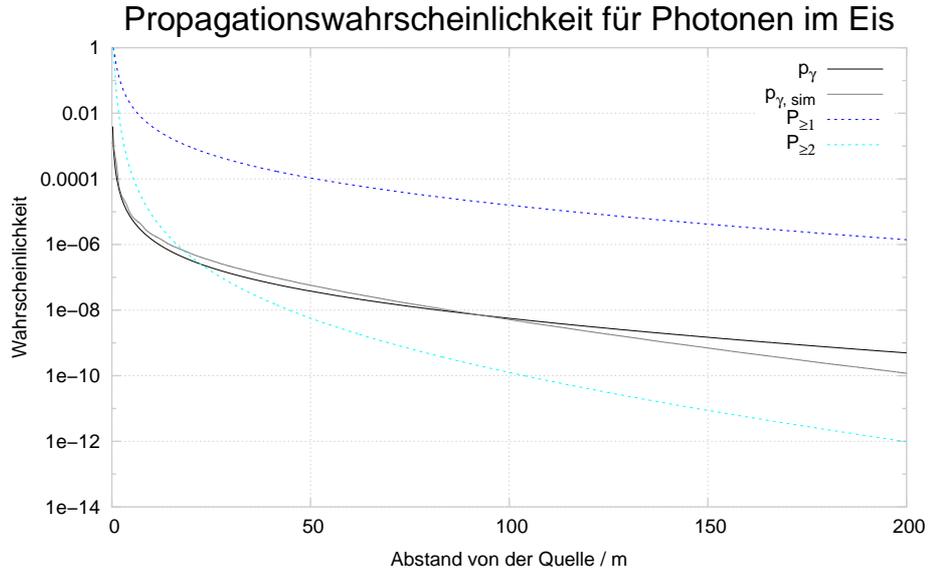


Abbildung 2.7: Aufgetragen ist die nach Formel 2.2 berechnete Propagationswahrscheinlichkeit von Photonen, p_γ , in Abhängigkeit des Abstandes vom Erzeugungspunkt für eine typische Absorptionslänge von $A_a = 96$ m (siehe Abschnitt 2.1.2) und eine effektive Fläche von $A_{eff} = 0,002$ m², welche anhand von Formel 2.3 auf V_{eff}^γ normiert wurde. Im direkten Vergleich zur Simulation wird der Einfluss der Lichtstreuung im Eis deutlich: Insgesamt ist der Abfall von $p_{\gamma,sim}$, welche aus der im Text erwähnten Simulation stammt, unter Berücksichtigung der Streuung steiler, ergo das Licht legt effektiv weitere Strecken zurück als ohne Streuung.

Im Bild sind auch die Wahrscheinlichkeiten $P_{\geq 1}(p)$ und $P_{\geq 2}(p)$ aus Formeln 2.4 und 2.5 geplottet. Es wurden jeweils für p der theoretische Zusammenhang aus Formel 2.2 und für die Anzahl der Tscherenkowphotonen eines typischen Schauers $\langle N \rangle = \bar{N}_\gamma(E_e = 15 \text{ MeV}) = 2820$ benutzt. Aus $P_{\geq 2}(p)$ folgt, dass der Nachweis zweier Photonen desselben Schauers von entweder einem einzelnen oder zwei benachbarten DOMs sehr selten ist.

beträgt. Beide Wahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 2.7 aufgetragen. Gewichtet man diese zur Umrechnung in die Detektionswahrscheinlichkeit mit der DOM-Akzeptanz, so stammen 99 % allen nachgewiesenen Lichts einer Quelle aus unter 12,4 m Entfernung. Kombiniert mit der Tatsache, dass bereits nach etwa 70 cm $P_{\geq 2}$ um eine Größenordnung kleiner ist als $P_{\geq 1}$, wird pro Schauer quasi nur ein einzelnes Tscherenkowphoton (wenn überhaupt) nachgewiesen.

Unwahrscheinlich ist auch der Nachweis desselben Schauers in zwei DOMs: Da der kleinste Abstand zweier Module 17 m beträgt, geschieht dies am ehesten, wenn der Schauer genau zwischen ihnen entsteht, also mit einer vernachlässigbaren maximalen Wahrscheinlichkeit⁹ von $P_{\geq 1}^2(r = 8,5 \text{ m}) = P_{\geq 2}(r = 8,5 \text{ m}) \simeq 5 \times 10^{-7}$.

Um unabhängig von den internen Prozessen der Lichtproduktion (und damit auch vom Lichtspektrum) zu sein, wird das effektive Volumen von Positronen und Elektronen V_{eff}^e eingeführt. In Abschnitt 1.3.2 wurde die durchschnittliche Ausbeute an Tscherenkowphotonen durch niederenergetische Positronen und Elektronen pro Schauer zu $\bar{N}_\gamma(E_e) = (188,3 \pm 5,5) E_e/\text{MeV}$ bestimmt. Diese Größe entspricht dem Proportionalitätsfaktor zwischen beiden effektiven Volumina. Der Grund hierfür ist, dass die effektiven Volumina der Module, wie oben gezeigt, nicht überlappen (anders formuliert beträgt die Wahrscheinlichkeit der Detektion ein und desselben

⁹Die Formel deutet bereits an, dass diese Situation gleichbedeutend ist mit derjenigen, zwei Photonen eines Schauers im Abstand von $r = 8,5$ m zu sehen.

2 DETEKTOR

Schauers von zwei verschiedenen Modulen praktisch Null, siehe Abbildung 2.7). Somit ergibt sich für das effektiven Volumen eines DOMs für Positronen oder Elektronen

$$V_{eff}^e(E_e) = \bar{N}_\gamma(E_e)V_{eff}^\gamma = (34,1 \pm 1,1 \pm 2,0) \text{ m}^3 E_e/\text{MeV}$$

Die statistische Unsicherheit beträgt 3,2%, die systematische 6,0% und stammt aus dem Eismodell. Da die Energie von Positron und Elektron eine Funktion der Neutrinoenergie ist, beeinflusst diese letztendlich V_{eff}^e , was mit dem Doppelintegral in den Ratenformeln aus Abschnitt 3.2 berücksichtigt wird.

2.3 Photonenvervielfacher

In den DOMs ist der Photonenvervielfacher *Hamamatsu R7081-20* verbaut. Er besitzt eine hohe Verstärkung über 10 Dynoden und einen Dynamikbereich von 400 PE pro 15 ns, der auch bei höchst energetischen Leptonspuren nicht übersteuert. Die Verstärkung ist nahezu gleichförmig und unabhängig von der Eintrittsstelle des Photons auf der PMT-Oberfläche (Abbildung 2.9). Er hat eine schnelle Reaktionszeit von unter einer Nanosekunde und eine 10" (25,4 cm) große Kathodenoberfläche. Vor allem überzeugt die sehr geringe Dunkelrausrate: Bei einer Triggerschwelle von 0,3 PE, einer Verstärkung von 10^7 und abgekühlt auf tiefe Temperaturen um -40°C (alle Werte entsprechen realen Betriebsparametern) beträgt diese lediglich 470 Hz. Damit ist dieser PMT ideal zur Supernova-Detektion [45] und teils doppelt so gut wie die bei AMANDA verbauten, die Rausraten zwischen 300 und 1100 Hz zeigen.

2.3.1 Photoelektronpuls

Jeder Photonenvervielfacher hat eine eigene Antwort der Anodenspannung auf dasselbe eintreffende Licht. Somit muss jeder PMT individuell kalibriert werden, um dessen deponierte Ladung je Wellenzug in eine Anzahl an Photoelektronen übersetzen zu können. Prinzipiell werden zwei Fälle unterschieden: die Einzel- und die Vielphotoelektronpulse, SPE und MPE. Den SPEs kommt eine wichtigere Rolle zu, denn mit ihnen lässt sich die Anzahl und die zeitliche Ausbreitung der Photonen eines MPEs extrahieren.

Für die SPE-Kalibration wird die Ladung q_0 bestimmt, die dem Puls eines einzelnen Photoelektrons entspricht. Abbildung 2.8 links zeigt die Ladungsverteilung von direkt auf den DOMs angebrachten, sehr schwach blitzenden LEDs, mit denen sich SPE-Signale simulieren lassen. Drei Komponenten lassen sich erkennen: Das eigentliche, gaußförmige SPE-Signal überlagert von einem exponentiellen Abfall und ein steiler Pik am Anfang. Letzterer entsteht bei kleinen Ladungen aufgrund von an der ersten Dynode rückgestreuten primären Photoelektronen, die deshalb weniger Sekundärelektronen ausschlagen und somit weniger verstärkt werden. Er wird bezogen auf die Zeitentwicklung auch *Podest* genannt. Die Differenz von SPE-Maximum und Podest definiert $q_0 \equiv \text{SPE} \equiv 1 \text{ PE}$. Bei der standardmäßig gewählten Triggerschwelle von 0,25 PE werden Podest und Signal sicher getrennt, bei guter Nachweiseffizienz einzelner Photonen. Die zeitliche Entwicklung eines durchschnittlichen SPE-Pulses ist in Abbildung 2.8 rechts gezeigt. Durch Extrapolation des Pulsanstiegs auf die Nulllinie kann der Ankunftszeitpunkt des Photons (mit einer Genauigkeit von 3,3 ns, siehe oben) bestimmt werden. Auch hierfür ist eine genaue Kenntnis des Podests unerlässlich.

Für die Energiemessung hochenergetischer Schauer ist eine lineare Antwort auf viele gleichzeitige Photoelektronen wichtig: Die Linearität ist bei der üblichen Verstärkung gewährleistet bis zu einer Höhe von $\text{MPE} = 1000 \text{ PE}$ (entsprechend einem maximalen Strom von 60 mA), bevor eine Sättigung der Dynoden eintritt [73]. Für Vielphotoelektronpulse im linearen Bereich kann nun die aufgezeichnete Ladung $Q \equiv \text{MPE}$ einfach in die Anzahl der Photoelektronen N_{PE} übersetzt werden: $N_{PE} = Q/q_0$. Dann gilt auch, dass die gesamte Lichtmenge proportional zur Neutrinoenergie ist.

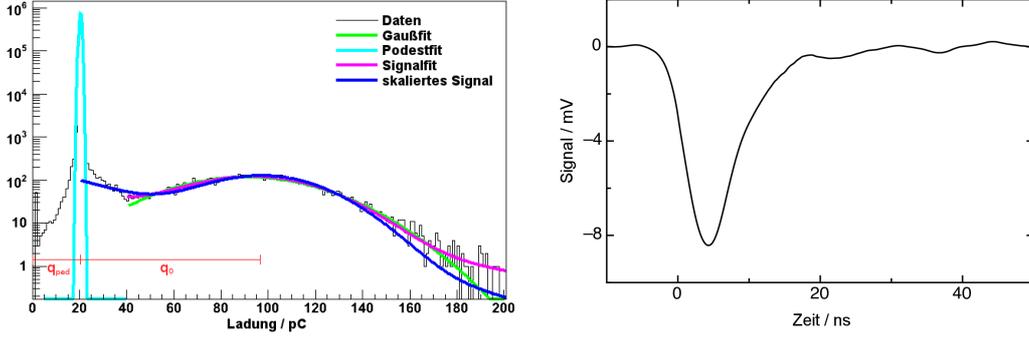


Abbildung 2.8: Das linke Bild zeigt eine typische SPE-Ladungsverteilung mit Signal, Podest und exponentiellem Abfall (die Verstärkung ist 10^8) [73].

Rechts ist eine typische SPE-Zeitentwicklung bei einer Verstärkung von 10^7 mit einer Breite von etwa 3,2 ns dargestellt [44]. Die Lichtankunftszeit kann jedoch wegen der hohen Auflösung aus der ansteigenden Flanke sechs mal genauer gemessen werden. Beide Verteilungen werden auch in der DOM-Software zu Kalibrationszwecken gespeichert.

2.3.2 Effizienzen

Die Effizienz des Photonenvervielfachers ist definiert als Verhältnis der vom PMT generierten Photoelektronen N_{PE} über alle in die Photokathode injizierten Photonen $N_{\gamma_{PMT}}$:

$$\epsilon(\lambda, x, y) = \epsilon_q(\lambda)\epsilon_c(x, y) = \frac{N_{PE}}{N_{\gamma_{PMT}}(\lambda, x, y)}$$

Sie ist eine Funktion des Ortes auf der Kathodenoberfläche und der Wellenlänge der einlaufenden Photonen. Sie wird aus messtechnischen Gründen separiert in die Quanteneffizienz ϵ_q , die ausschließlich die Wellenlängenabhängigkeit trägt und eine Eigenschaft des PMT-Glases und des Kathodenmaterials ist, und in die Sammeffizienz (*Collection Efficiency*) ϵ_c , welche nur ortsabhängig ist und geometrische Effekte berücksichtigt. Da die Kathodenoberfläche nicht von überall gleich gut erreicht werden kann, muss das Aufsammeln einfallender Photonen eine Funktion des Eintrittspunkts sein. Abbildung 2.9 stellt die Sammeffizienz vor; die Quanteneffizienz wurde bereits im Abbildung 2.5 unten gezeigt.

2.3.3 Nachpulsverhalten

Die Dunkelrausrate der Photonenvervielfacher erhöht sich um circa 59%, wenn diese in der Glassphäre eingebaut sind und verändert das zeitliche Spektrum der Rauschpulse derart, dass dieses bis zu einem Pulsabstand von 3 ms deutlich von einer Poissonverteilung abweicht. Dies kann in Abbildung 2.10 oben gesehen werden. Mehrere unabhängige Mechanismen, die im folgenden beschrieben werden, erklären diese Struktur.

Die Ionisation von Restgas durch Elektronen, die zwischen Dynoden beschleunigt werden, hat charakteristische, korrelierte Nachpulse bei 600 ns, 2 μ s und 8 μ s mit immer breiter werdenden Verteilungen zur Folge; insgesamt streuen die Nachpulse bis 11 μ s.

Die thermischen Rauschrate der Photonenvervielfacher, die durch das Richardsonsche Gesetz $\dot{N} \propto T^2 e^{-E_a/kT}$ beschrieben wird, ist bei den tiefen Temperaturen irrelevant. Ebenso kann der Beitrag des sehr reinen antarktischen Eises vernachlässigt werden, denn es zeigt nahezu keine Radioaktivität oder Biolumineszenz. Stattdessen dominiert ein unkorreliertes Nachpulsverhalten die Dunkelrausrate, welches intensiv in mehreren, zumeist in Mainz durchgeführten Arbeiten an

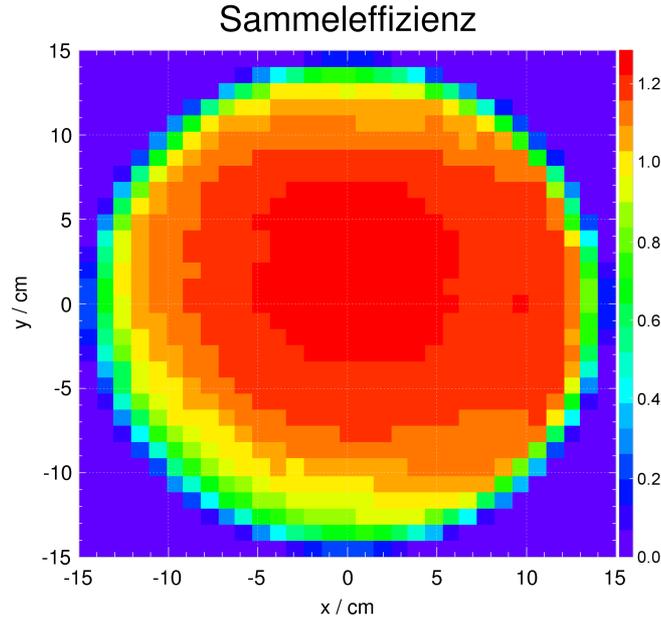


Abbildung 2.9: Zu sehen ist die normierte Sammeleffizienz, welche in Koordinaten der PMT-Oberfläche nach [49] geplottet ist. Die Position der Kathodenoberfläche ist klar zu erkennen: Sie ist etwas versetzt rechts von der Mitte untergebracht.

AMANDA-Modulen untersucht wurde und mit Szintillation in der Glashülle des Moduls erklärt werden konnte [36]: Ein einlaufendes Elektron oder Positron mit einer Energie $\gtrsim 0,02$ MeV ist in der Lage, mehrere Atome im Glas über Streuverluste zu ionisieren. Jene stammen überwiegend aus dem Zerfall radioaktiver Isotope der Uran- und Thorium-Reihe, die im Verhältnis von etwa 3:1 auftreten – es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass auch echte Ereignisse von einem solchen Nebeneffekt begleitet werden. Die daraus resultierenden Photonen treffen kurz nach dem initialen Lichtblitz auf der Kathodenoberfläche ein und es kommt zur typischen exponentiellen Zeitstruktur der Lumineszenz. Die ausschließlich in der Glassphäre und dem PMT-Glas entstehenden Lichtsignale sind weiterhin eine Funktion der Temperatur, da diese die Relaxationszeiten der Szintillation beeinflusst. Bei AMANDA werden insgesamt etwa 20 Photonen (1,9 PE) pro deponiertem MeV Energie erzeugt. Als hauptsächlicher Szintillator wurde Cer (Cerium, Ce) ausgemacht, das als Enttrübungsmittel in der Glasherstellung zum Einsatz kommt. Verglichen mit AMANDA wurde die Glasherstellung für IceCube jedoch stark verbessert: Der Anteil von Cer wurde verringert, weshalb auch die Szintillation abnehmen sollte, und die Radioaktivität müsste insgesamt durch die Verwendung von Natrium statt Kalium fünfmal geringer sein (die der schwereren Elemente bleibt jedoch). Da aber analoge Messungen zum Einfluss des Glases auf die Rauschraten für IceCube fehlen, können diese Effekte nicht quantifiziert werden.

2.3.4 Künstliche Totzeit

Diese Tatsachen motivierten die Einführung einer künstlichen Totzeit, um die Nachweissignifikanz des Detektors auf Supernovae zu maximieren. Letztere ist als Verhältnis aus Signalereignissen zu Detektorratenstreuung (dem Untergrund)

$$\mathfrak{s}(d, b) = \frac{N_{sig}}{\sigma_{det}} \quad (2.6)$$

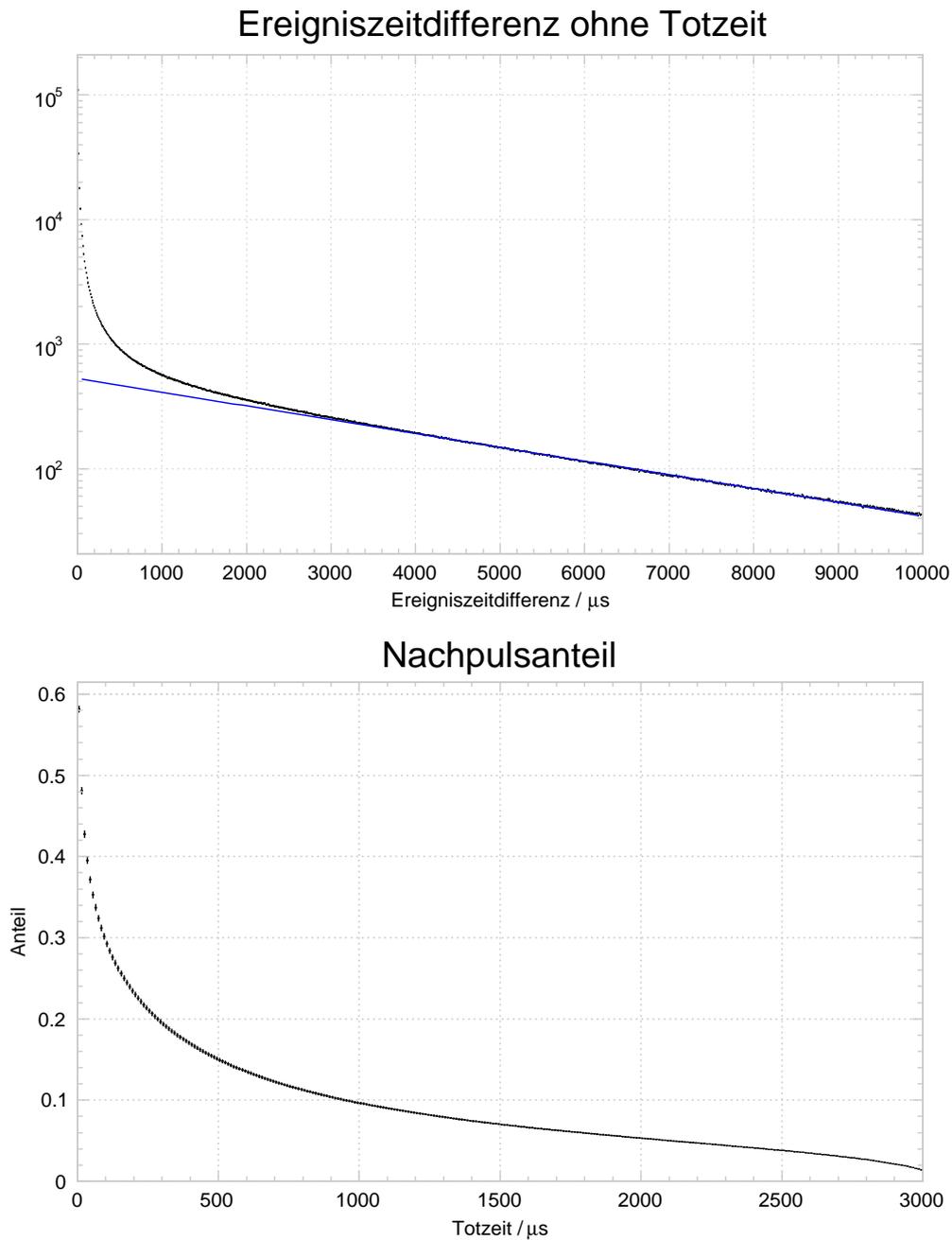


Abbildung 2.10: In der Saison 2007/8 wurden die Ereigniszeitstempel für alle DOMs der Trossen 39 und 49 gemessen. Die daraus generierte obere Verteilung ähnelt sehr dem, was bereits bei AMANDA festgestellt wurde: Bis etwa 3 ms ist der Einfluss des korrelierten Rauschens zu erkennen, welches klar über der blauen Linie der Exponentialanpassung liegt; 95 % aller Nachpulse ereignen sich bis 1 ms. Ad hoc lässt sich diese Pulsverteilung laut [36] mit vier Exponentialfunktionen anpassen – drei für die Szintillation und eine für das poissonische Rauschen.

Unten sieht man, wie sich der Anteil der Nachpulse mit anwachsender künstlicher Totzeit reduziert.

2 DETEKTOR

definiert und ist eine Funktion des Abstandes d zur Supernova und der Binbreite b der analysierten Daten. Hierfür wurde eine optimale künstliche Totzeit auf einem breiten Plateau von 150 bis 300 μs ermittelt [88]; 250 μs sind schließlich für IceCube (und AMANDA) gewählt worden – bei einem Nachpulsanteil von immer noch $\sim 20\%$. Dieses Ergebnis ist jedoch nur gültig, solange echte Ereignisse keine Nachpulse auslösen. Zudem verringert eine künstliche Totzeit die Verbreiterung der Ratenverteilung [28] (vergleiche Abschnitt 3.1.2.2), und sorgt damit messbar für deren Verbesserung.

Die mit einer Totzeit τ behafteten, gemessenen Raten R müssen mit

$$R_0 = \frac{N_0}{\Delta t} = \frac{N}{\Delta t - \tau N} = \frac{R}{1 - \tau R} \quad (2.7)$$

zur wahren Rate R_0 transformiert werden. Für Poissonsches Rauschen, welches einer zeitlichen Pulsverteilung

$$N(t) = N_0 \Delta T_b \mu e^{-\mu t}$$

beziehungsweise der Verteilung

$$p(n, \lambda) = \frac{(\lambda T)^n}{n!} e^{-\lambda T} \quad (2.8)$$

folgt, ist die Situation komplizierter [18]:

$$p(n, \lambda, \tau) = \sum_{k=0}^n \frac{\lambda^k (T - n\tau)^k}{k!} e^{\lambda(T - n\tau)} - \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\lambda^k (T - (n-1)\tau)^k}{k!} e^{\lambda(T - (n-1)\tau)} \quad (2.9)$$

Diese Formel weicht jedoch für IceCubes DOM-Parameter nicht merklich von Formel 2.8 ab (siehe Abschnitt 3.1.3.1). Die Totzeit der Supernova-Auslese wird ausschließlich bestimmt durch oben besprochene künstliche Totzeit, die jegliche hardwareseitige Totzeit (siehe Abschnitt 2.2.1) um ein Vielfaches übersteigt.

2.3.5 Untergrundrauschen

In diesem Abschnitt sollen alle noch nicht genannten physikalischen Vorgänge, also diejenigen nicht thermischer und elektrischer Ursache, die zu einem Untergrundrauschen der PMTs beitragen (können), genannt und deren Einfluss abgeschätzt werden.

Begonnen wird mit den extraplanetaren Neutrinoquellen – wie sich herausstellt, können diese allesamt ignoriert werden. Bereits deren größter Beitrag, nämlich die aus dem pp-Brennzyklus unserer Sonne stammenden Elektroneneutrinos, die den Detektor immerhin mit einem Fluss von $6 \times 10^{14} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, allerdings nur mit einer maximalen Energie von 0,42 MeV erreichen [11], induziert ein Signal von weniger als 0,002 Hz je DOM und ist damit nicht mehr vom Untergrund zu trennen. Der aufintegrierte Neutrinofluss aller galaktischen Sterne ist nochmals um das 5×10^{-9} -fache kleiner [11]. In dieser Größenordnung bewegt sich auch der diffuse Neutrinofluss, welcher sich aus allen bisher im Universum explodierten Supernovae zusammensetzt. Dessen Obergrenze wurde von Super-Kamiokande zu $1,2 \times 10^4 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (90% C.L.) bestimmt [80]. Der gleiche Detektor liefert auch das obere Limit von $2,26 \times 10^2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (90% C.L.) für die kosmische Neutrino-Hintergrundstrahlung im Energieintervall von 19-35 MeV [79], denn unter dieser Einschränkung werden die oben genannten solaren Neutrinos sicher diskriminiert.

Auch die erdgebundenen Neutrinoquellen besitzen bei weitem nicht die nötigen Flüsse, um in IceCube entdeckt zu werden: Neutrinos und Antineutrinos aus radioaktiven Zerfällen, die innerhalb des Erdmantels stattfinden, weisen Flüsse zwischen 10^{10} und $10^{11} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei Energien

von 0,3 bis 3 MeV (insbesondere die ^{40}K Linie bei 1,51 MeV) auf [11]. Als künstliche Neutrino-fabriken kommen in erster Linie Atomkraftwerke in Frage, welche typischerweise sechs Antielektronneutrinos pro Kernspaltung freisetzen. Der genaue Neutrinofluss wird von der sich zeitlich variierenden Zusammensetzung der Brennstoffe ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu sowie ^{241}Pu bestimmt und berechnet sich aus der thermalen Ausgangsleistung sowie der Spaltrate. Er kann mit $\phi_{AKW} \simeq 2,3 \times 10^{20} \text{ s}^{-1} \text{ GW}^{-1}$ genähert werden, bei maximalen Energien bis 4 MeV [74]. Die weltweit 436 in Betrieb befindlichen Atomkraftwerke haben eine Gesamtleistung von 370 GW und befinden sich nahezu alle zwischen dem 24 und 60° nördlicher Breite [40]. Für den Südpol folgt daraus ein Fluss von unter $5,1 \times 10^7 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ – bei entsprechend vernachlässigbarer Signalrate.

Weitere, Neutrino-unabhängige Ursachen erhöhten Rauschens sind die Tribolumineszenz des die Module unmittelbar umgebenden Eises sowie atmosphärische Myonen. Beider Lichtdeposition im Eis liefert einen konstanten Beitrag zur Rauschrate, der allerdings in ersterem Fall nur schwer abgeschätzt werden kann. Dennoch gibt es hierfür deutliche Anzeichen, welche in Abschnitt 3.1.3.2 erläutert werden. Im selben Abschnitt wird ebenfalls die Ratenerhöhung durch Tscherenkowlicht atmosphärischer Myonen quantifiziert. Dies ist aufgrund der recht genau zu bestimmenden jahreszeitlichen Rauschratevariation und der Myondatennahme von IceCube weitaus besser möglich. Es sei abschließend erwähnt, dass in der Atmosphäre erzeugten Neutrinos 10^{-6} -mal seltener auftreten als atmosphärische Myonen und deshalb keinen messbaren Beitrag zur Supernova-Scaler-Rate haben.

2.4 Datennahme

Dieser Abschnitt beschreibt kurz die Struktur und den Ablauf der Datennahme bei IceCube. Er ist möglichst allgemein gehalten und beschreibt den Datenfluss von dessen Entstehung im Modul bis hin zu den Analysen, die Myonen beziehungsweise Supernovae nachweisen. Es muss unterschieden werden zwischen dem Nachweis von hochenergetischen Neutrinowechselwirkungen ab 10 GeV, welche mehrheitlich Myonen (μ^\pm) erzeugen, und niederenergetischen Neutrinowechselwirkungen bis 100 MeV, bei denen Elektronen (e^\pm) entstehen. Beide stellen unterschiedliche Anforderungen an die Datennahme und werden daher auch zu weiten Teilen unabhängig in Hard- und Software behandelt.

2.4.1 Hardware

Die Datennahme (Datenakquisition, DAQ) hat die Aufgabe, in feiner Zeitaufösung und hoher Genauigkeit die sich über einen großen Wertebereich erstreckenden Modulsignale zu verarbeiten. Dafür wurde eine dezentrale DAQ implementiert, die den Messaufwand den einzelnen DOMs überträgt und deren Informationen zentral im IceCube-Labor (ICL) zur weiteren Verarbeitung zusammenführt. Das ICL ist ein eigenes Gebäude, das mittig über IceCube auf der Oberfläche des Eises steht. Dort sind die Computer zum Verwalten der einzelnen Trossen und zum Prozessieren der physikalischen Daten untergebracht. An jeweils einem *DOMHub*-Rechner sind alle DOMs einer Trosse über Schnittstellenkarten, die *DOM Receiver Boards* (DORs), angeschlossen. Eine DOR-Karte kann acht DOMs separat ansteuern: Sie programmiert und initiiert deren Aktionen zur Datennahme und Kalibration, kontrolliert deren Stromversorgung, überprüft auf eventuelles Fehlverhalten, synchronisiert deren Zeit, ruft deren Rohdaten etwa zehnmal pro Sekunde ab und leitet diese an die Analyserechner der übergeordneten DAQ weiter (siehe Abschnitt 2.4.2). Alle Computer sind ausschließlich handelsübliche Industrierechner, was deren Wartung und zukünftige Erweiterung ungemein erleichtert.

2 DETEKTOR

Trossenkabel. Ein Twisted-Pair-Kabel¹⁰ verbindet einen DOM mit einer DOR-Karte und überträgt sämtliche Daten für die Kommunikation und die Zeitsynchronisation (siehe unten) sowie eine Gleichspannung von ± 48 V, welche erst im Modul selbst auf eine Hochspannung (High Voltage, HV) von bis zu 2 kV für den Photonenvervielfacher und eine Niederspannung von 1,8 bis 3,3 V zum Betrieb der Hauptplatine transformiert wird. Beide Stromkreise sind getrennt durch eine Podestspannung, um irrtümliche Signale durch HV-Rauschen zu eliminieren und die Elektronik vor eventuellen Entladungen des Photonenvervielfachers zu schützen [44]. Ein Trossenkabel besteht insgesamt aus 16×4 Twisted-Pair-Kabeln zum Ansteuern der 60 daran befestigten DOMs und zum Übertragen der Koinzidenzsignale zwischen Nachbarn (siehe Abschnitt 2.2.1). Es hat einen Durchmesser von 3 cm und trägt sein Eigengewicht ohne nennbare Längenänderung, das heißt die Module frieren im gewünschten Abstand voneinander ein.

Datenübertragung. Die digitale Datenübertragung ist über den T1-Multiplexlevel¹¹ realisiert, der in Nordamerika und Japan in der Telefonie weite Verbreitung findet und eine maximale Übertragungsrate von 1544 MBit/s (193 MB/s) bietet. Die halbduplexe Kommunikation zwischen DOM und DOR-Karte erreicht in der Praxis Höchststraten von etwa 900 KB/s für die größten Kabellängen von 2,4 km [44] und hat damit genügend Spielraum verglichen mit der Trigger-Rate von etwa 2800 Hz, die im Mittel annähernd 5 KB/s (siehe Abschnitt 2.2.1) Daten liefert (bezogen auf den komplett ausgebauten Detektor, IC86). Zum Datentransfer wird ein auf TCP/IP¹² basierendes Protokoll verwendet, das fehlerhafte Daten und den Verlust einzelner Pakete unterbindet.

Zeitsynchronisation. In jedem Modul sorgt ein temperaturstabilisierter 20 MHz-Kristall (der auf 40 MHz gedoppelt wird) für seine individuelle Taktung. Hier wird der Nachteil des modularen Konzepts augenfällig, denn die Modulzeiten laufen aufgrund geringer Frequenzunterschiede der Kristalle auseinander und es muss eine periodische Synchronisation aller DOMs mit der Detektorzeit (IceCube Time, ICT) erfolgen. Für die zeitliche Auflösung wurde allerdings eine Obergrenze von 10 ns gefordert, denn für größere Werte werden Ereignisraten und Winkelauflösung negativ beeinflusst [41]. Der Photonenvervielfacher selbst setzt die untere Grenze auf 0,5 ns fest. Mit *RAPcal* (Reciprocal Active Pulsing Calibration) wurde am DESY in Zeuthen eine Methode entwickelt, die eine Zeitauflösung von unter 3 ns RMS über den gesamten Detektor und nur etwa 1 bis 2 ns RMS pro DOM erreicht [44]. Ein Testpuls wird von der DOR-Karte zum DOM geschickt, welches ihn digitalisiert und Zeitstempel aus vier Stützwerten des Samples extrahiert. Jene schickt es zusammen mit einem identischen Testpuls zurück. Auf der DOR-Karte wiederum werden ebensolche Zeitstempel aus dem Testpuls und aus ihnen eine (mittlere) Zeitdifferenz Δt_{DOR} bestimmt; genauso liefern die DOM-Zeitstempel ein Δt_{DOM} . Nun lässt sich leicht das Verhältnis der Oszillatorfrequenzen mit

$$\frac{\nu_{DOR}}{\nu_{DOM}} = \frac{\Delta t_{DOR}}{\Delta t_{DOM}}$$

berechnen. Da baugleiche Hardware für einen symmetrischen Signalweg sorgt, dauern Hin- und Rückweg exakt gleich lange. Die Signallaufzeit in eine Richtung ist gleich der halben Umlaufzeit und kann zur absoluten Zeitkorrektur herangezogen werden. Diese Methode dauert nur 1,4 ms

¹⁰Ein Twisted-Pair-Kabel besteht aus zwei verzwirbelten Adern. Diese Geometrie verringert den Einfluss äußerer magnetischer Felder.

¹¹In der Telekommunikation bedeutet *multiplexen* das gleichzeitige Übertragen mehrerer logischer Kanäle über einen physikalischen Kanal. In diesem Zusammenhang meint *halbduplex* einen wechselseitigen Betrieb, bei dem Informationen in beide Richtungen fließen können, allerdings nicht gleichzeitig. Dies halbiert klarerweise den maximal möglichen Datendurchsatz.

¹²Das *Transmission Control Protocol/Internet Protocol* (TCP/IP) ist quasi das Standardprotokoll des Internets. Eine der wichtigsten Eigenschaften ist das selbständige Erkennen von Übertragungsfehlern mittels zyklischer Redundanzprüfung, *Cyclic Redundancy Check* (CRC). Hierbei werden den Daten Prüfsummen vorangestellt und beim Empfänger kontrolliert.

und benötigt kaum Bandbreite. Sie aktualisiert den Unterschied von DOM-Zeit zu ICT zweimal in der Sekunde. Mit dieser Wiederholrate können auch kurze Fluktuationen der Oszillatorfrequenz korrigiert werden, denn trotz einer relativen Frequenzstabilität, der Allan-Varianz, von unter 3×10^{-11} über 5 s kommt es zu gelegentlichen Sprüngen. Ein GPS-Empfänger versorgt schließlich alle DOMHubs mit der UTC-Zeit, die den Datenpaketen der einzelnen DOMs hinzugefügt werden. Berücksichtigt man alle Unsicherheiten von RAPCal, GPS-Modul und DOMHub-Synchronisation, beträgt die Unsicherheit des UTC-Zeitstempels für das gesamte System 10 ns RMS über einen Zeitraum von 24 h.

2.4.2 Software

Eine schematische Übersicht des Datenstroms, beginnend bei den einzelnen Modulen bis zur Echtzeitanalyse, bietet Abbildung 2.11. Auf jedem Modul läuft individuell die *DOMApp*-Software, welche die aufgezeichneten Daten den darüberliegenden DAQ-Komponenten zur Verfügung stellt. Ihre Funktionsweise wurde bereits in Abschnitt 2.2 ausführlich beschrieben. Dezierte Rechner (*DOMHubs*) verwalten die DOMs trossenweise mittels der DOR-Karten und liefern auf Anfrage dem *StringHub* alle bis zu diesem Zeitpunkt gepufferten Daten.

StringHub. Der StringHub ist als Java-Applikation auf den Linux-basierenden DOMHubs implementiert und stellt die logische Schnittstelle (via `/proc`) zwischen den DOMs und den Komponenten der übergeordneten DAQ dar. Seine Aufgaben sind das Konfigurieren und Auslesen des kontinuierlichen Datenstroms aller 60 IceCube-DOMs einer Trosse und weiterer 4 IceTop-DOMs (baugleicher Hardware), die überhalb der entsprechenden Trosse auf der Eisoberfläche platziert und an der gleichen DOR-Karte angeschlossen sind. Der eingelesene Datenstrom wird in vier verschiedenen Kategorien für die Ereignisse, die Monitorinformationen, die Zeitkalibration (siehe Abschnitt 2.1.1) und die Supernova-Scaler-Daten separiert und solange zwischengespeichert, bis sie von den entsprechenden Verarbeitungskomponenten (respektive *EventBuilder*, *monBuilder*, *tCalBuilder* oder *snBuilder*) angefordert werden. Außerdem appliziert der StringHub trossenweite Filter und informiert die Trigger-Systeme von IceCube und IceTop über die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse.

pDAQ. Die Steuerung, Konfiguration und Überwachung des gesamten Detektors übernimmt die sogenannte *pDaq*. Sie vereint alle Programme, die ausschließlich für die Datenakquisition zuständig sind: Im vorigen Bild sind dies alle Elemente oberhalb der DOMHubs, aber exklusive der *Online*-Komponente, denn diese repräsentiert alle physikalischen Echtzeitanalysen. Die wichtigsten Aufgaben der *pDaq* sind die Verknüpfung der StringHubs mittels Javas RMI¹³, die Sortierung des globalen Datenstroms nach der Zeit und das Erzeugen von physikalischen Ereignissen, die schließlich an die Analyseprogramme – darunter auch an die *SNi3Daq* (Abschnitt 2.5) – weitergeleitet werden. Die auf IC86 extrapolierte Datenrate wird sich auf 12 MB/s (1 TB/d) bei einer Triggerrate von 2800 Hz belaufen.

Mehrere zur gleichen Zeit laufende Instanzen der *pDaq* ermöglichen ein Aufteilen des Detektors in mehrere Sub-Detektoren. Das ist vor allem zu Kalibrationszwecken vorteilhaft. Jeden Monat wird für alle Photonenvervielfacher die Verstärkung der Dunkelrauschräte in Abhängigkeit von der Hochspannung angepasst (DOMcal), um ein aktuelles Abbild des sich leicht verändernden Parameters zu bekommen. Hierfür wird der Detektor (im übertragenden Sinne) zweigeteilt: Je eine Hälfte nimmt weiterhin physikalische Daten, während die jeweils andere kalibriert wird. Währenddessen sinkt zwar die Nachweiseffizienz, die Laufzeit wird allerdings nicht unterbrochen.

¹³Die *Remote Method Invocation* (RMI) realisiert Interprozesskommunikation über Rechnergrenzen hinweg. Dabei werden Prozesse beziehungsweise Methoden von einem entfernten Computer über dezidierte Netzwerkports aufgerufen.

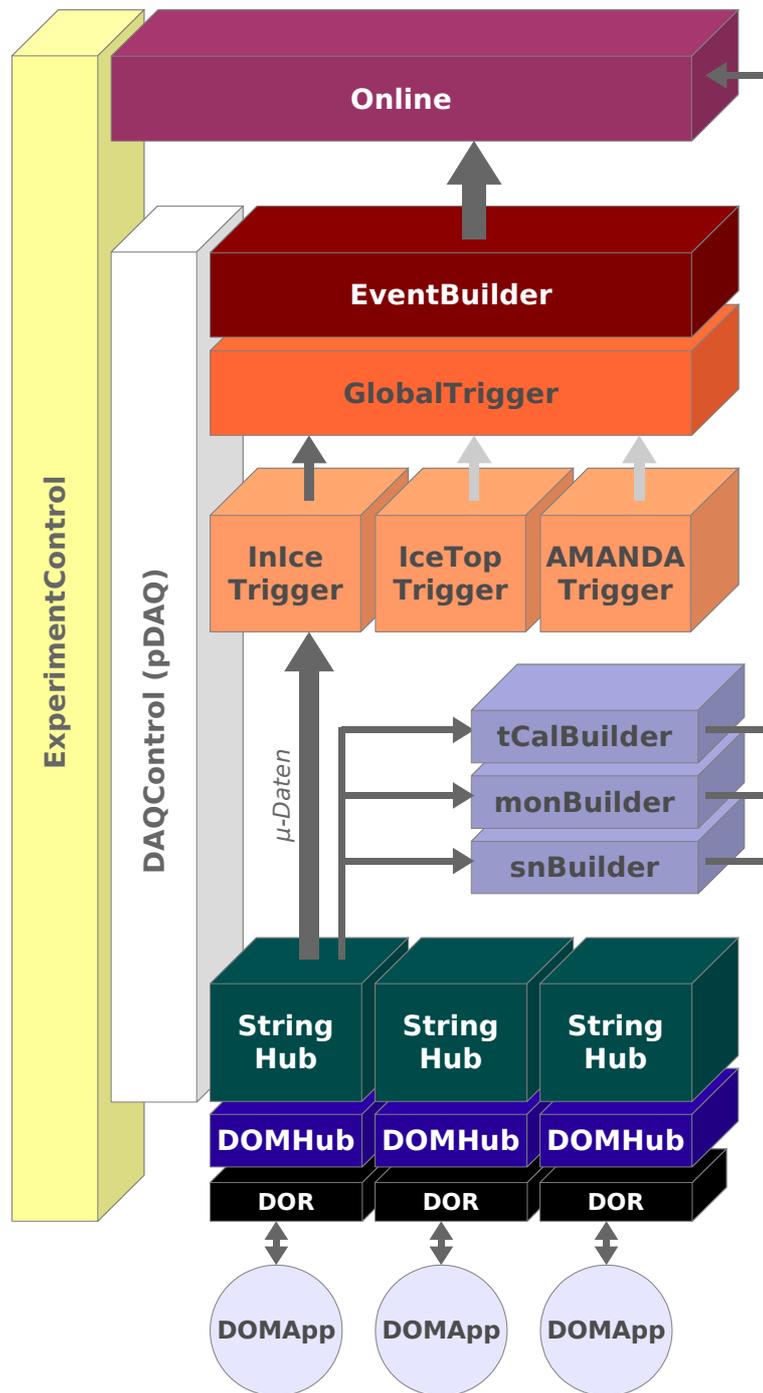


Abbildung 2.11: Der Datenfluss in IceCube (zu lesen von unten nach oben). Zur Erklärung der einzelnen Komponenten siehe im Text.

2.4.3 Infrastruktur

Alle Trossenkabel münden in das IceCube Labor auf der Eisoberfläche oberhalb des Detektors. Dort stehen alle Computer, die von der Datennahme, -filterung und -speicherung benötigt werden. Die niedrige Luftfeuchtigkeit am Südpol verursacht vermehrt eine statische Aufladung der Elektronik, welche deshalb eine reduzierte Lebenserwartung besitzt. Um Defekten zuvor zu kommen, wird die Hardware recht häufig (etwa alle zwei Jahre) erneuert. Zwar kommt es dennoch vereinzelt zu Fehlfunktionen, die stringente Modularität des Detektors hält diese jedoch effizient lokal begrenzt und unterbindet Komplettausfälle. Die einzigsten Perioden, in welchen IceCube seit seiner Inbetriebnahme keine Daten aufgezeichnet hat (und auch zukünftig keine Daten aufzeichnen wird) sind solche, bei denen die Datennahme-Software aktualisiert oder ein neuer Datennahmezyklus begonnen wurde. Letzterer wird leider von einer etwa einminütigen Pause begleitet. Insgesamt wies der Detektor für den in dieser Arbeit relevanten Zeitraum zwischen dem 2.8.2007 und dem 19.4.2009 eine Laufzeit von 14764 aus 15028 Stunden (98 %) auf, obwohl IceCube jeden antarktischen Sommer parallel zur Datennahme mit zusätzlichen Trossen erweitert wird.

Satellitenverbindung. Eine direkte Verbindung zum Südpol existiert täglich für etwa 10 h über die zwei Satelliten GOES-3 und TDRS-1¹⁴, von denen ausschließlich letzterer zum Kopieren der aufgezeichneten Daten in den Norden verwendet werden kann; ersterer eignet sich wegen seiner geringen Übertragungsrate nur zur Kommunikation mit dem Südpol. Die genehmigten maximalen Datenmengen für IceCube und IceTop liegen ab der Saison 2008/09 bei zusammen 55 GB/d (zuvor bei 35 GB/d) – das ist lediglich ein Neuntel der Rohdaten bei IC40. Aus diesem Grund werden bereits am Südpol Filter für die Messdaten angewandt, welche die physikalisch relevantesten Ereignisse zur Übertragung sondieren. Um zumindest die zeitliche Begrenzung der Satellitenverbindung zu umgehen, wird seit letzter Saison das *LiveSystem* für die Kommunikation und das Monitoring des Detektors eingesetzt. Es nutzt den *IRIDIUM*-Satellitenverbund¹⁵, der die gesamte Erde zu jeder Zeit abdeckt. Leider stellt dieser Übertragungskanal nur eine geringe Bandbreite in der Größenordnung von einigen KB zur Verfügung und kann deshalb neben der Überwachung lediglich zur Steuerung des Detektors genutzt werden.

2.5 Supernova-Suche

2.5.1 Analysesoftware

Die Programmierung der Supernova-Analysesoftware *SNi3Daq*, die aus AMANDAs älterer Version (*sndaq*) entstand, war der zeitintensivste aber auch notwendigste Teil der vorliegenden Arbeit. Mit ihr ist es IceCube möglich, nach Supernovae-Signalen zu suchen und diese zu analysieren. Etwa 5000 Module müssen mit individuellen Einstellungen bei gleichzeitiger Neustrukturierung

¹⁴Ursprünglich standen hierfür drei Satelliten zur Verfügung. Allerdings wurde MARISAT-2 wegen instabiler Umlaufbahn und daraus resultierender Gefahr für andere Satelliten am 30. November 2008 dekommissioniert und aus seiner Umlaufbahn gelenkt. Damit verkleinerte sich das Zeitfenster zum Südpol um etwa zwei Stunden.

¹⁵IRIDIUM ist ein Verbund aus 66 Satelliten, die in einer Höhe von durchschnittlich 785 km ein weltumspannendes Netz bilden. Dieses bietet zu jeder Zeit und von überall auf der Erde die Möglichkeit, mittels tragbarer Satellitentelefone oder -modems andere Endgeräte zu kontaktieren. Zusätzlich kann eine kleine Textnachricht mit einer maximalen Größe von 1,8 KB an eine festgelegte Email-Adresse verschickt werden – bei einer Verzögerung zwischen Sender und Empfänger von kaum 10 s. Dieses sogenannte *Short Burst Datagram* (SBD) nutzt auch das *LiveSystem* zur Übermittlung von Steuerbefehlen und Monitorinformationen.

Anfänglich von Motorola bis 1998 entwickelt und aus Kostengründen eingestellt, wurde IRIDIUM 2001 von einer eigens dafür gegründeten Gesellschaft fortgeführt und umgesetzt. Maßgebliches Interesse daran hatte das U.S.-amerikanische Verteidigungsministerium, der heutige Hauptnutzer des Systems.

Am 10. Februar 2009 wurde einer der Satelliten durch die Kollision mit einem russischen Kommunikationssatelliten zerstört und wurde von einem der acht (!) Reservesatelliten ersetzt. Ein solches Szenario schien den Entwicklern des IRIDIUM-Systems nicht abwegig gewesen zu sein.

2 DETEKTOR

der Rohdaten in Echtzeit verwaltet werden. Hierfür wurde das Datennahmesystem komplett überarbeitet und eine Reihe von Auswertungs- und Überwachungsprogrammen wurden hinzugefügt, damit Lösungen für standardisierte Analyseketten sowie eine rechtzeitige und konsistente Fehlererkennung vorliegen.

Erst die strikte Separierung zur im vorigen Abschnitt beschriebenen `pDAQ` ermöglichte einen effizienten Übergang zwischen beiden Detektoren, bei dem die erfolgreiche Konzeption weitestgehend erhalten blieb. Im Folgenden sollen die Grundlagen der Analysesoftware vorgestellt werden; das Datenformat der Roh- und Ausgabedateien wird ausführlicher in Anhang A erklärt.

Anforderungen. Die Anforderungen an ein Supernova-Datennahmesystem lassen sich in zwei Kategorien einteilen: Die technische Umsetzung und die physikalische Zielsetzung. Wie auch bei AMANDA ergeben sich technische Komplikationen in Bezug auf Installation und Wartung aus dem entlegenen Standort des Detektors. Für die meist jährlich wechselnden Überwinterer, die außerhalb der Polsaison den reibungslosen Detektorbetrieb sicherstellen, muss einfache Bedienbarkeit gewährleistet sein. Dies umfasst eine distributionsunabhängige Installationsroutine, ausführliche Protokollierung für den seltenen Fall einer Programmausnahme und ein stabiler und fehlertoleranter Algorithmus der `SNi3Daq`.

Weiterhin schränkt der maximal mögliche Satellitentransfer, den IceCube vom Südpol in die nördliche Hemisphäre übermitteln darf, stark den Umfang des zu speichernden Datenstroms ein. Mit einer Ratenauflösung von 0,5s beläuft sich die täglich im Mittel produzierte Datenmenge auf 0,7 GB für IC40. Außerdem wird das oben erwähnte IRIDIUM-Satellitennetz genutzt, um Monitorinformationen schnellstmöglich in den Norden zu transferieren und um das Datennahmesystem notfalls fernzusteuern.

Die physikalischen Anforderungen an die Datennahme sind eine ausreichend hohe Auslese-rate, um die zeitliche Struktur so fein auflösen zu können, dass physikalische Fragestellungen beantwortet werden können. Hierbei geben die zu erwartende Deleptonisierungsspitze und der darauf folgende rapide Luminositätsanstieg eine zeitliche Obergrenze von einigen Millisekunden vor (siehe Abschnitt 1.5.4). IceCubes effektive Auflösung von 2ms und die hohe Statistik der Ratenaufzeichnung sollten hierfür genügen.

Ein fast ununterbrochener Datenstrom soll verhindern, dass das nur recht kurz andauernde Supernova-Signal von einigen Sekunden während einer Übergangsphase verpasst wird – ein mehr als ärgerliches Szenario. Prinzipiell gibt es die Möglichkeit, bei abgeschalteter `pDAQ` die Raten in den Modulen selbst zu puffern und sie nach erfolgtem Neustart auszulesen. Die Umsetzung dieser Idee erfordert allerdings einen massiven Eingriff in die Programmierung der Module und der Datennahmesoftware und steht daher noch auf der Wunschliste.

Auch ist eine Echtzeitanalyse der einkommenden Rauschraten auf mögliche Supernova-Kandidaten und deren sofortige Weiterleitung an SNEWS (siehe Abschnitt 2.5.4) erwünscht. Wegen der nur temporär existierenden Internetverbindung erfolgt dies über eine Zwischenstation in Mainz, welche aber jederzeit über den IRIDIUM-Satellitenverbund mit geringer Bandbreite vom Südpol aus erreicht werden kann. Diese Verkettung stellt eine 24h-Konnektivität zwischen Südpol und BNL (Brookhaven National Laboratory) bereit.

Schnittstellen. `SNi3Daq` und `pDaq` müssen zur sinnvollen Datennahme und Echtzeitauswertung mindestens zwei Schnittstellen aufweisen: eine für die Rohdaten und eine für die Konfigurationsdaten. Die Rohdaten werden von der `pDaq` aufgenommen und enthalten die Scaler-Werte, also die aufsummierten Ereignisse pro Zeiteinheit, eines jeden DOMs inklusive des Auslesezeitstempels (siehe Abschnitt 2.4.2). Zur weiteren Verarbeitung werden sie von der `SNi3Daq` eingelesen. Diese bedient sich weiterhin einer `mySQL`-Datenbank, um die aktuelle Konfiguration pro Datennahmезyklus einzulesen. Der Datenfluss zwischen den beiden Programmen ist folglich strikt einseitig und bis auf die zwei erwähnten Schnittstellen sind beide Systeme unabhängig voneinander.

Bidirektionale Schnittstellen werden für die Steuerung beziehungsweise die Protokollierung (Monitoring) benötigt. Hierfür ist das `LiveSystem` aus Abschnitt 2.4.3 zuständig. Die wichtigsten Steuerbefehle und Statusinformationen können über ein verallgemeinertes Protokoll, das XML-RPC¹⁶, an dieses gesendet und bequem über einen Browser dargestellt werden. Kombiniert mit dem IRIDIUM-System ergibt sich so ein sehr flexibles und fast instantanes Überwachungsinstrument. In Anbetracht der großen Distanz von Detektor zu Kontrolleur und dessen gewünschter Ortsunabhängigkeit ist dies sicherlich eine der besten Lösungen.

Zeitliche Auflösung. Da der gesamte Detektor während der Datennahme als Netzwerk gesehen werden muss, ist die zeitliche Synchronität a priori nicht gegeben. Zwar werden die Rohdaten bereits in korrekter Reihenfolge geliefert, jedoch sind die DOMs untereinander nicht in Phase, denn jedes Modul hat seinen eigenen Taktgeber (siehe Abschnitt 2.2). Um also eine exakte zeitliche Übereinstimmung der Raten aller Module zu erlangen, müssen die Rohdaten komplett umstrukturiert und in ein globales Zeitraster eingeordnet werden. Wie später genauer erklärt werden wird, ist diese Vorgehensweise unabdingbar für die Supernova-Suche. Zu diesem Zweck wurde eine Auflösung von 2 ms gewählt, ein Wert, der – im Unterschied zu den recht unhandlichen 1,6384 ms der Rohdaten – eine einfache Transformation auf gröbere Zeitraster ermöglicht. Die ursprünglichen Einträge müssen als Ereignisdichte interpretiert werden und können somit auf die überlappenden Bins des 2 ms-Rasters verteilt werden. Problematisch ist hierbei, dass eine Gleichverteilung innerhalb eines Rohbins unterstellt wird, die im einzelnen nicht existiert. Die Ereignisraten werden daher über höchstens drei Bins des neuen Rasters verschmiert, jedoch beruht dieser Effekt allein auf der Asynchronität der Ausgangsdaten und kann nicht aufgehoben werden.

Wie im nächsten Abschnitt beschrieben, nutzt die Echtzeitanalyse zur Erhöhung der Signifikanz jedoch 0,5 s (und Vielfache davon) als kleinstes Raster und speichert die gesamten Raten nur in dieser Auflösung ab. Lediglich im Falle des Überschreitens der frei einstellbaren Trigger-Schwelle werden die Raten im feinsten Binning von 2 ms herausgeschrieben. Für den normalen Betrieb wäre dies nicht ratsam, denn in dieser Auflösung würde ein weitaus größerer Datenfluss produziert, als über den Satelliten gesendet werden könnte.

2.5.2 Analysealgorithmus

2.5.2.1 Theorie

Die Suche nach Supernova-Kandidaten beruht auf der grundsätzlichen Überlegung, die Stärke und Homogenität der Erleuchtung des Eises zu quantifizieren [4]. Setzt man sowohl untereinander als auch mit sich selbst unkorrelierte Modulraten r_i voraus, kann die *kollektive Ratenabweichung* $\Delta\mu$ vom Erwartungswert der Gesamttrahstrate als Maß für die Stärke einer Signatur über Maximierung der Likelihood

$$\mathcal{L}(\Delta\mu) = \prod_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_i} \exp \left\{ -\frac{(r_i - (\mu_i + \epsilon_i \Delta\mu))^2}{2\sigma_i^2} \right\} \quad (2.10)$$

zu jedem Zeitpunkt bestimmt werden. Die Einzelraten aller N_{DOM} optischen Module müssen zwingend einer Gaußverteilung mit Mittelwert μ_i und Breite σ_i folgen, wenn dieser Ansatz gültig bleiben soll. Um dies sicherzustellen, werden genügend große Messzeiten für die Raten gewählt, denn nach dem zentralen Grenzwertsatz geht jede unabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung bei ausreichend großer Anzahl unabhängiger, identisch verteilter Messwerte in eine Normalverteilung

¹⁶Der *XML-Remote Procedure Call* (XMLRPC) ist Quelltext, der es Software verschiedener Systeme ermöglicht, miteinander über ein TCP/IP-Netzwerk Datenpakete auszutauschen. Intern werden die Parameter und das Ergebnis in der *eXtensible Markup Language* (XML) übertragen.

2 DETEKTOR

über. Des weiteren ermöglicht der Faktor ϵ_i eine Normierung der modulspezifischen Quanteneffizienz für Tscherenkowlicht.

In der Praxis werden Likelihoodfunktionen aufgrund ihres großen Wertebereichs zuerst logarithmiert, bevor nach Extrema gesucht wird. Für die genannte Likelihood ergibt sich so ein aus der Statistik wohlbekannter Zusammenhang von

$$-2 \ln \mathfrak{L} + c = \chi^2(\Delta\mu) = \sum_{i=1}^{N_{DOM}} \left(\frac{r_i - \mu_i - \epsilon_i \Delta\mu}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.11)$$

Hier wird ersichtlich, dass eine Maximierung von Formel 2.10 gleichbedeutend ist zur Minimierung dieser Chi-Quadrat-Summe, welche ein direktes Maß für die Güte der Anpassung von $\Delta\mu$ an alle gemessenen Einzelraten ist. Sie ist die mit dem über den Detektor verstreuten Rauschen kompatibelste isotrope Erhellung. Die Berechnung des Minimums kann in diesem Fall analytisch durchgeführt werden und liefert eine kollektive Ratenabweichung von

$$\Delta\mu = \sigma_{\Delta\mu}^2 \cdot \sum_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{\epsilon_i (r_i - \mu_i)}{\sigma_i^2} \quad (2.12)$$

Deren Unsicherheit

$$\sigma_{\Delta\mu}^2 = \left(\sum_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{\epsilon_i^2}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

ergibt sich aus der Forderung, dass die Likelihood um eins wächst, falls der zu ermittelnde Parameter um seine Streuung vergrößert wird, $\mathfrak{L}(\Delta\mu \pm \sigma_{\Delta\mu}) \equiv \mathfrak{L}(\Delta\mu \pm 1)$.

Die Signifikanz $\mathfrak{s} = \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$ ist nun das gesuchte kompakte und schnell zu berechnende Maß für die Stärke der Detektorerhellung. Sie sollte bei reinem Untergrundrauschen ohne Beimischung eines externen Signals einer Gaußverteilung mit Mittelwert 0 und Breite 1 folgen. Für den Fall poissonverteilter Raten – also bei sehr viel kleineren Zeitbasen – ist aufgrund der aufwändigen numerischen Berechnungen keine analytische Lösung und damit auch keine Echtzeitanalyse möglich.

Da \mathfrak{s} auf den Fehler normiert wird, ist die Wahrscheinlichkeit, einen zufälligen Wert innerhalb einer bestimmten Breite zu finden, identisch mit der Breite gerechnet in Standardabweichungen; $\mathfrak{s} \leq 3$ wird also in 3σ (99,73%) aller Messungen erwartet. Abhängig von Messdauer und anvisierter Alarmrate wird so eine obere Grenze definiert, oberhalb derer von einem Supernova-Kandidaten gesprochen wird. Zwar werden dadurch hauptsächlich die statistischen Ausläufer der Signifikanzverteilung einen Alarm auslösen, dies jedoch in gut abschätzbarer Häufigkeit.

Zur Quantifizierung der zweiten wichtigen Kenngröße, der Homogenität der Detektorerleuchtung, wird das Zwischenergebnis der obigen Minimierung der Likelihood benutzt. Die Chi-Quadrat-Summe aus Formel 2.11 summiert die Abweichungen aller Modulraten von der kollektiven Ratenabweichung quadratisch auf und lässt somit auf die Isotropie schließen. Bei einem ideal homogen verteilten Signal würde jedes Modul im Rahmen seiner Effizienz eine um $\Delta\mu$ erhöhte mittlere Rate detektieren und somit wäre der Erwartungswert der Summe identisch zur Anzahl der Freiheitsgrade, $\langle \chi^2 \rangle = N_F = N_{DOM} - 1$. Die Analyse schneidet auf diese Größe, um starke lokale Ratenanstiege aufgrund von Modulfehlfunktionen nicht als vermeintliches Signal zu werten. Sobald das kalkulierte χ^2 außerhalb eines standardmäßig auf 99,9% gesetzten Intervalls liegt, wird ein mutmaßlicher Supernova-Kandidat verworfen.

Eigentlich ist die Chi-Quadrat-Verteilung rechtsschief, da hier jedoch mehrere Tausend Freiheitsgrade vorliegen, kann bedenkenlos die Näherung einer Gaußfunktion mit Mittelwert $\mu = N_F$ und Breite $\sigma = \sqrt{2N_F}$ verwendet werden, die dann auch symmetrisch ist. Damit ist die Berechnung der Schnittgrenzen schnell und vor allem analytisch durchführbar.

2.5.2.2 Umsetzung

Die wichtigste Frage bei der Umsetzung der oben ausgeführten theoretischen Überlegung ist die Wahl der Binbreite. Legt man ein exponentiell abfallendes Supernova-Signal mit einer Zeitkonstanten von 3 s zugrunde, was laut Abschnitt 1.5.4 eine akzeptable Näherung darstellt, ergibt sich aus der Maximierung von

$$s \propto \int_0^{\Delta t} e^{-t/\tau} dt / \sqrt{\Delta t}$$

die ideale Zeitbasis zu $\Delta t = 3,8$ s. Will man ein einfach zu handhabendes Zeitraster der Datennahme wählen, ist eine Zeitbasis von 4 s für unser Modell die beste Wahl. Zusätzlich läuft die Analyse noch in Zeitbasen von 500 ms und 10 s, um Modellabhängigkeiten und -unsicherheiten zu umgehen. Die 10 s stammen aus der Beobachtung der Supernova 1987A durch Kamiokande-II, welches Neutrinos über etwa diese Dauer beobachten konnte (siehe Abschnitt 1.5.6). Das feine 500 ms Raster eignet sich für den Nachweis von kurzen Neutrinoausbrüchen, wie sie zum Beispiel Supernovae begleiten, die sich nach dem Kernkollaps zu einem Schwarzen Loch entwickelt haben (siehe Abschnitt 1.5.4). Solange die Rechenleistung dies zulässt, lassen sich nach Bedarf beliebige weitere Zeitraster als Vielfache von 500 ms in die Analyse einbinden (was auch nach Auswertung der Detektorantwort auf die Modellvorhersage in Abschnitt 3.2.1 mit einer weiteren Binbreite von 1,5 s genutzt wird) – solange die Rechenleistung dies zulässt.

Die wichtigste Rolle in der technischen Umsetzung spielt jedoch die 500 ms-Zeitbasis: Sie fungiert als feinste Ratenauflösung im Analysebetrieb, denn auch die größeren Zeitbasen werden alle 500 ms neu berechnet. Als Folge daraus ergeben sich laufende, überlappende Zeitfenster für jedes heraufskalierte Raster (diejenigen in 4 und 10 s), die die Analyseparameter verschmieren. Dies bleibt glücklicherweise ohne Auswirkungen, da die hypothetische Signatur maximal innerhalb eines einzelnen 500 ms-Bins liegen wird. Die Effizienz, eine Supernova zu entdecken, wird somit nicht durch Binnierungseffekte vermindert. Die von der **SNi3D** derzeit erzeugten Ausgabedateien beinhalten also normalerweise die Raten aller Module pro 500 ms und die Analyseparameter aller drei Zeitbasen (für Details siehe Anhang A.2).

Wenn in irgendeiner der verwendeten Zeitraster die Signifikanz eine gewisse Schwelle überschreitet, werden zudem die Rohdaten in 2 ms Auflösung von 30 s vor bis 60 s nach dem Triggerzeitpunkt herausgeschrieben. Nach allen bisher existierenden Modellen umfassen diese Grenzen ein mögliches Supernova-Signal inklusive genügend Detektorrauschen zur adäquaten Untergrundbestimmung. Die Zeitbasis eines Triggers von nur 2 ms bietet ein detailliertes Abbild der Luminosität, was aus Sicht der Modelltheoretiker von unschätzbarem Wert ist (siehe Abschnitt 1.5.4). Weitere Triggerbedingungen sind eine homogene Erleuchtung, das heißt ein χ^2 -Wert nahe seinem Erwartungswert (siehe oben), und eine Mindestanzahl von 100 aktiven Modulen (siehe unten). Letztere Zahl ist willkürlich und dient bloß zum Abfangen extremer, theoretisch konstruierbarer Situationen wie zum Beispiel einem kurzzeitigem Ausfall der Hochspannungsversorgung. Da dies bis dato noch nicht vorgekommen ist – weder bei AMANDA noch bei IceCube – hat diese Bedingung keine praktische Relevanz. SNEWS wird zudem über den Zeitpunkt und die Güte eines Triggers informiert. Abschnitt 3.1.4.2 geht auf die Abschätzung der Triggerschwellen und die daraus folgende Rate fälschlicher Alarme ein.

Für die praktische Umsetzung einer kontinuierlichen Berechnung der Signifikanz und des Chi-Quadrats aus den Formeln 2.12, 2.13 und 2.11 sind gute Schätzer für die erwartete Rate μ_i und Streuung σ_i einzelner Module erforderlich. Hierfür wird ein dynamischer Speicher (Ringpuffer) von zur Zeit 660 s pro DOM verwendet, der um den Analysezeitpunkt zentriert ist, wobei die zentralen 60 s ausgenommen werden (Abbildung 2.12). Mit dieser Methode benötigt man keinerlei Vorwissen über das Ratenverhalten: Langzeittendenzen (vergleiche Abschnitt 3.1.3.2), werden auf diese Weise ebenso korrekt behandelt wie veränderte Detektorkonfigurationen, welche die Raten modifizieren könnten, beispielsweise durch andere Totzeitwerte. Allerdings findet die Analyse

2 DETEKTOR

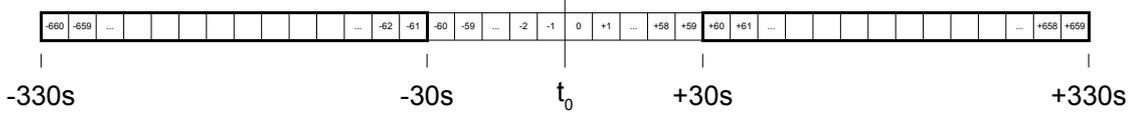


Abbildung 2.12: Fortlaufend werden alle statistischen Variablen aus einem dynamischen Zeitintervall um den analysierten Zeitpunkt herum berechnet, jedoch werden die zentralen Bins ignoriert, damit ein mögliches Signal die Berechnungen nicht verzerrt. Ein Intervall von $[-330; -30] \cup [+30; +330]$ s wird verwendet.

somit nicht mehr exakt in Echtzeit, sondern entsprechend um 330s verzögert statt. Dies gilt zwar auch für das Triggern von Supernova-Alarmen und deren Weiterleitung zu SNEWS, jedoch ist diese Zeitdifferenz unerheblich, denn das Licht einer Supernova kommt erst Stunden später auf der Erde an.

Die Größe des dynamischen Speichers ist empirisch: Sie stellt einen Kompromiss zwischen Genauigkeit der extrahierten Größen, Speicherbedarf und Trend einzelner Module dar. Eine Änderung der den Puffer bestimmenden Variablen ist leicht vorzunehmen und beeinflusst direkt die Qualität der Schätzwerte von Rate und vor allem von deren Streuung.

2.5.2.3 Einschränkungen

Die obige Abhandlung ist idealisiert. Tatsächlich ergeben sich einige Korrekturen der angenommenen und berechneten Größen. Zum einen ist die Schätzung der Streuung (Formel 2.13) ungenau, denn alle Eingangsgrößen der Signalthypothese aus Formel 2.12 sind fehlerbehaftet. Diese kann zu

$$\Delta\mu = \left(\sum_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{\epsilon_i^2 (N_{MAv} - 1)}{\sum_k r_{ik}^2 - (\sum_k r_{ik})^2 / N_{MAv}} \right)^{-1} \sum_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{\epsilon_i^2 (N_{MAv} - 1) (r_i - \sum_k r_{ik} / N_{MAv})}{\sum_k r_{ik}^2 - (\sum_k r_{ik})^2 / N_{MAv}}$$

umgeschrieben werden, wenn der Mittelwert und die Streuung durch die entsprechenden Summenformeln basierend auf den Raten der einzelnen Module r_{ik} mit $k \in [1; N_{MAv}]$ ersetzt werden. Die r_{ik} stammen aus dem oben beschriebenen Ringpuffer, der üblicherweise eine Größe von $N_{MAv} = 1200$ hat. Mit diesem Ansatz erhält man für die Streuung der Signalthypothese

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta\mu}^2 |_{\text{exakt}} &= \sum_{i=1}^{N_{DOM}} \left(\frac{\partial \Delta\mu}{\partial r_i} \Delta r_i \right)^2 + \sum_{i=1}^{N_{DOM}} \sum_{k=1}^{N_{MAv}} \left(\frac{\partial \Delta\mu}{\partial r_{ik}} \Delta r_{ik} \right)^2 \\ &= \sigma_{\Delta\mu}^2 \left(1 + \frac{1}{N_{MAv}} + \frac{4}{(N_{MAv} - 1)} \sum_i^{N_{DOM}} \epsilon_i^2 \left(\frac{\epsilon_i \Delta\mu - r_i + \mu_i}{\sigma_i^2} \right)^2 \right) \\ &\approx \sigma_{\Delta\mu}^2 \left(1 + \frac{5}{N_{MAv}} \right) \end{aligned}$$

Die exakte Berechnung ist jedoch wegen der geringen Abweichung von 0,2% vernachlässigbar.

Zum anderen sind die Ratenverteilungen der einzelnen Module nicht gaußförmig, sondern leicht rechtsschief: Es existiert also eine Überhöhung größerer Raten, die nicht mit einer zugrundegelegten Poissonstatistik erklärt werden kann. Abschnitt 3.1.3.1 befasst sich ausführlich mit dieser Tatsache. Wie dort beschrieben, wird zur Rekonstruktion des Ratenverhaltens letztlich eine logarithmische Normalverteilung verwendet, welche eine sehr viel bessere Übereinstimmung mit den Daten zeigt als eine Gaußverteilung. Als Konsequenz dieser überraschenden Tatsache muss die oben angeführte Herleitung zur Signifikanzformel angepasst werden. Im Wesentlichen handelt es sich um die Transformation $r_i \mapsto \ln(r_i - s_i)$ mit s_i als Schubparameter, welche auf Formel 2.10 angewendet werden muss. Damit bleibt $\Delta\mu$ nahezu gleich und $\sigma_{\Delta\mu}$ variiert um lediglich

−0,3%: Die Verwendung der gewöhnlichen statt der logarithmischen Normalverteilung ist somit vertretbar.

Es soll an dieser Stelle ausdrücklich erwähnt werden, dass die gemessene Breite der Signifikanzverteilung deutlich über dem Erwartungswert von 1 liegt und in keinster Weise von obigen Näherungen erklärt werden kann. Abschnitt 3.1.3 geht auf diese Problematik ein und macht den Beitrag atmosphärischer Myonen als mögliche Ursache dafür aus.

Zukünftig muss noch das tiefenabhängige effektive Volumen in der Analyse berücksichtigt werden, welches die Signifikanz auf die modulspezifischen Effizienzen ϵ_i korrigiert. Deren Breite würde aufgrund der zusätzlich berücksichtigten Informationen tendenziell kleiner werden und damit die Reichweite des Detektors erhöhen. Zur Zeit sind alle Effizienzen identisch eins gesetzt, denn die Umsetzung erfordert einen größeren Eingriff in die Analyseklasse, damit für jedes Zeitfenster bei eventuell variierender Anzahl aktiver Kanäle die Normierung $\sum_i^{N_{DOM}} \epsilon_i = N_{DOM}$ gewährleistet ist.

2.5.3 Modulqualifikation

Der zuvor behandelte dynamische Speicher wird auch zur Echtzeitüberprüfung des Ratenverhaltens, ergo der Verlässlichkeit einzelner Module herangezogen. Überwacht werden zeitweise Ausfälle (Nullraten), einzelne Spitzen, Raten nahe bei Null, Schwankungen und Trends mit Hilfe eines überschaubaren Satzes statistischer Parameter. Diese sind die Verbreiterung \sqrt{f} (siehe Formel 3.1) und das erste bis dritte Moment der Ratenverteilung, namentlich der Mittelwert μ , die Standardabweichung σ und die Schiefe s . Mit ihnen können alle interessanten Qualitätsparameter – also die Größen, die Aufschluss über die Störung geben – gebildet werden. Zur Vermeidung des beschriebenen Fehlverhaltens werden geeignete Schnitte auf die Qualitätsparameter definiert. Die oberen und unteren Grenzen der Schnitte müssen aus den Daten gewonnen werden. Alle Kriterien werden bezüglich des aktuellen 500 ms-Bins überprüft. Sollte nur ein Parameter von den Vorgaben abweichen, wird das betroffene Modul für dieses Bin von der Analyse ausgeschlossen.

Die gerade beschriebene Praxis wurde für den AMANDA-Detektor eingeführt, der mit seiner sehr viel fehleranfälligeren Hardware robuste Kriterien zur Diskriminierung einzelner Module erforderte. IceCubes Module hingegen weisen eine erheblich bessere Stabilität auf. Somit werden nur einige wenige DOMs diskriminiert – insbesondere neu installierte, die noch nicht vollständig eingefroren sind. Abschnitt 3.1.2 widmet sich ausführlich der Qualitätsuntersuchung gemessener Daten.

2.5.4 Alarmmeldungen

Neutrinos aus Supernovae sind prompt, das heißt sie werden nahezu unmittelbar nach dem Kernkollaps emittiert – im Gegensatz zu elektromagnetischer Strahlung, die erst Stunden oder Tage später abgestrahlt wird. Man kann die Zeitdifferenz also nutzen, um Teleskope frühzeitig vorzubereiten und auszurichten (falls Richtungsinformationen vorliegen), und gibt Astronomen die seltene Chance, früheste Lichtsignale vom Explodieren eines Sterns aufzuzeichnen. Interessant ist hierbei der mögliche Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Explosionsmechanismus und der Zusammensetzung der äußeren Sternschichten. Bis dato gibt es nur eine einzige Beobachtung einer Supernova in einem extrem frühen Stadium: Namentlich die *SN2008D*, die mit einem Alter von höchstens zwei Tagen entdeckt wurde [89] – allerdings in einer Entfernung von 27 Mpc und damit weit außerhalb der Reichweite von Neutrinoobservatorien.

2.5.4.1 SNEWS

Das Supernova Early Warning System (SNEWS) erfüllt genau diesen Zweck der schnellen und zuverlässigen Benachrichtigung von Astronomen über eine bevorstehende Supernova [8]. Die beteiligten Experimente sind Super-Kamiokande, LVD und AMANDA; SNO war bis zu seiner Ab-

2 DETEKTOR

Tabelle 2.2: Basierend auf den Informationen aus [84, 13, 17, 87, 79, 16] sind für die derzeitigen Detektoren jeweils die Energieschwelle E_{thr} , die aktive Masse m_{ac} und die Anzahl der Ereignisse N_{SN} einer (standardisierten) Supernova in 10 kpc Entfernung aufgelistet. Die aktiven Massen von IceCube und AMANDA lassen sich wegen des Nicht-Überlappens aktiver Volumina mit $m_{ac} = V_{eff}^e \langle E_e \rangle N_{DOM}$ berechnen; für die hier angegebenen Werte wurde als mittlere Energie $\langle E_e \rangle = 15$ MeV gewählt. Die unteren, durch eine Linie abgesetzten Detektoren sind bereits abgeschaltet, aber dennoch aufgrund ihrer bisherigen Messungen (beziehungsweise der engen Verwandtschaft mit IceCube) erwähnenswert.

Detektor	Typ	Standort	E_{thr}/MeV	m_{ac}/kton	N_{SN}
IceCube	H ₂ O/Trossen	Antarktis	1,8	2625	850000
Super-Kamiokande	H ₂ O/Tank	Japan	5	32	10000
LVD	C _n H _{2n}	Italien	4/7	1	400
KamLAND	C _n H _{2n}	Japan	1,8	1	400
Mini-BooNE	C _n H _{2n}	USA	1,8	0,7	190
Borexino	C _n H _{2n}	Italien	1,8	0,3	110
Icarus	LAr	Italien	5	3	100
BUST (Baksan)	C _n H _{2n}	Russland	8	0,33	70
AMANDA (+2009)	H ₂ O/Trossen	Antarktis	1,8	120	65000
IMB (+1991)	H ₂ O/Tank	USA	10	8	940
SNO (+2006)	D ₂ O	Kanada	5	1	780

schaltung 2006 Mitglied und IceCube sowie Borexino befinden sich zur Zeit noch in der Testphase. Jeder Detektor sendet seine Supernova-Kandidaten in Form eines kompakten Datagramms, welches meist nur den Zeitstempel (bei Super-K zusätzlich noch die Richtung) enthält, verschlüsselt an den SNEWS-Server im Brookhaven National Laboratory (BNL) und an dessen Stellvertreter an der Universität Bologna. Sollten dort Alarme mindestens zweier Experimenten innerhalb von 10s eingehen, von denen mindestens zwei eine mit der Poissonstatistik verträgliche Alarmrate während des letzten Monats aufweisen, so werden PGP-signierte¹⁷ Emails an alle Abonnenten verschickt. Neben den beteiligten Experimenten sind dies vor allem Amateurastronomen, die aufgrund ihrer großflächigen Beobachtungen und ihrer Erfahrungen hervorragend auf die recht ungenauen Angaben über die zu erwartende Supernova reagieren können [85].

SNEWS erlaubt nur einen einzigen Fehlalarm pro Jahrhundert. Erreicht wird dies durch bereits erwähntes, nur 10s große Koinzidenzzeitfenster und eine Höchststrate von einem Alarm innerhalb von 10 Tagen je Experiment, was den bei jedem Detektor vorkommenden nicht-poissonschen Untergrund eliminiert. Somit kann einem einzelnen Alarm enormes Vertrauen entgegengebracht werden.

2.6 Andere Neutrinodetektoren

Dieser Abschnitt nennt die für die Supernova-Detektion relevanten und zur Zeit in Betrieb befindlichen Neutrinooteleskope. Sie werden in Tabelle 2.2 aufgeführt. Prinzipiell entscheidet das Nachweismedium der Detektoren über deren Fähigkeit, bestimmte Neutrinoeigenschaften zu messen (siehe Tabelle 2.3). Mit Ausnahme von Super-Kamiokande hat ein einzelner Detektor nur einen sehr begrenzten Einblick in die Charakteristika einer Kernkollaps-Supernova. Für umfassende Aussagen zu Spektrum, Luminosität und Oszillation der Neutrinos müssen die Messungen mehrerer Detektoren¹⁸ kombiniert werden (siehe Abschnitt 1.4). Die vielversprechendsten hiervon

¹⁷ *Pretty Good Privacy* (PGP) ist eine Methode zur Verschlüsselung und Authentifizierung von Daten.

¹⁸ Auch Gravitationswellen-Detektoren eignen sich prinzipiell zum Nachweis von Supernovae. Sie ermöglichen auch eine indirekte Flugzeitmessung und damit eine Bestimmung der Neutrinomasse [8].

Tabelle 2.3: Ob die Energie, der Ankunftszeitpunkt oder die Richtung eintreffender Neutrinos gemessen werden kann, hängt in erster Linie vom Nachweismedium ab. Zusätzlich bestimmt dieses, welche Neutrinogeneration hauptsächlich im Detektor wechselwirkt – dennoch existieren für die meisten Nachweismedien zusätzliche Kanäle, die auch die anderen Flavour zum Signal beitragen lassen. Die beiden letzten Zeilen listen Materialien auf, die in aktuellen Detektoren noch nicht beziehungsweise nicht mehr zum Einsatz kommen [8].

Nachweismedium/-art	Material	Energie	Zeit	Richtung	Flavour
Szintillator	C_nH_{2n}	●	●	○	$\bar{\nu}_e$
Wasser (Tank)	H_2O	●	●	●	$\bar{\nu}_e$
	D_2O (CC)	●	●	●	$\nu_e, \bar{\nu}_e$
	D_2O (NC)	○	●	○	(alle)
Wasser (Trossen)	H_2O	○	●	○	$\bar{\nu}_e$
Flüssiges Argon	Ar	●	●	●	ν_e
Schwere Isotope	Pb, Fe	●	●	○	(alle)
Radiochemisch	$^{37}Cl, ^{71}Ga$	○	○	○	ν_e

werden (auch im Hinblick auf die Unterschiede zu IceCube) im Folgenden beschrieben und deren Resultate zur bisherigen Supernova-Suche werden vorgestellt.

Super-K. Für den Einzelnachweis einer Supernova ist *Super-Kamiokande* am sensitivsten: Bei hoher Ereignisrate würde das Energiespektrum und die Richtung der Elektronneutrinos gemessen werden. Mit den anderen zur Zeit laufenden Experimenten ist eine Triangulation über die Ankunftszeit schwierig bis unmöglich, lediglich Super-K kann einen Kegel von etwa 25° für ein 10 MeV-Positron auflösen [63]. Außerdem liegt seine Nachweiseffizienz für Supernovae bis weit hinter die Magellanschen Wolken bei 100 % [48] und sogar aus der 760 kpc entfernten Andromeda-Galaxie würden noch 1-2 Ereignisse detektiert werden. Erreicht wird dies durch eine sehr effektive Untergrundunterdrückung einerseits durch die Schwerpunktsbestimmung der Detektorerleuchtung und andererseits mittels der Richtungsinformation, die beide für Rauschen homogen verteilt sein sollten. Die obere Grenze auf Kernkollaps-Supernovae innerhalb von 100 kpc, die von Super-K zwischen den Jahren 1996 und 2007 mit einer effektiven Laufzeit von 2589,2 Tagen bestimmt wurde, liegt bei 0,32 SN/y (90 % C.L.) [48]. Zudem wurden keine Signaturen gefunden, die auf eine Deleptonisierungsspitze gefolgt von einem plötzlichen Signalabbruch schließen lassen, wie es bei der Entstehung eines Schwarzen Lochs der Fall wäre.

LVD. Der *Large Volume Detector* wurde in erster Linie zur Suche nach Supernova-Neutrinos aus der Milchstraße aufgebaut, was von 1992 bis 2001 dauerte. Seitdem bilden die insgesamt 840 (segmentierten) Szintillationszähler eine aktive Masse von 1 kton und detektierten im Falle einer 10 kpc entfernten Supernova etwa 400 Ereignisse, deren Ankunftszeitpunkt auf $1 \mu s$ und deren Energie auf $\sigma_E/E = 0,07 + 0,23/\sqrt{E/\text{MeV}}$ genau rekonstruiert werden kann [3]. Wie bei den meisten derzeitigen Detektoren ist der inverse Betazerfall mit etwa 90 % der dominierende Kanal; Neutrinostreuung und Elektronneutrinoeinfang an Kohlenstoff stellen die restlichen 10 %. Während 14 Jahren Datennahme gab es keine Hinweise auf eine Kernkollaps-Supernova entsprechend einer Obergrenze von 0,18 SN/y (90 % C.L.) [86].

Borexino. Wie beide zuvor beschriebenen Experimente ist auch *Borexino* Mitglied bei SNEWS (siehe Abschnitt 2.5.4). Sein Hauptanliegen ist die Vermessung der sub-MeV-Sonnenneutrinos insbesondere der monoenergetischen Linie bei 862 keV aus dem Elektroneneinfang an 7Be . Aus

2 DETEKTOR

diesem Grund ist der Detektor für die Spektroskopie niederenergetischer Neutrinos hervorragend geeignet. Im verwendeten, ultrareinen Flüssigszintillator würden die aus einer Supernova stammenden $\bar{\nu}_e$ über inversen Betazerfall sowie (hauptsächlich) ν_x über Streuung an Kohlenstoff nachgewiesen werden; beide Kanäle treten im Verhältnis von 8:3 auf. Da das Experiment erst seit 2007 physikalische Daten nimmt, liegen noch keine Analysen bezüglich Supernovae vor.

AMANDA. Als Vorgänger von IceCube hat das *Antarctic Muon And Neutrino Detector Array* gute Dienste erwiesen. Während seines Betriebs zwischen 1996 und 2009 konnten wertvolle Erfahrungen zum Betreiben eines derartigen Detektors am Südpol gesammelt werden, welche in die Planung und den Aufbau des neuen Neutrinoobservatoriums flossen. Leider wurden keine Quellen hochenergetischer Neutrinos entdeckt, dafür konnten aber die besten Obergrenzen auf die Flüsse galaktischer und atmosphärischer Neutrinos gesetzt werden [1].

Die Supernova-Datennahme AMANDAs wurde von 2000 bis 2009 betrieben. Aufgrund der effektiv zehnmal kleineren Modulanzahl, des stärkeren Rauschens einzelner Module (hauptsächlich wegen der ^{40}K -Zerfälle im Glas) und einer um 30 % geringeren Modulakzeptanz (vor allem wegen der kleineren PMTs) besitzt AMANDA nur etwa ein Zehntel der Sensitivität von IceCube. Damit ist dessen Nachweis von Supernovae begrenzt auf 81 % unserer Galaxis. Bis Ende 2004 lag die Obergrenze der Supernovarate bei 1,8 SN/y (90 % C.L.) [28].

Mit anderen Experimenten wie zum Beispiel *ANTARES* (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental Research) oder *BDUNT* (Baikal Deep Underwater Neutrino Telescope), die nach dem gleichen Prinzip wie AMANDA und IceCube Trossen aus Photonenvervielfachern in (diesmal flüssigem) Wasser betreiben, kann eine Supernova nur schwer nachgewiesen werden. Der Grund hierfür sind die um einige Größenordnungen höheren Dunkelrauschraten der PMTs, wie zum Beispiel 70 kHz bei *ANTARES* [21], aufgrund von Biolumineszenz und natürlicher Radioaktivität.

3 ANALYSE

Das letzten Kapitel geht auf die durchgeführten Analysen ein. Diese umfassen zu allererst eine ausführliche Qualitätsuntersuchung der Raten, wie sie von der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und implementierten Datennahme-Software aufgezeichnet wurden. Hierfür werden ausschließlich bereinigte Datensätze verwendet, welche bestimmte, im Weiteren genannte Kriterien erfüllen. Es wird Einblick in die Resultate der Echtzeitanalyse gegeben. Insbesondere wird die Triggersystematik untersucht und anhand eines markanten Supernova-Kandidaten präsentiert. Abschließend werden die Signaturen zweier Supernova-Modelle simuliert, um damit die Unterscheidbarkeit bestimmter theoretischer Vorhersagen auszuloten und eine Detektionsreichweite anzugeben, innerhalb derer IceCube Standard-Supernovae nachweisen können wird.

3.1 Datenqualität

Für eine erfolgreiche physikalische Analyse der mit IceCube aufgezeichneten Daten ist ein tiefgehendes Verständnis des Detektorverhaltens unabdingbar. Konkret bedeutet dies, dass das Rauschverhalten der DOMs sowohl einzeln als auch kollektiv ausführlich beschrieben, klassifiziert und schließlich mit Simulationen verglichen werden muß. Diese Thematik ist Gegenstand des vorliegenden Abschnitts.

Generell werden zwei große Datensätze behandelt, die den Ausbaustufen von IceCube entsprechen: IC22 und IC40 entsprechend 22 beziehungsweise 40 betriebenen Trossen. Der IC22-Datensatz hat eine effektive Laufzeit von 211 Tagen bei einer zeitlichen Abdeckung von 86 % und überdeckt die Zeitspanne vom 2. August 2007 bis zum 5. April 2008; der IC40-Datensatz hat eine effektive Laufzeit von 345 Tagen bei einer zeitlichen Abdeckung von 92 % und überdeckt die Zeitspanne vom 9. April 2008 bis zum 19. April 2009. Zur Zeit der ersten Konfiguration (IC9) wurden noch keine Supernova-Daten aufgezeichnet, und die aktuelle Konfiguration (IC59), die ab Ende Mai 2009 begonnen wurde, weist noch zu wenig Statistik auf. Für die Datensätze werden erfolgreich beendete, physikalische Läufe genutzt, die ausnahmslos die Bedingungen erfüllen, dass (a) deren Dauer 600 s überschreitet¹, dass (b) keine künstlichen Lichtquellen im Detektor eingeschaltet waren, dass (c) eine valide Konfiguration verwendet wurde beziehungsweise keine Tests am Detektor statt fanden, und dass (d) sämtliche Komponenten des Detektors von der Datennahmesoftware als stabil eingeschätzt wurden.

Die untersuchten Messungen stellen daher nur den idealen beziehungsweise fehlerfreien Anteil aller von der Echtzeitanalyse abgearbeiteten Messungen. Eine kurze Diskussion zur Verlässlichkeit der Datennahmesoftware und deren Umgang mit defekten Rohdaten soll deshalb der Abhandlung zur Datenqualität vorangestellt werden.

3.1.1 Verlässlichkeit der Datennahmesoftware

Alle Untersuchungen sind von einem fehlerfreien Aufzeichnen und Bearbeiten der Rohdaten durch die zugrunde liegende Datennahmesoftware abhängig, deren Konsistenz in diesem und den folgenden Abschnitten behandelt und bestätigt wird. Der von ihr verarbeitete Datenstrom für die Supernova-Analyse wird ausführlich in Kapitel 2 beschrieben und durchläuft zusammengefasst folgende Schritte:

¹Erst ab Laufzeiten von 600 s liegen Analyseergebnisse vor, denn der Ringpuffer (ebendieser Größe) muss zuerst gefüllt sein, bevor die Berechnung der statistischen Parameter erfolgt; vergleiche hierzu Abschnitt 2.5.2.2.

3 ANALYSE

1. Der DOM zählt SPE/MPE-Ereignisse mit dem Supernova-Scaler und puffert diese für einige Sekunden.
2. Die Oberflächen-Datennahme (pDAQ) liest die Puffer aller DOMs zyklisch aus, fügt den UTC-Zeitstempel an den Anfang jedes Pakets und speichert dieses in einer Rohdatei pro Lauf.
3. Die Rohdaten werden von der Supernova-Datennahme (SNI3DAQ) ausgelesen, entsprechend einem globalen, zeitsynchronen Raster neu binnert und der Analyse zur Verfügung gestellt.
4. Die Analyse sucht nach signifikanten Ratenüberhöhungen auf Basis von statistischen Variablen, die aus dem globalen Raster dynamisch berechnet werden.

Lediglich die letzten beiden Punkte fallen in den Aufgabenbereich der vorliegenden Arbeit, wohingegen für die ersten beiden indirekte Methoden zur Bestimmung und Wahrung der Datenintegrität genutzt werden müssen: Bereits Abschnitt 2.3.3 zeigt die Ähnlichkeit der rohen PMT-Spektren von IceCube und AMANDA auf. Dort wird auch verwiesen auf eine Untersuchung der AMANDA-Module, in deren Rahmen eine schlüssige, theoretische Erklärung des Pulsverhaltens geliefert wird. Obwohl in beiden Experimenten komplett verschiedene elektronische Methoden zur Signalextraktion umgesetzt sind, legt die Ähnlichkeit des Rauschens aller Module deren korrekte Auslese bei IceCube nahe.

Weiterhin testet die SNI3DAQ bereits zur Laufzeit stetig auf Unterbrechungen im Datenstrom seitens der pDAQ. Sobald dieser Lücken oder Überlapp aufweist², wird die entsprechende Rohdatei verworfen und mit Eintreffen der darauffolgenden ein neuer (Sub-)Lauf begonnen. Neben der Forderung nach zeitlicher Integrität muss auch die komplette Struktur des Rohdatenformats (vergleiche Abschnitt A.1) bitgenau eingehalten werden, um die entsprechende Datei nicht zu verwerfen und den Lauf abubrechen. Mit dieser Methode verliert die Analyse je aufgetretenem Fehler etwa 200 MB an Daten, das heißt 222 s für IC22 beziehungsweise 123 s für IC40, es ist aber sichergestellt, dass keinerlei Zeitfehler die Analyse beeinträchtigen. Zudem sorgt RapCal (siehe Abschnitt 2.4.1) für untereinander synchronisierte DOM-Uhren, deren Zeitgenauigkeit über den gesamten Detektor hinweg bei $\lesssim 3$ ns je achtstündigem Lauf liegt. Somit sind die ersten beiden Punkte obiger Liste verifiziert.

Zu der im dritten Punkt genannten Neuordnung der Rohdaten auf eine größere Zeitbasis wurden ausführliche Untersuchungen des zugrundeliegenden Algorithmus durchgeführt: Viele verschiedene Eingangsdaten und mögliche Situationen wurden hierfür ausgetestet – die Methode wird daher als ausgereift betrachtet. Von Seiten der Theorie hat die Verbreiterung der Binnierung von in diesem Fall 1,6384 auf 2 ms laut Formel 2.8 keine Auswirkungen auf die zugrundeliegende Verteilung. Die im Weiteren betrachteten, neuhistogrammierten Raten bestätigen diese Annahme anhand der dynamischen Moduldisqualifikation, des Rauschverhaltens und der kollektiven Größen des Detektors, welche zugleich die technische Korrektheit des letzten Punkts aufzeigen.

Viele Kontrollen des Histogrammiereralgorithmus verhindern ein versehentliches Einlesen mutmaßlich korrupter Raten aus fehlerhaften Daten. Dennoch kann es zu unrealistischen Werten insbesondere des Zeitstempels oder der Modulrate kommen, welche beide gesondert überprüft werden. So kam es beispielsweise schon einige Male aufgrund eines Speicherfehlers in der Rohdatei zu einer extrem großen Differenz zweier aufeinanderfolgender Datenpakete eines DOMs, die anfänglich auch die gesamte SNI3DAQ zum Absturz brachten. Jedoch wächst die Stabilität der Software mit dem Auftauchen und der darauf folgenden Prävention derartiger Fehler, sodass zuletzt Laufzeiten von mehreren Monaten erreicht werden konnten.

²Derartige Fehler werden meist durch binäre Übertragungsfehler verursacht, die statistisch in jedem Netzwerk auftreten, aber nur sehr selten (bei IceCube etwa wöchentlich) vorkommen.

Tabelle 3.1: In der Tabelle ist für beide Detektorkonfigurationen der Anteil der Module angegeben, die am häufigsten von der Echtzeitanalyse ausgeschlossen beziehungsweise reaktiviert wurden. Auffällig ist der starke Anteil der DOMs aus der 45. Trosse in der IC40-Konfiguration. Die Klassifikation der DOMs entspricht einem fluktuierenden (f) sowie abfallenden (a) Rauschverhalten.

Detektor	Disqualifizierter DOM	In-/Exklusion/%	Klassifikation
IC22	66-39 Kosmikophobia	87,7	f
	50-34 Mongoose	2,4	f
	72-18 Flame	1,5	f
IC40	45-51 Jonas_Kalin	18,6	a
	45-50 Ken_Walker	18,3	a
	45-49 Donald_Wray	15,0	a
	45-53 Johan_Soderberg	14,4	a
	45-48 Wolf	12,5	a
	63-36 Major_Danby	6,2	f
	66-39 Kosmikophobia	5,9	f
	72-18 Flame	2,6	f
	45-52 Eric_Coplin	2,4	a
	45-54 Chairman_of_the_Board	2,0	a
	50-34 Mongoose	0,1	f

3.1.2 Dynamische Moduldisqualifikation

Die Suche nach Supernova-Signalen beruht auf der Annahme stabilen und reproduzierbaren Rauschens eines jeden Moduls. Sobald dies nicht gewährleistet ist, muss das betroffene Modul von der Analyse ausgeschlossen werden, um nicht die Sensitivität des Nachweises abzusenken. Insbesondere für die Echtzeitanalyse bedarf es zu diesem Zweck einer dynamischen und verlässlichen Methode. Anhand von wenigen, unkorrelierten Qualitätsparametern, nämlich Mittelwert, Verbreiterung und Schiefe des Rauschens, wird für jedes Bin erneut entschieden, ob sich ein DOM für die Analyse eignet oder für das laufende Bin ignoriert werden sollte.

Zu Beginn der Echtzeitanalyse sind nahezu alle DOMs ungeachtet ihrer Vorgeschichte aktiv, jedoch werden dynamisch für jedes 500 ms-Bin und für alle Module die Qualitätsparameter hinsichtlich der genannten Parameter überprüft. Sollte ein Modul diesen nicht genügen, so wird es für das laufende Bin aus der Analyse ausgeschlossen und die Disqualifikation wird in der Ausgabedatei dokumentiert. Anhand dieser Information wurde Tabelle 3.1 erstellt, aus der klar hervorgeht, welche Module die unzuverlässigsten sind. Konsequenterweise werden diese einerseits aus der weiteren Analyse dieser Arbeit und andererseits permanent aus der (in Zukunft laufenden) Echtzeitanalyse ausgeschlossen. Bei derart wenigen ausgeschlossenen DOMs verringert sich die Signifikanz auf ein Supernova-Signal nur unwesentlich, so dass der Vorteil verlässlicher Raten bei weitem überwiegt. Dazu einige Zahlen: IC22|IC40 besteht aus 1320|2400 im Eis eingelassenen Modulen, von denen 1294|2359 (98|98 %) die Installation überlebt haben und funktionsfähig sind. 1016|1666 Module (80|69³ %) wurden nicht ein einziges mal disqualifiziert. Lediglich 3|11 Module, die tatsächlich stark fluktuierende Raten aufweisen, machen 90|98 % aller Disqualifizierungen aus. Diese werden deshalb permanent disqualifiziert (bei einer Reduktion der Signifikanz um 0,04|0,02 %), denn besonders plötzliche Ratenerhöhungen können falsche Supernova-Signale auslösen. Die wichtigste statistische Aussage ist jedoch, dass im zeitlichen Mittel effektiv 1293|2353 Kanäle aktiv waren – also nahezu alle. Für die hohen Anforderungen der Supernova-Analyse ist dies eine beträchtliche Verbesserung gegenüber AMANDA, bei dem fast ein Drittel des Detektors

³Wie im Weiteren ersichtlich, sind vorallem die recht instabile 54. und 45. Trosse, welche erst ab der IC40-Konfiguration vorhanden sind, für das Absinken dieser Zahl im Vergleich zu IC22 verantwortlich.

3 ANALYSE

ständig disqualifiziert war.

3.1.2.1 Mittelwert

Am einfachsten lässt sich Fehlverhalten aufgrund einer uncharakteristisch hohen oder niedrigen Rate über deren Mittelwert

$$\mu = \frac{1}{N} \sum_i^N r_i$$

erkennen, denn hierbei ist die genaue Form der Ratenverteilung irrelevant – lediglich Konstanz innerhalb des (üblicherweise) $N = 1200$ Einträge zählenden Ringpuffers (vergleiche Abschnitt 2.5.2.2) ist wichtig. Für zu hohe Raten jedoch darf kein Schnitt angesetzt werden, denn jede (kurzzeitige) Ratenüberhöhung könnte eine Supernova sein (dieser Optimismus ist in der Arbeitsgruppe weit verbreitet). Darum wird die Schnittgrenze durch die Elektronik der DOMs bestimmt: Diese zählt mit einem 4-Bit tiefen Puffer die Scaler-Ereignisse innerhalb von 1,6384 ms. Da das letzte Bit als Überlaufbit fungiert, können pro Bin maximal $2^4 - 1 = 15$ Ereignisse registriert werden, entsprechend 9156 Hz. Dies repräsentiert die maximale Rate, die ohne künstliche Totzeit (unter Vernachlässigung der geringen intrinsischen Totzeit) messbar ist und ermöglicht den Nachweis einer Standard-Supernova bis auf Entfernungen von 0,83 kpc ohne Sättigung (jedoch sind weniger als 0,3% der Sterne unserer Galaxis derart nah, vergleiche Abbildung 1.15). Die Obergrenze wurde daher auf diesen Wert fixiert, was allerdings eher einer Kontrolle der Datenintegrität entspricht als einer sinnvollen Bedingung an die Physik. Sobald eine Totzeit appliziert wird, konvergiert die nach Formel 2.7 korrigierte Rate zu $1/\tau$, also in unserem Fall zu 4000 Hz. Damit können auch die allernächsten Supernovae ohne Sättigung und somit ohne Informationsverlust der *relativen* Luminosität gemessen werden. Die untere Schwelle auf das Ratenmittel liegt knapp über Null, um lediglich die wenigen toten Kanäle zu disqualifizieren (siehe Tabelle 3.2).

Die Einschränkungen auf die Verbreiterung sowie auf die Schiefe, die beide im Folgenden besprochen werden, bereinigen bereits ausreichend die Verteilung der Streuung⁴ (und des Mittelwerts), wie in Abbildungen 3.1 und 3.2 zu sehen ist. Ein härterer Schnitt auf das Ratenmittel trägt zu keiner Verbesserung bei, denn die Mittelwerte beider Datensätze zeigen nach Beschnitt keine Ausreißer. In den Abbildungen kann ebenfalls die zu erwartende Rauschrate von etwa 286 ± 20 Hz für einen typischen, mit 250 μ s Totzeit behafteten DOM abgelesen werden.

3.1.2.2 Verbreiterung

Die *Verbreiterung* stellt ein Maß für die Aufweitung einer Gauß- gegenüber einer Poissonverteilung dar und ist über

$$\sqrt{f} = \frac{\sigma}{\sqrt{\mu}} = \sqrt{\frac{m_2}{\mu}} \quad (3.1)$$

definiert⁵. Die Streuung wird aus der Wurzel der Varianz als zweites statistisches Moment berechnet: $m_2 = \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 / N$. Wie in [28] beschrieben und auch für IceCube überprüft, ist ein großes \sqrt{f} korreliert mit einem großen χ^2 der (misslungenen) Gaußanpassung. Für reines Gaussrauschen gilt nur dann $\sqrt{f} = 1$, wenn es aufsummierten Ereignissen eines poissonverteilten Zähl-experiments entspricht; größere/kleinere Werte deuten auf eine breitere/schmalere Verteilung hin, als es zu erwarten wäre. Aufgrund der Rechtsschiefe der Modulraten liegt \sqrt{f} im Mittel bei etwa 1,2. Leider sind (von ROOT [82] durchgeführte) Gaußanpassungen viel zu langsam, als

⁴Im Weiteren wird der Begriff *Streuung* gleichbedeutend zur Standardabweichung σ verwendet.

⁵In Anlehnung an die ursprüngliche, von U. Fano eingeführte Definition wird die Verbreiterung, welche zuweilen auch *Fanofaktor* genannt wird, mit \sqrt{f} repräsentiert.

Ratenverhalten von IC22

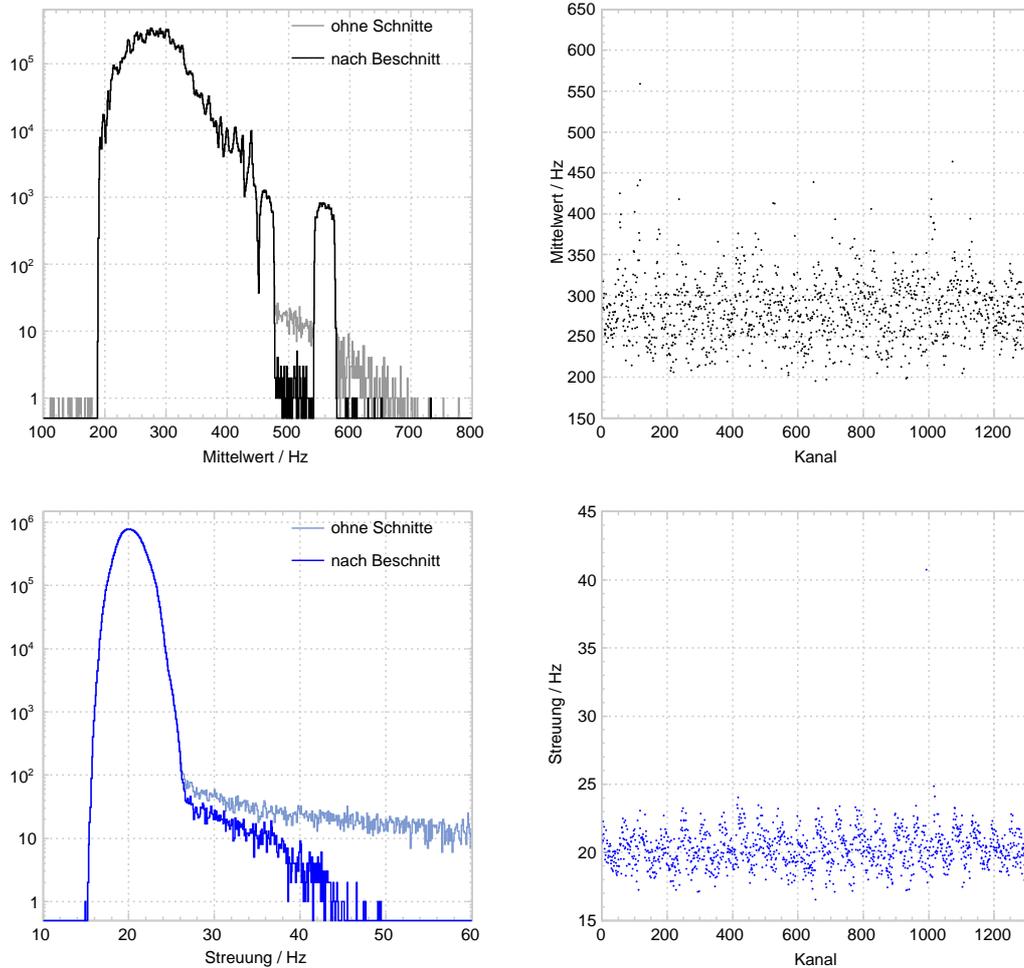


Abbildung 3.1: Zu sehen sind die Mittelwerte und Streuungen der Rausraten für die IC22-Konfiguration, je einmal histogrammiert und einmal gegen die Kanalnummer aufgetragen. Die angewandten Schnitte unterdrücken gut Ratenfluktuationen und damit einhergehende höhere Streuungen. Die Profile auf der rechten Seite belegen, dass sich die einzelnen Module über den gesamten Datensatz extrem stabil verhalten, denn die vertikalen Fehlerbalken sind nicht größer als die Punkte selbst. Eine genaue Betrachtung der Streuung je Kanalnummer offenbart eine Sägezahnstruktur, auf die in Abschnitt 3.1.3.3 eingegangen wird. Die markante Säule im Mittelwerthistogramm kurz vor 600 Hz stammt vom (stabilen) Modul 29-57 Odenplan.

Ratenverhalten von IC40

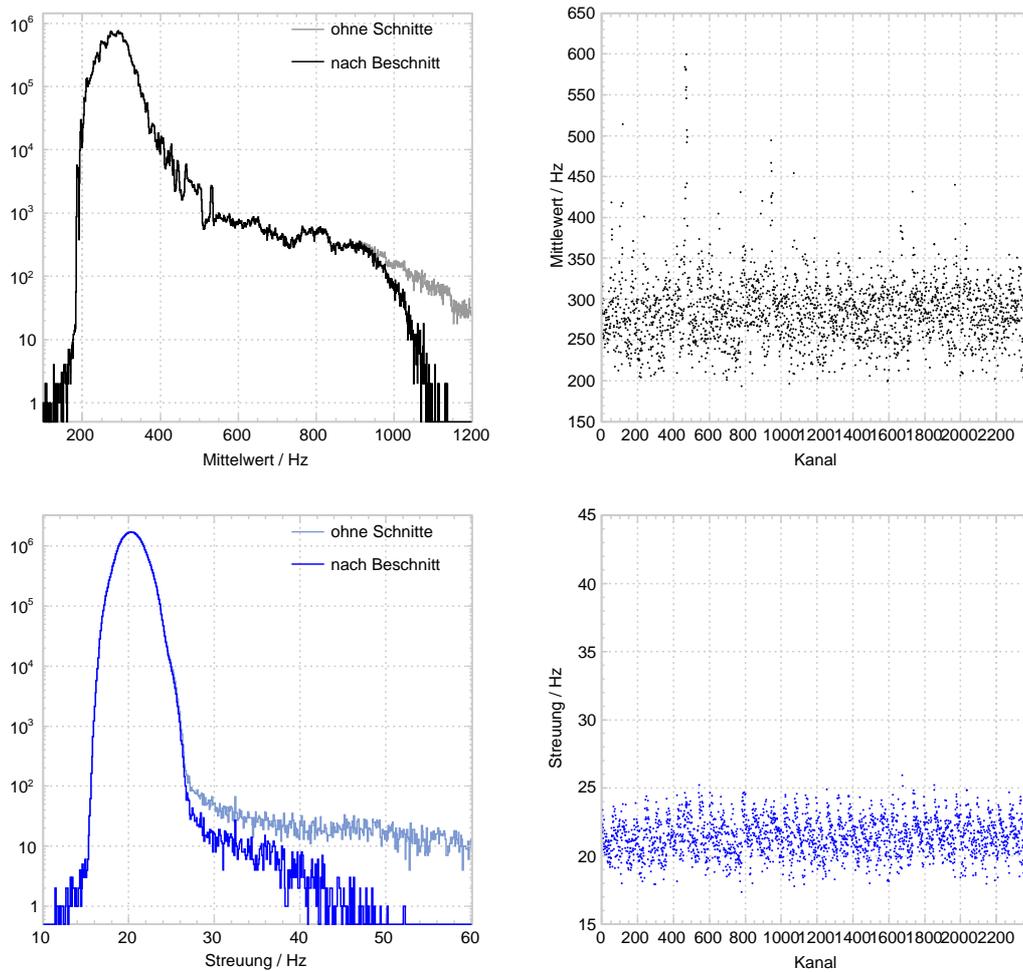


Abbildung 3.2: Wie vorige Abbildung 3.1, nun für die IC40-Konfiguration, welche leider viele DOMs vorwiegend an der 45. Trosse beinhaltet, die zeitweise eine recht hohe mittlere Rate von bis zu 1000 Hz vermutlich wegen des Einfrierens aufweisen (der IC22-Datensatz zeigt kein solches Verhalten, allerdings sind dessen Module bereits mindestens sechs Monate eingefroren, bevor Supernova-Daten aufgezeichnet wurden). Deren erheblicher Ratenabfall von bis zu 300% über den betrachteten Zeitraum generiert das Plateau jenseits der 500 Hz (vergleiche Abbildung 3.8). Diese DOMs werden daher am häufigsten von der Echtzeitanalyse disqualifiziert (siehe Tabelle 3.1).

Tabelle 3.2: Die jeweils signifikanten Änderungen der Steigungen in den Plots aus Abbildungen 3.3 und 3.4 wurden als Schwellen der Schnitte auf die Verbreiterungen und Schiefen jeder Binnierung für die Echtzeitanalyse gewählt. Alle DOMs, die mittels des weichen Schnitts auf den (für alle Binnierungen identischen) Mittelwert herausgefiltert wurden, sind tot. Die gewählten Schnittgrenzen, die offensichtlich unabhängig von der Detektorgröße sind, disqualifizieren erfreulicherweise nur wenige Kanäle und haben darum keinen nennenswerten Abfall der Signifikanz zur Folge.

Parameter	Binnierung/s	Schnitt	Kanalverlust/%	
			IC22	IC40
Mittelwert	(egal)	$0,001 < \mu < 10000$	1,30	1,42
Verbreiterung	0,5	$0,8 < \sqrt{f} < 2,0$	0,03	0,02
	4	$0,8 < \sqrt{f} < 2,0$	0,05	0,35
	10	$0,6 < \sqrt{f} < 2,5$	0,05	0,02
Schiefe	0,5	$ s < 0,8$	0,03	0,01
	4	$ s < 1,2$	0,03	0,02
	10	$ s < 1,7$	0,02	0,01
(alle kombiniert)	0,5		1,34	1,44
	4	(siehe oben)	1,35	1,46
	10		1,35	1,44

dass sie in Echtzeit verwendet werden könnten, daher wurde sich bereits in einer früheren Analyse für die Qualifizierung mittels der Verbreiterung entschieden [28].

In der Praxis eignet sich die Verbreiterung, um sprunghaftes Ratenverhalten, wie es zum Beispiel durch eine instabile Hochspannungsversorgung zustande käme, und aussergewöhnlich hohe, über lange Zeiträume abklingende Raten zu quantifizieren. Module der erstgenannten Symptomatik besitzen eine relativ große Verbreiterung, wohin gegen letztgenannte zu Verbreiterungen kleiner als 1 tendieren. Der Grund dafür ist, dass die rechtsschiefe, lognormale Verteilung symmetrisiert wird, falls die sich Verteilung nach links verschmiert. In den Abbildungen 3.3 und 3.4 kann die Verteilung von \sqrt{f} in der obersten Zeile für jede Binnierung gesehen werden und Tabelle 3.2 listet die verwendeten Schnittgrenzen und den Anteil verlorener Kanäle nach Beschnitt auf.

3.1.2.3 Schiefe

Ein weiteres unwillkommenes Problem sind stark fluktuierende Module mit kurzen Ratenspitzen. Diese können mit dem dritten statistischen Moment, der *Schiefe*

$$s = \frac{m_3}{m_2^{3/2}} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^3}{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \right)^{3/2}}$$

sehr viel effektiver als mit der Verbreiterung abgefangen werden. Es braucht jedoch eine gewisse Anzahl dieser Ausbrüche, um s signifikant zu erhöhen. Die Schiefe ist ein Maß für die Asymmetrie der Pulsverteilung, positive Werte deuten auf eine rechtsschiefe Verteilung hin und umgekehrt. Für den Schnitt reicht die Angabe eines absoluten Wertes, denn das Vorzeichen der Asymmetrie ist irrelevant zum Aufspüren einer Unwucht. Die mittlere Zeile der Abbildungen 3.3 und 3.4 zeigt s jeweils für alle Binnierungen; Tabelle 3.2 listet die angewandten Schnitte auf.

Qualifikationsparameter von IC22

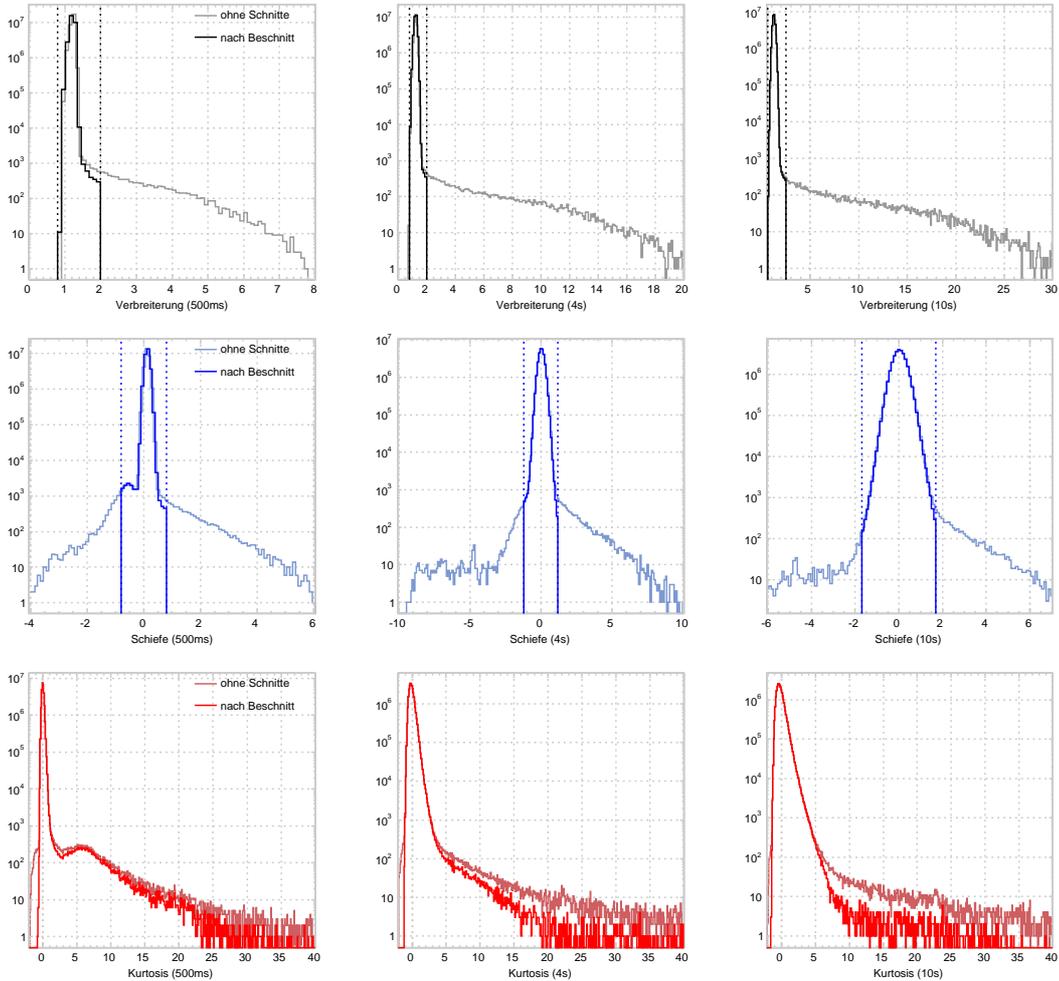


Abbildung 3.3: Dargestellt sind alle Qualifikationsparameter und die Kurtosis für alle verwendeten Zeitbasen von 0,5, 4 und 10s. Die Histogramme der Verbreiterungen in der obersten Zeile haben wegen der Rechtsschiefe der Modulraten Maxima von knapp über eins. Zudem wächst die Sensitivität auf die Verbreiterung mit der Binbreite, deren Ausläufer zu großen Werten stetig wächst. Die Schiefen in der mittleren Zeile ermöglichen wie schon die Verbreiterungen eine klare Trennung von sauberen und fluktuierenden Raten und somit eine leichte Definition der für die Echtzeitanalyse gewählten Schnittgrenzen. In der unteren Zeile ist die Kurtosis jeder Binnierung der Vollständigkeit halber aufgeführt. Ausläufer dieser Verteilungen werden nur teilweise von den angewandten Schnitten unterdrückt.

Qualifikationsparameter von IC40

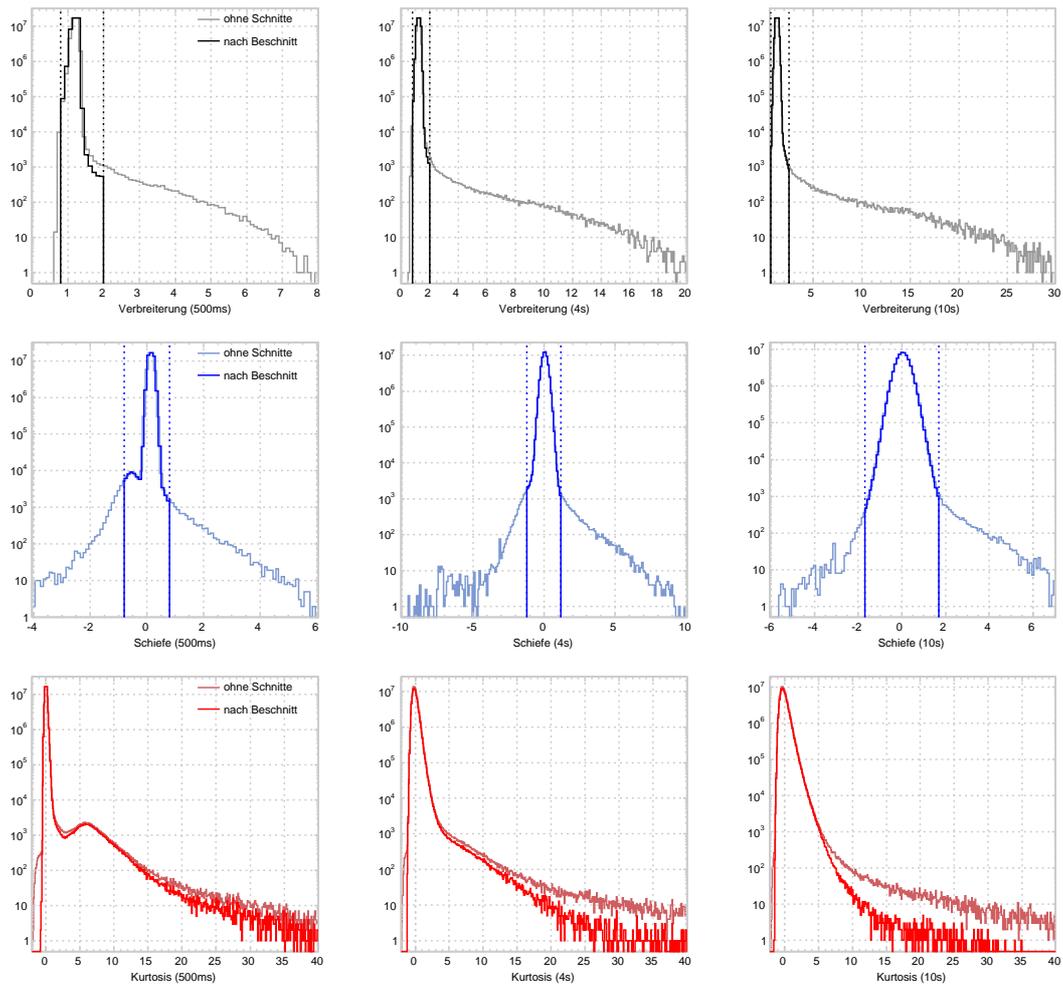


Abbildung 3.4: Wie Abbildung 3.3, jedoch für IC40.

3.1.2.4 Kurtosis

Prinzipiell würde sich zur Abschätzung der Gaußartigkeit einer Verteilung auch die *Kurtosis* (oder *Wölbung*)

$$k = \frac{m_4}{m_2^2} - 3 = \frac{\frac{1}{nN} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^4}{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2\right)^2} - 3$$

als viertem statistischen Moment eignen. Mit obiger Definition (insbesondere des Terms -3) deutet eine positive/negative Wölbung auf eine Verteilung hin, die schlanker/breiter ist als eine Gaußverteilung, welche selbst eine Wölbung von 0 besitzt. Allerdings existiert keinerlei Korrelation zwischen k und χ^2 (im Gegensatz zur Verbreiterung): Sie eignet sich also nicht als Maß der Gaußanpassung der Modulraten und wurde deshalb nicht als Qualitätsparameter in Betracht gezogen. Dennoch ist die Kurtosis aufgrund der hohen Potenz am sensitivsten auf Ratenfluktuation, die die Form der Verteilung relativ zur Normalverteilung deformiert – wie sie auch durch ein echtes Supernova-Signal aufträte. Mit Hilfe von k lässt sich die Rechtsschiefe der Ratenverteilungen genauer untersuchen und positive Ratenausbrüche besser quantifizieren, wie sich in Abbildungen 3.3 und 3.4 besonders bei der kleinsten Binbreite zeigt. Dennoch hat die Kurtosis (noch) keine Bedeutung in der Echtzeitanalyse.

3.1.2.5 Supernova-Signaturen

Wie beeinflussen Supernovae die Qualifikation einzelner DOMs? Da die Analyse rigoros Module disqualifiziert, deren Qualitätsparameter die Schnitte nicht überleben, kann es vorkommen, dass jene auch im Falle eines echten Signals fälschlicherweise ausgeschlossen werden. Abbildung 3.5 zeigt diese Problematik auf, die für Standard-Supernovae unterhalb von etwa 5 kpc evident wird. Ab diesen Entfernungen beginnen die Qualitätsparameter – zu aller erst die Schiefe – über die in Tabelle 3.2 genannten Schnittgrenzen zu rutschen und die Zahl der aktiven Kanäle zu reduzieren. Die Vielzahl vorhandener Ratenmittelwerte und -streuungen bei IceCube lassen den Kanalverlust jedoch gleitend (und nicht schlagartig) voranschreiten, sodass auch bei kleinen Entfernungen ausreichend Module qualifiziert bleiben.

In jedem Fall wird das Signal getriggert. Das Auslassen der unmittelbar um den Analysezeitpunkt gelegenen Raten (die Lücke in der vorigen Abbildung) sorgt für eine präzise Messung der kollektiven Ratenabweichung bei maximaler Verfügbarkeit der Kanäle. Lediglich die Berechnung der Signifikanz s davor und dahinter (die Balken in der vorigen Abbildung) leidet unter der geringeren Statistik, die mit $\sqrt{N_{DOM}}$ fällt. Mit diesem Wissen darf der Effekt als harmlos bezeichnet werden, denn die sehr nahen Supernovae werden unter allen Umständen aufgezeichnet. Dennoch wird in einer zukünftigen Analyse nach dem Qualifikationsschritt zusätzlich auf eine gewisse Homogenität der etwaigen Modulausfälle getestet, um für die Auswertung bei Bedarf auf den gesamten Detektor zugreifen können.

3.1.3 Rauschverhalten

Die Rauschraten aller von der Analyse genutzten Module sollten aufgrund des verwendeten Analyseansatzes, das heißt innerhalb der 500 ms-Binnierung, mit einer Gaußverteilung beschrieben werden können. Außerdem sollten sie über Zeiträume in der Größenordnung von einigen zehn Minuten keine Tendenzen aufweisen, damit der Fehler für den von der Analyse genutzten Ausschnitt keine Verbreiterung erfährt. Stabile Raten über noch größere Zeitspannen wären aus Gründen der einfacheren Simulierbarkeit wünschenswert, sind aber für die genutzte Analyse nicht zwingend.

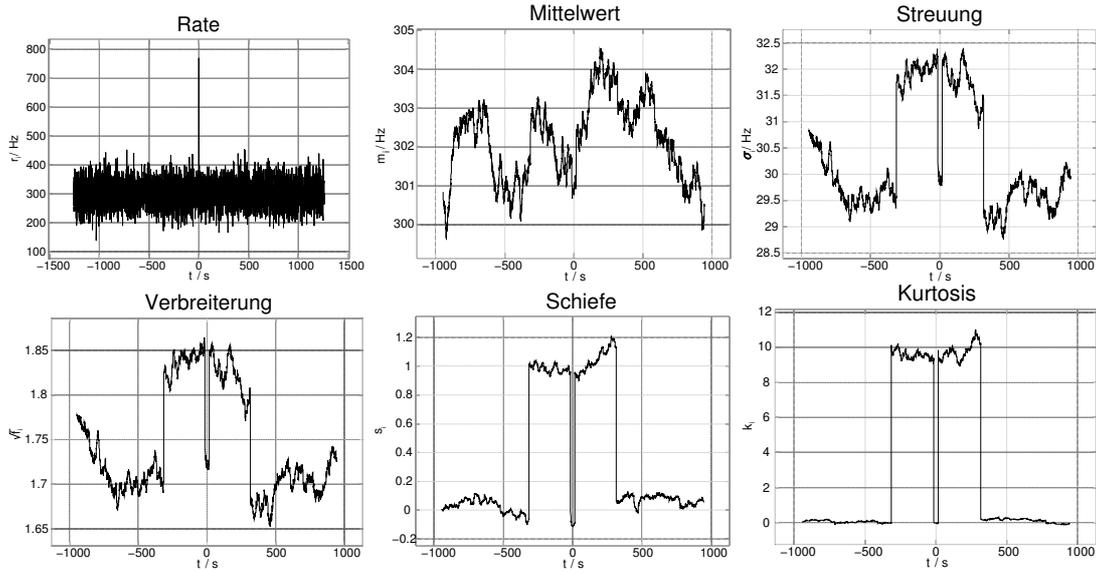


Abbildung 3.5: Zu sehen sind die Qualitätsparameter, wie sie von der Analyse für einen plötzlichen Ratenausbruch analog zum Einsetzen einer Supernova in 4 kpc Entfernung in einem einzelnen, typischen DOM berechnet werden. Die deutliche Ratenüberhöhung, repräsentiert durch die Spitze bei $t = 0$ s im Plot links oben, manipuliert alle Qualitätsparameter, allerdings nur solange sie im Puffer der Analyse berücksichtigt wird. Wie in Abbildung 2.12 erläutert, wird jeweils die Mitte des Puffers ausgespart, weshalb sich die charakteristische Doppelbalkenstruktur bei Streuung, Verbreiterung, Schiefe und Kurtosis ausbildet – nur der Mittelwert im mittleren Plot oben bleibt unbeeinflusst. Je geringer die Entfernung, umso ausgeprägter ist dieser Effekt.

3.1.3.1 Ratenverteilung einzelner Module

Die Raten der Rohdaten⁶ aller untersuchten Module folgen trotz applizieren einer künstlichen Totzeit von $250 \mu\text{s}$ *keiner* Poissonverteilung, was in den Abbildungen 3.6 gesehen werden kann und bereits seit Abschnitt 2.3.3 bekannt ist: Die fehlende Übereinstimmung zu hohen Ereignisraten lässt sich mit der Optimierung des Fits auf die ersten beiden (dominierenden) Bins erklären. Ebendieser Bins weisen einen Überschuss aufgrund von korrelierten Nachpulsen auf, weshalb die angepasste Poissonverteilung qualitativ zum Ende hin schneller abflacht.

Ein Heraufskalieren der Rohdaten auf die 500 ms-Zeitbasis, wie es durch die Analyse zur Auswertung vorgenommen wird, führt zu Verteilungen ähnlich der in Abbildung 3.7: Erstaunlicherweise folgt diese einer logarithmischen statt, wie vom Grenzwertsatz gefordert, einer gewöhnlichen Normalverteilung. Die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür lautet:

$$pdf_{\ln}(x; \mu_g, \sigma_g) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_g x} e^{-\frac{(\ln x - \mu_g)^2}{2\sigma_g^2}}$$

Entscheidende Unterschiede zur gaußschen pdf-Funktion sind der Logarithmus im Exponenten und die zusätzliche Normierung auf die gemessene Variable x selbst – somit ist der Logarithmus der Variablen normal verteilt. Der geometrische Mittelwert μ_g und die geometrische Standardabweichung σ_g korrespondieren mit den entsprechenden Größen der arithmetischen Berechnung bei Verwendung logarithmierter Daten. Der Wechsel zu einer logarithmischen Basis geht mit der Transformation von Addition und Subtraktion (\pm) zu Multiplikation und Division ($\times/$) einher,

⁶Per definitionem werden in diesem Kapitel diejenigen Daten als *Rohdaten* bezeichnet, die der Analyse in 2 ms vorliegen, und nicht etwa jene, die in 1,6384 ms gebinnt sind und ursprünglich von den DOMs aufgezeichnet werden.

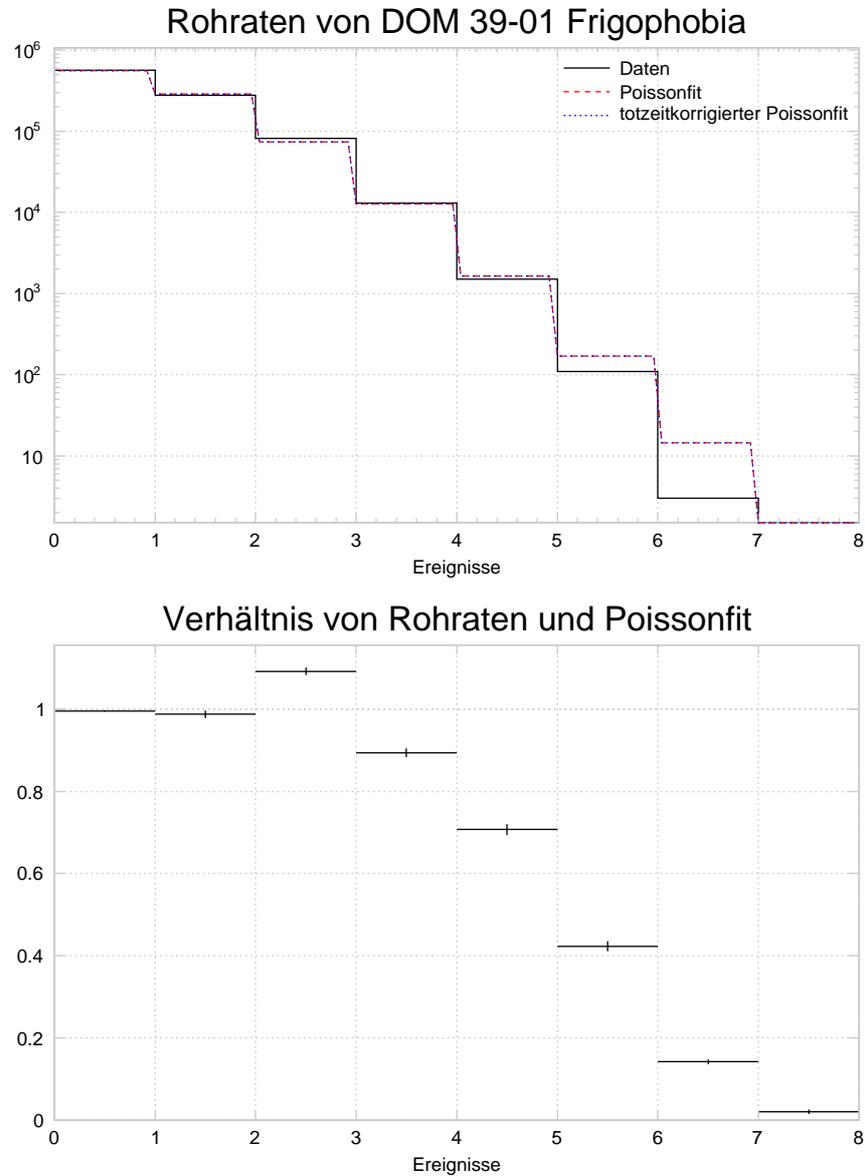


Abbildung 3.6: Oben sind die Rohraten des für die meisten IceCube-Module repräsentativen DOMs *39-01 Frigophobia* histogrammiert. Die Anpassungen einer üblichen und einer totzeitkorrigierten Poissonfunktion nach Formeln 2.8 sowie 2.9 sind für den Erwartungswert von 0,512 Ereignissen je 2 ms-Bin (entsprechend 256 Hz) identisch, weshalb zur Beschreibung der Einzelereignisse ohne Einschränkung erstere verwendet werden kann. Das Histogramm beschränkt sich auf 29 Tage des IC22-Datensatzes (vergleiche Abbildung 3.7).

Im darunterliegenden Profil ist das Verhältnis der Rohraten aller Module der Trossen 39 und 49 (von denen als einzige Messungen der Pulsverteilungen vorliegen, vergleiche Abbildung 2.10) zur Poissonverteilung zu sehen. Diese gibt die ersten beiden Bins sehr gut wieder, überschätzt allerdings die hohen Raten (siehe Text).

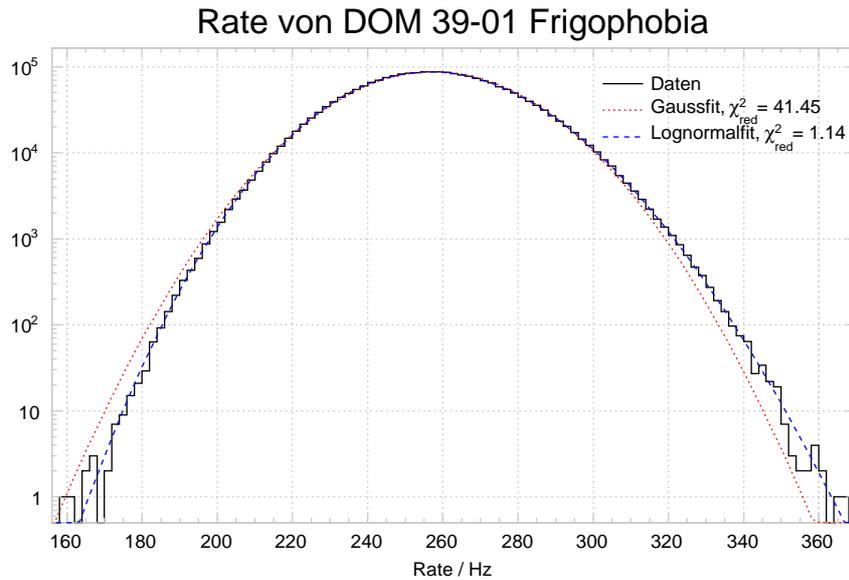


Abbildung 3.7: Die Rate des DOMs 39-01 *Frigophobia* folgt sehr gut einer logarithmischen Normalverteilung; eine Gaussfunktion weist eine signifikante Abweichung an den Flanken auf. Das Histogramm wurde statt mit dem kompletten IC22-Datensatz nur mit 29 daraus extrahierten, zusammenhängenden Tagen gefüllt, um Verzerrungen der Form durch den leichten Drift der Rate über große Zeiträume zu verhindern. Diese Verteilung ist typisch für nahezu alle IceCube-DOMs, die im Text als stabil klassifiziert sind. Es sind die in Abbildung 3.6 ausgemachten, überschüssigen Poissonereignisse, welche eine Verbreiterung in der hier verwendeten Binnierung verursachen.

weshalb zum Beispiel eine Abweichung von drei geometrischen Standardabweichungen durch die Operation \times/σ_g^3 repräsentiert wird. Diese Tatsache, welche auf das Fehlen negativer Logarithmen zurückzuführen ist, generiert eine Rechtsschiefe, die um so ausgeprägter ist, je näher der Mittelwert zur Null wandert.

Im Vergleich zu simulierten, poissonischen Ratenverteilungen weisen die gemessenen eine 20% größere Rechtsschiefe sowie eine 20% größere Verbreiterung auf, obwohl bereits in den simulierten Daten eine leichte Rechtsschiefe wegen der zugrundeliegenden Poissonverteilung vorliegt. Aus diesem Grund lassen sich die Ratenhistogramme einzelner Module mit der logarithmischen Normalverteilung repräsentieren. Dennoch stellt sich die berechtigte Frage, warum sich diese so gut hierfür eignet. Ein Erklärungsansatz bietet Abschnitt 3.1.3.3, der atmosphärische Myonen als Ursache für diese Diskrepanz anführt. Trotz der erwiesenen Rechtsschiefe der Modulraten eignet sich die Likelihood 2.10 zur Abschätzung der Signifikanz, wie in Abschnitt 2.5.2.3 gezeigt wurde.

3.1.3.2 Zeitliche Entwicklung

Die Entwicklung der Modulraten wurde über eine Zeitspanne von 556 Tagen für alle bereits seit IC22 eingelassenen DOMs beziehungsweise 345 Tagen für jene, die mit IC40 neu hinzu kamen, betrachtet und kann grob in die drei Klassen *stabil*, (exponentiell) *abfallend* und *fluktuerend* eingeteilt werden. Vertreter jeden Typs finden sich in Abbildung 3.8. Ein Modul, dessen Raten während dieses Zeitraums nur geringfügig von einem nominalen Wert abweicht, wird als stabil bezeichnet. Insgesamt gehören dieser Kategorie 76% aller Module an, die damit für die Analyse eine solide Basis darstellen. Module der anderen beiden Kategorien sind a priori instabil, werden also temporär von der Analyse ausgeschlossen (siehe Abschnitt 3.1.2). Dies betrifft vor allem diejenigen mit fluktuerenden Raten, was sich in Spitzen, Aussetzern oder Plateaus äußern kann.

3 ANALYSE

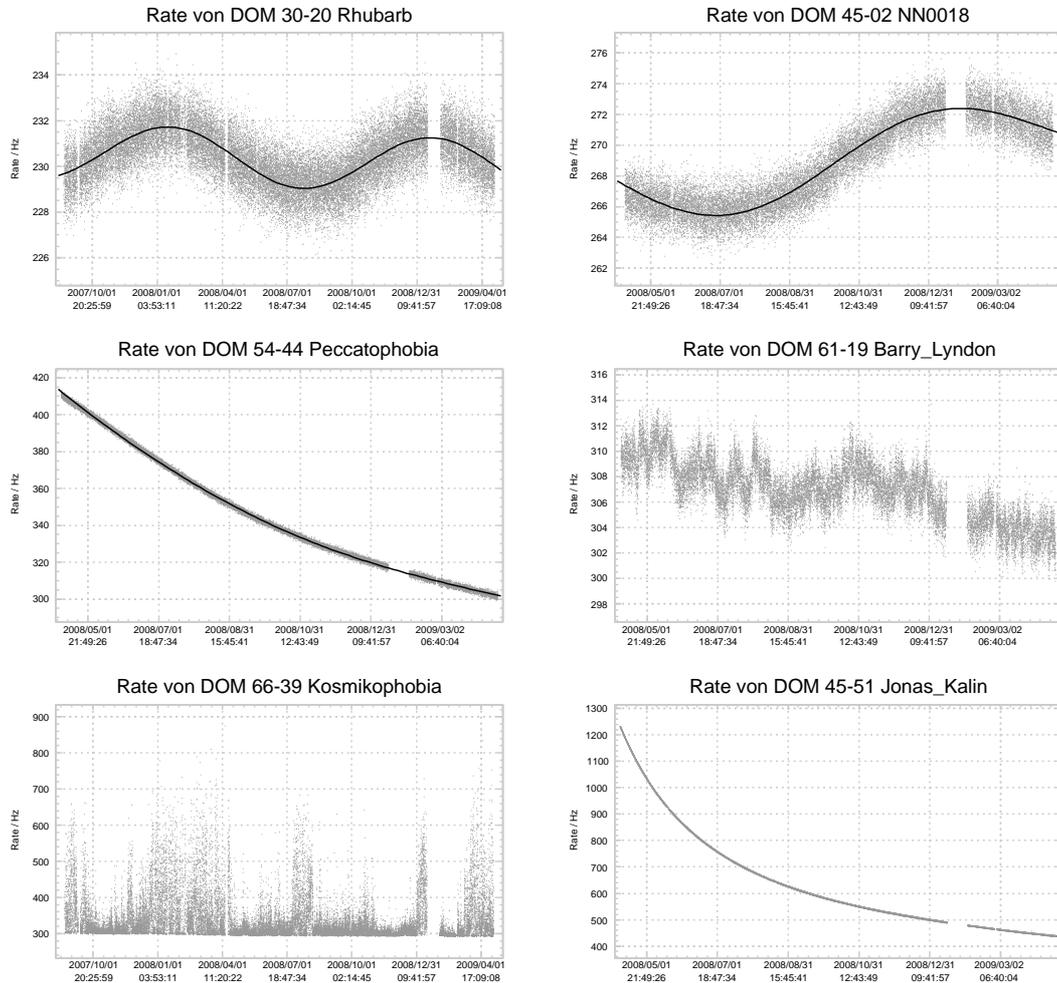


Abbildung 3.8: Es sind sechs stereotype Module für die im Text genannten Klassifizierungen dargestellt. Die oberen vier werden dabei von der Echtzeitanalyse als stabil klassifiziert, obwohl einige anhand des Plots als instabil zu bezeichnen wären. Die ersten drei davon lassen sich, wie die meisten stabilen Kanäle, erfolgreich mit Formel 3.2 anpassen. Die unteren zwei weisen zu starke Ratenabweichungen auf (links fluktuierend, rechts abfallend) und sind nahezu ständig disqualifiziert. Die Ursache der großen Lücke, die in jedem Graph zum Ende hin auftaucht, liegt bei einer abweichenden Hardware-Konfiguration, welche zwar keinerlei Einschränkungen bei der in Einzelläufe separierten Echtzeitanalyse hervorriefen, jedoch die Modulraten derart modifiziert, sodass diese nicht mehr mit denen des restlichen Zeitraums vergleichbar sind.

Allerdings zeigen kaum 4% aller funktionstüchtigen DOMs ein solches Verhalten. Die restlichen 20% haben relativ steil abfallende Raten, sodass es auch hier zur Disqualifikation kommen kann.

In diesem Zusammenhang muss erwähnt werden, dass prinzipiell alle DOMs einen mehr oder weniger stark ausgeprägten negativen Trend in den Raten zeigen. Dies ist auch für die AMANDA-Module der Fall gewesen, wurde jedoch nicht zweifelsfrei geklärt. Die vielversprechendste Annahme war und ist die Tribolumineszenz des Eises während des Wiedergefrierens. Da das Bohrloch von oben nach unten vereist, wären tief positionierte und spät eingelassene DOMs eher betroffen. Diese These wird von Abbildung 3.9 oben gestützt. Auch der Zerfall radioaktiver Elemente, die sich in Kunststoffen von DOM-Bauteilen finden, kann den exponentiellen Abfall der Rauschraten erklären. Beide Effekte sind allerdings nicht tiefenabhängig und treten somit – wenn überhaupt – nur in Kombination mit der Tribolumineszenz des Eises auf. Mit den zur Verfügung stehenden Datensätzen lässt sich keine genauere Aussage treffen, weshalb diese Thematik nicht weiter verfolgt wird.

3.1.3.3 Myoneneinfluss

Ein anderes interessantes Phänomen, welches den exponentiellen Abfall begleitet, ist eine kleine, jahreszeitliche Modulation, welche hervorragend mit IceCubes Myonrate korreliert. Aus [97] geht hervor, dass diese (ab Energien von $E_\mu \simeq 1 \text{ TeV}$) um etwa 10% zwischen ihrem Minimum im August und ihrem Maximum im Januar aufgrund zyklischer meteorologischer Veränderungen der Atmosphäre schwankt. Dies wird als Indiz für den Einfluss atmosphärischer Myonen auf die Rauschraten gewertet, welche daher bei insgesamt 2245 Modulen (beziehungsweise 95% des Detektors) akzeptabel durch den phänomenologischen Zusammenhang

$$r(t) = r_0 + c_1 e^{tk_1} + c_2 \sin(tk_2) \quad (3.2)$$

beschrieben werden. Dies ist in Abbildung 3.10 anhand der Ratensummen verschiedener Trossen zu sehen. Die Amplitude der Myonratenfluktuation c_2 ist laut Abbildung 3.9 unten eine Funktion der Tiefe, denn innerhalb von Staubschichten ist die Lichtdetektion effektiv geringer. Gemittelt über alle IC40-Module gilt $c_2 = 1,08 \pm 0,01 \text{ Hz}$ und damit für die absolute, mittlere Myonrate ($E_\mu \gtrsim 1 \text{ TeV}$)

$$r_\mu \approx 10c_2 \approx 11 \text{ Hz}$$

denn die Modulation trägt, wie oben erwähnt, etwa ein zehntel zur gesamten Myonrate bei.

Der Einfluss der Myonen wird auch von der Tatsache gestützt, dass sich alle Qualitätsparameter ab der ausgeprägtesten und tiefliesten Staubschicht tendenziell hin zu Werten entwickeln, wie sie bei normalverteilten Raten vorliegen. Anhand des Verlaufs der Verbreiterung mit der Tiefe, wie in Abbildung 3.11 links gezeigt, lässt sich folgende Hypothese für diese Systematik aufstellen: Die Absorption der Myonen durch den Eisschild führt zu einer Reduktion des deponierten Lichts mit der Tiefe und vermindert den nicht-poissonschen Anteil des Rauschens ergo die Verbreiterung. Jenseits der Staubschichten wird dieser Trend zusätzlich verstärkt, denn die erhöhte Streuung des Lichts am Staub dunkelt das tieferliegende Eis ab. In diesen Tiefen fällt ebenfalls die Schiefe deutlich ab (siehe Mitte der gleichen Abbildung), das heißt die zugrundeliegende Verteilung wird symmetrischer. Dies ist ein indirekter Hinweis darauf, dass die Lichtsignatur der Myonen in den Photonenvervielfachern eine Rechtsschiefe generieren.

Eine qualitative Untersuchung zum Einfluss atmosphärischer Myonen auf die Rauschraten der Module steht für IceCube noch aus. Deren Ziel wird eine Steigerung der Sensitivität des Detektors auf Supernovae sein, da die statistischen Parameter der Analyse durch die Subtraktion des Myonanteils gesäubert werden können.

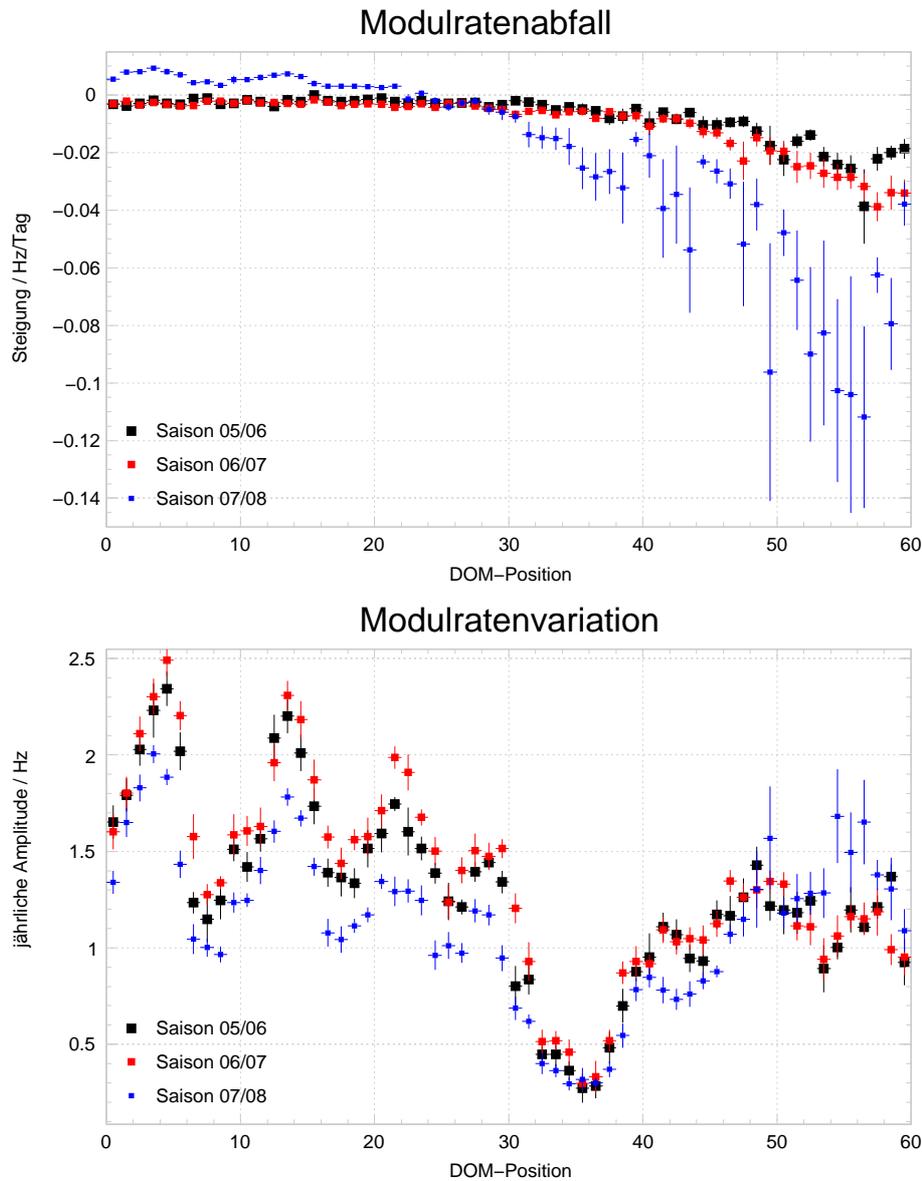


Abbildung 3.9: Im oberen Graphen sind die (als linear genäherten) Ratensteigungen aller DOMs einer Bohrsaison gegen ihre jeweiligen Positionen respektive der Tiefe dargestellt (Position 1 entspricht einer Tiefe von 1450 m, Position 60 einer von 2470 m). Auffällig ist, dass tieferliegende Module einen systematisch stärkeren Ratenabfall aufweisen. Zudem ist er korreliert mit dem Alter der Module, zum Beispiel verzeichnen diejenigen der Saison 2007/08 zum Teil erhebliche Ratenabfälle (exemplarisch hierfür sind die Graphen mitte links und unten rechts aus Abbildung 3.8) – der gleiche Trend gilt auch innerhalb einer Saison, ist aber geringer ausgeprägt und deshalb nicht im Bild dargestellt.

Unten ist die jährliche Amplitude der Rauschratenmodulation c_2 (vergleiche Formel 3.2) gegen die DOM-Position je Saison aufgetragen. Zwar ist keinerlei Abhängigkeit vom Alter der Module, sehrwohl aber von deren Tiefe zu erkennen: So bildet der Amplitudenverlauf die Struktur der Staubschichten im Eis ab (vergleiche Abbildung 2.2). Im Text wird die Amplitude mit der jährlichen Variation der Myonrate assoziiert. Für beide Graphen wurde ein gesäuberter Datensatz bestehend aus den 2245 stabilen Modulen verwendet.

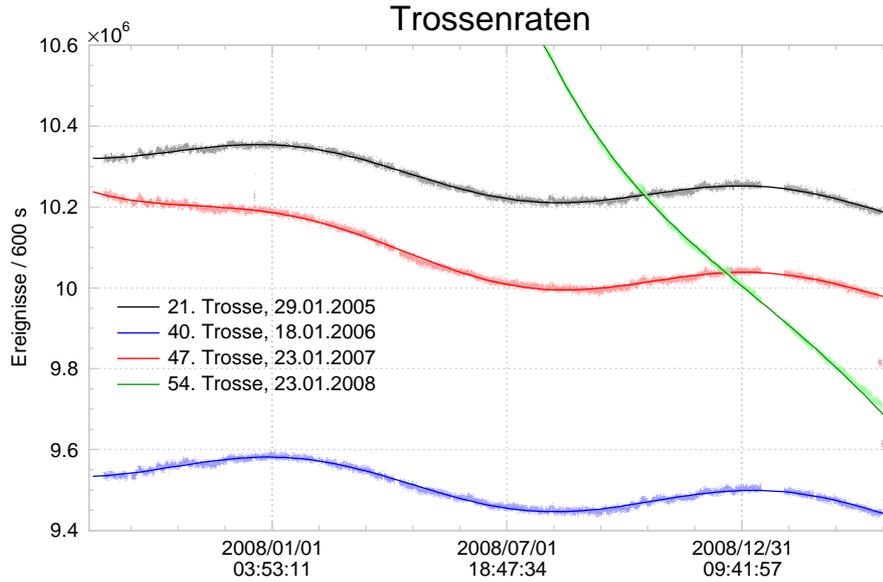


Abbildung 3.10: Im Graphen sind die Ratensummen von vier Trossen unterschiedlichen Alters (die Legende gibt das Datum der Installation an) dargestellt. Hier wird nochmals deutlich, dass das Abklingen der Raten mit dem Alter korreliert, den je länger die Module eingefroren sind, desto schwächer ist die Abfallkonstante k_1 . Es gilt konkret $k_1^{21} = -6,1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$, $k_1^{40} = -3,8 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$, $k_1^{47} = 4,1 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ und $k_1^{54} = 5,8 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$. Die 54. und die (nicht gezeigte) 45. Trosse weisen als einzige einen besonders starken negativen Trend auf. Alle als abfallend klassifizierten Module finden sich an diesen beiden Trossen. Die Ursache hierfür ist nicht bekannt. Dieses Verhalten beeinträchtigt die Echtzeitanalyse jedoch in keiner Weise, da die Zeitskala des Ratenabfalls eine andere ist als die des verwendeten Ringpuffers: Der Einfluss innerhalb von 600 s ist immer $< 1\%$ – auch für die Module der 54. und 45. Trosse.

3.1.4 Echtzeitanalyse

Der Echtzeitanalyse obliegt es vorrangig, Supernova-Kandidaten zu erkennen, damit der zugehörige Rohdatenstrom in feiner Zeitauflösung zur späteren Analyse vorliegt. Außerdem wird SNEWS zeitnah über die (hochsignifikanten) Kandidaten informiert. Die Triggerrate ist nach oben durch die Satellitenbandbreite sowie nach unten mit $\sim 0,1 \text{ d}^{-1}$ von Seiten SNEWS' begrenzt. Um beiden Anforderungen gerecht zu werden, existieren (je Binbreite) zwei Triggerschwellen. Nachdem die dynamische Moduldisqualifikation aus Abschnitt 3.1.2 für ein verlässliches Detektorabbild gesorgt hat, entscheidet die Echtzeitanalyse anhand von zwei essentiellen kollektiven Größen, der Signifikanz und der Homogenität der Erhellung, ob ein Supernova-Kandidat vorliegt.

3.1.4.1 Triggerparameter

Die Signifikanz ist definiert als Quotient aus Signalhypothese und deren Unsicherheit

$$s = \frac{\Delta\mu}{\sigma_{\Delta\mu}} \quad (3.3)$$

Letztere ist reziprok proportional zur Wurzel sowohl der Anzahl aktiver Kanäle als auch der Binbreite. Normiert man $\sigma_{\Delta\mu}$ auf beide Größen, zeigt sich eine Abweichung für die betrachteten Datensätze von $\lesssim 1,7\%$, das heißt sie sind wie erwartet (in diesem Maße) unabhängig von der Größe des Detektors sowie der gewählten Binbreite der Analyse. Da die Mehrzahl der Module stabile Rauschraten aufweisen, verhält sich $\sigma_{\Delta\mu}$ extrem konstant mit Abweichungen $\lesssim 0,2\%$ je

Tiefenabhängigkeit von Verbreiterung, Schiefe und Kurtosis

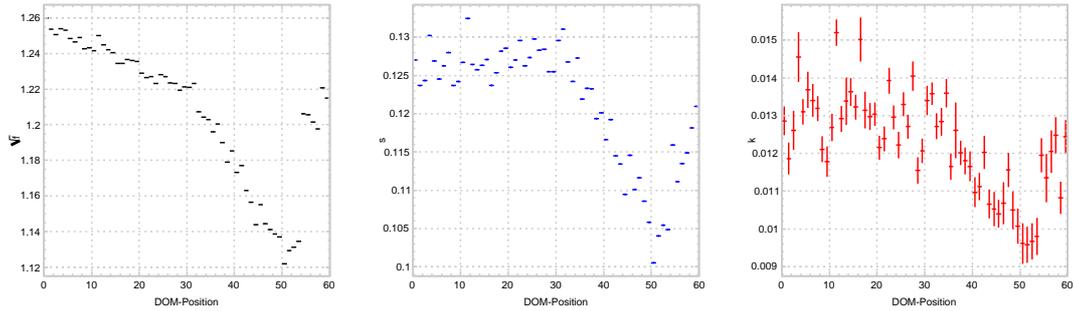


Abbildung 3.11: Die größte Staubschicht zwischen dem 30. und 40. Modul separiert die darüberliegenden, aufgeweiteten von den darunterliegenden, tendenziell besseren Qualifikationsparametern. Dieses Verhalten ist für alle Trossen identisch; es kann daher eine Abhängigkeit vom Alter ausgeschlossen werden. Für die abgebildeten Profile wurde der IC22-Datensatz verwendet; der IC40-Datensatz ist qualitativ identisch. Der schlagartige Anstieg aller Parameter zum Ende der Trossen ist unverstanden, sollten die Module doch bereits seit längerem eingefroren und jegliche Eisszintillation abgeklungen sein.

Binbreite, weshalb $\mathfrak{s} \propto \Delta\mu$ angenommen werden kann. Abbildung 3.12 zeigt die Signifikanzen separiert nach Datensatz und Binbreite. Die angelegten Gaußkurven passen ausgezeichnet, allerdings ist deren Streuung mit etwa 1,29 deutlich breiter, als es von der Theorie (siehe Abschnitt 2.5.2) erwartet und von der Simulation erreicht wird: Beide besitzen eine Streuung von eins. Dieses Verhalten wurde bereits in geringerem Umfang ($\lesssim 15\%$) bei AMANDA gesehen [28] und mit einem möglichen Einfluss der Myonen erklärt. Hochenergetische Myonen deponieren Licht über große Teile des Detektors innerhalb weniger μs und sind daher in der Lage, eine kollektive Erhöhung der Rauschraten auszulösen. In diesem Fall wird $\Delta\mu$ überschätzt. Ob und in welchem Maße die Myonen für die Verbreiterung der Signifikanzverteilung verantwortlich sind, wird im Rahmen dieser Arbeit nicht beantwortet und muss in zukünftigen, detaillierten Untersuchungen geklärt werden [66].

Die Homogenität der Erleuchtung χ^2 nach Formel 2.11 folgt für eine große Zahl an Freiheitsgraden ($= N_{DOM} - 1$) in sehr guter Näherung einer Gaußverteilung mit der Streuung $\sqrt{2N_{DOM} - 2}$, wie in Abbildung 3.13 für die entsprechenden reduzierten Größen gesehen werden kann. Ratenerhöhungen einiger weniger Kanäle können zwar nicht vom Untergrund getrennt werden, jedoch ist die Homogenität ab einer Schwelle von etwa 40 Kanälen [65] ein zuverlässiger Parameter zur Erkennung von isolierten, lokalen Leuchterscheinungen im Detektor. Für ein komplexeres Vetosystem, welches beispielsweise auf der Grundlage der geometrischen Anordnung der DOMs über die Güte der Signalthypothese entscheidet, gibt es derzeit keinen Bedarf.

3.1.4.2 Triggerschwellen

Sobald (a) die Signifikanz eine je nach Binbreite spezifische Schwelle überschreitet, $\mathfrak{s} > \xi_{\mathfrak{s}}$, (b) die Homogenität zugleich in den inneren 99,9% ihrer Verteilung bleibt, $0,0005 \leq p(\chi^2) \leq 0,9995$, und (c) eine Mindestzahl an Kanälen zu den Berechnungen beiträgt, $N_{DOM} \geq 100$ (was bis dato immer der Fall war), löst dies das Herausschreiben eines Supernova-Kandidaten aus.

Die Triggerschwelle der Homogenität ist empirisch und dient in erster Linie dazu, die ungewünschte, rechtsseitige Überhöhung zu unterdrücken, welche in Abbildung 3.13 für alle χ^2 -Verteilungen evident ist und durch sporadische, lokale Lichtdeposition entsteht. Der zusätzliche Schnitt linkerseits ist ein Erbe des Analysenentwicklers und streng genommen unerwünscht, da besonders homogene Ereignisse verworfen werden. Darum wurde die Echtzeitanalyse derart modifiziert, dass diese in Zukunft lediglich Ereignisse verwirft, für die $p(\chi^2) > \xi_{\chi}$ gilt. Zudem wurde die Möglichkeit implementiert, den χ^2 -Schnitt zu invertieren, damit speziell ungewöhnlich inho-

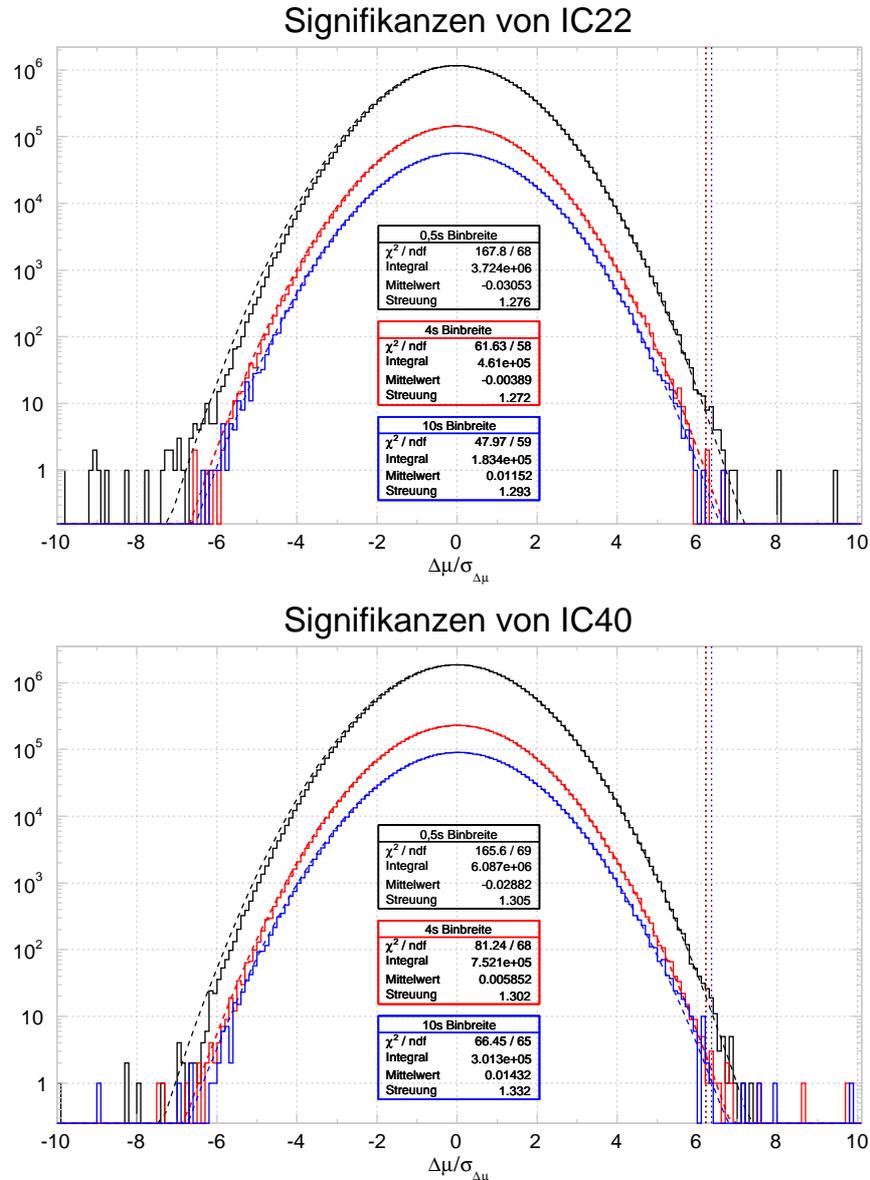


Abbildung 3.12: Zu sehen sind die Signifikanzverteilungen für IC22 (oben) und IC40 (unten). In den farbig umrandeten Kästen sind die Ergebnisse der Gaußanpassung (gestrichelte Linien) für jede Binbreite angegeben. Sie wird mit steigender Binbreite besser, da Störungen eher kompensiert werden. Die gepunkteten, vertikalen Linien markieren die Schnittgrenzen, welche im nächsten Abschnitt behandelt werden. Eine leichte Rechtsschiefe der Signifikanzverteilung besonders in der 0,5s-Binnierung führt zu einer Überschätzung der linken Flanke und einer (allerdings deutlich geringeren) Unterschätzung der rechten Flanke, welche damit nur wenig überschüssige Einträge jenseits der Fitgrenzen aufweist. Zu beachten ist, dass bei den Daten der 4s- und 10s-Binnierung aufgrund des gleitenden Analysefensters nur jeder 4. beziehungsweise 10. Eintrag statistisch unabhängig ist, weshalb diese Verteilungen entsprechend weniger Einträge aufweisen. Würden zusätzlich alle gleitenden Einträge berücksichtigt, würden sich große (sowie kleine) Signifikanzen künstlich häufen (und somit auch die Abschätzung der Triggerrate verfälschen).

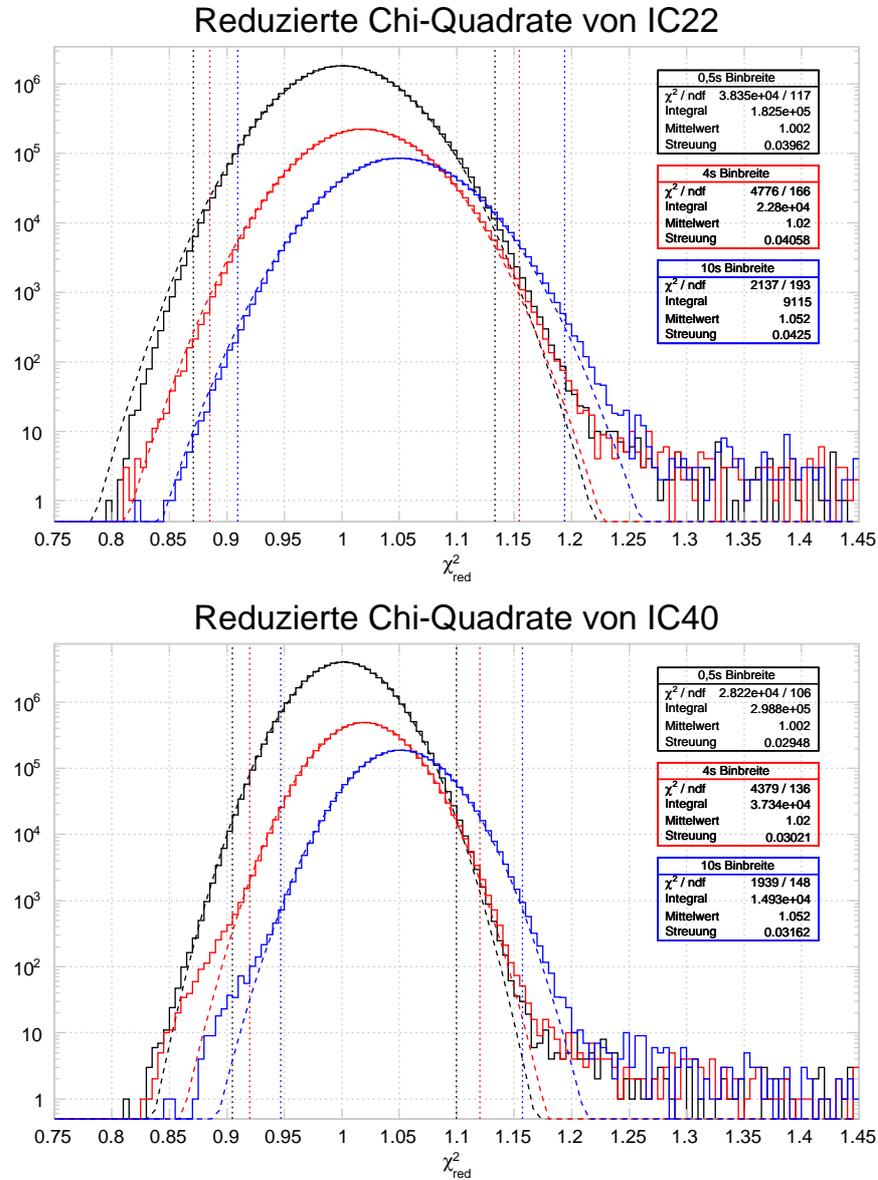


Abbildung 3.13: Die χ_{red}^2 -Histogramme sind oben für IC22 und unten für IC40 aufgetragen. Auffällig ist der positive Schub der Verteilung in Abhängigkeit der Binbreite b um etwa $0,0025 b$. Dieser ist ein Artefakt der Transformation der Ereigniszahlen (Einheit $1/b$) zu Raten (Einheit Hz) und wird für die Bestimmung der Schnittgrenzen berücksichtigt. Die Breiten der Verteilungen sind allesamt in Einklang mit der theoretischen Voraussage beziehungsweise mit der Gaußanpassung (gestrichelte Linien). Intensive lokale Lichtdeposition führt zu den Abweichungen an den rechten Flanken sowie den langen Ausläufern zu hohen Werten. Beide werden durch die gesetzten Schnitte (gepunktete Linien) unterbunden.

Tabelle 3.3: Aufgelistet sind die für den IC22- und den IC40-Datensatz kombinierten Triggerschwellen sowie die daraus resultierenden Alarmraten des Untergrunds separat für jede Binbreite und summiert für alle Binbreiten. Um die Ausläufer der Signifikanzverteilungen zu bestimmen, wird eine hohe Statistik auf dem Niveau von etwa 10^{-6} benötigt, bei welcher jedoch die Messwerte stark ausgedünnt sind und die Angabe der Triggerrate eine entsprechend große Unsicherheit aufweist.

Binbreite/s	Triggerschwelle		Alarmrate/ $0,1 \text{ d}^{-1}$	
	Gaußfit	Daten	Gaußfit	Daten
0,5	$6,216 \pm 0,001$	$6,4 \pm 0,1$	$1,000 \pm 0,004$	$1,08 \pm 0,16$
4	$6,224 \pm 0,001$	$6,7 \pm 0,1$	$1,002 \pm 0,004$	$1,00 \pm 0,14$
10	$6,353 \pm 0,001$	$8,0 \pm 0,8$	$1,000 \pm 0,004$	$1,08 \pm 0,36$
(alle)	$6,547 \pm 0,001$	$6,4 \pm 0,1$	$1,002 \pm 0,004$	$1,35 \pm 0,37$

mogene Ereignisse getriggert werden können, wie dies für die Suche nach langsamen Objekten wie zum Beispiel magnetischen Monopolen benötigt wird [64].

Die Verteilung der Signifikanz lässt sich sehr gut mit einer Gaußfunktion $g(x, \mu, \sigma)$ beschreiben (siehe Abbildung 3.12). Es kann daher mittels Integration ihrer positiven Flanke ab einem Schwellenparameter ξ_s ,

$$p(\mathfrak{s} > \xi_s) = \int_{\xi_s}^{\infty} dx g(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\xi_s - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right)$$

die Rate der Untergrundtrigger abgeschätzt werden. Zudem bietet sich an, anhand der Daten die Anzahl der Ereignisse jenseits von ξ_s zu zählen und auf die gewünschte Zeitbasis (in diesem Fall $0,1 \text{ d}^{-1}$) zu skalieren. Die Ergebnisse beider Methoden fasst Tabelle 3.3 zusammen. Aufgrund der genaueren Vorhersage der Gaußanpassung kommt deren Wert für die SNEWS-Triggerschwelle zum Einsatz. Dies ist auch in Anbetracht der nahezu ununterbrochenen Datennahme des Detektors zulässig, denn die Triggerschwelle braucht wegen der nur kurzen zeitlichen Lücken nicht erniedrigt zu werden. Intern wird noch eine weitere, laxere Schwelle verwendet, um die Häufigkeit an Supernova-Kandidaten zu steigern. Der größere Bestand an Rohdaten mit hohen Signifikanzen ermöglicht eine systematischere Untersuchung derjenigen Trigger, die tatsächlich einen Supernova-ähnlichen Ratenverlauf zeigen. Es hat sich hierfür $\xi_s \simeq 6$ für alle Binbreiten entsprechend einer gemeinsamen Triggerrate von 1-2 pro Tag bewährt.

3.1.4.3 Supernova-Kandidaten

Für jeden Supernova-Kandidaten werden neben allen Analyseparametern und den neubinnerten Raten vorrangig die Rohraten 30 s vor bis 60 s nach dem Triggerzeitpunkt herausgeschrieben. Dies gilt unabhängig für alle von der Echtzeitanalyse verwendeten Binbreiten: Sollten zwei oder mehr (fast) gleichzeitig anschlagen, erfolgt eine Sondierung des signifikantesten Ereignisses ausschließlich hinsichtlich des SNEWS-Alerts, es werden jedoch die Daten aller relevanten Binbreiten gesichert.

In den betrachteten Datensätzen finden sich insgesamt 45 hochsignifikante ($\mathfrak{s} > 6,5$) und nur zwei höchstsignifikante ($\mathfrak{s} > 8$) Supernova-Kandidaten. Bei nahezu allen ist eine Untergrundfluktuation die naheliegendste Ursache der plötzlichen Ratenüberhöhung, denn in einem solchen Fall existiert nur ein einzelnes ausreißendes Bin der 0,5s-Binnierung, in welchem die Detektorrate sowie die Signifikanz deutlich erhöht sind, die Homogenität der Erleuchtung und der Fehler auf die Signalthypothese jedoch etwa unverändert bleiben. Theoretisch sind die Neutrinoausbrüche bei Supernovae sehr massiver Sterne derart kurz, denn nur die Neutrinos der Deleptonisierungsspitze entkommen dem sich bildenden Schwarzen Loch (vergleiche Abschnitt 1.5.4).

Der einzige interessante Supernova-Kandidat ist in den Abbildungen 3.14 gezeigt. In diesem Beispiel existiert eine mehrere Sekunden lange, deutliche Erhöhung der Detektorrauschrates, auf welche Analysen größerer Binbreiten entsprechend sensitiver sind. Da χ^2 um den betreffenden Zeitpunkt ausreißt, darf von einer lokalen Erhellung ausgegangen werden. Der Verlauf der Signalthypothese $\Delta\mu$ und ihrer Unsicherheit $\sigma_{\Delta\mu}$ sind um den Trigger-Zeitpunkt gegenläufig und verstärken damit sowohl die Signifikanz als auch die Homogenität der Erleuchtung. Im Falle eines echten Supernova-Signals wird erwartet, dass sich $\Delta\mu$ und \mathfrak{s} bei gleichbleibenden $\sigma_{\Delta\mu}$ und χ^2 erhöhen. Auch die Tatsache, dass die Rohdaten keine Signatur aufweisen, lassen den vorliegenden Trigger als fälschlichen Supernova-Kandidaten erscheinen.

Die Behandlung der Echtzeitanalyse und ihrer Triggereigenschaften schließt mit dem Fazit, dass deren Systematik verstanden und anhand der Verteilungen der beiden Triggerparameter verifiziert ist. Da es derer lediglich zwei gibt, nämlich die Signifikanz sowie die Homogenität der Erleuchtung, lässt sich die Analyse leicht steuern und ist zudem robust, wofür eine Laufzeit von nunmehr fünf Jahren zuerst bei AMANDA und jetzt bei IceCube spricht.

3.2 Detektorantwort auf galaktische Supernovae

Dieser letzte Abschnitt untersucht quantitativ die Detektionswahrscheinlichkeit galaktischer Supernovae mit IceCube und die physikalischen Implikationen, die sich daraus für bestimmte Oszillationsszenarien ergeben. Die drei zu untersuchenden Szenarien werden in Tabelle 1.4 aufgeführt und im Folgenden referenziert. Nachdem zuerst die Sensitivität des Detektors in Simulationen bestimmt wird, konzentriert sich die Untersuchung auf die Nachweismöglichkeit der Deleptonisierungsspitze und auf eine Modulation des Supernova-Signals durch den Einfluss der Erde. Die Fragestellungen werden für beide in Abschnitt 1.5.4 vorgestellten Modelle, das der Lawrence-Livermore- und das der Garching-Arbeitsgruppe, für die relevanten Kombinationen aus Neutrinooszillation und Massenhierarchie behandelt. Die Neutrinoflüsse werden gemäß Formeln 1.26 oder 1.27 modifiziert, je nachdem, ob die Neutrinos ausschließlich den Stern oder zusätzlich noch die Erde durchqueren.

Bereits in den Abschnitten 1.3 und 2.2.3 wurde mittels des effektiven Volumens für Elektronen und Positronen zwischen den eintreffenden Neutrinos und der Lichtausbeute der in Wechselwirkungen mit dem Eis entstandenen, geladenen Leptonen übersetzt. Dabei wurden alle Eigenschaften des Mediums berücksichtigt und detektorweit gemittelt, so dass für ein einzelnes Modul unabhängig von seiner Position $V_{\text{eff}}^e(E_e) = (34,1 \pm 1,1 \pm 2,0) \text{ m}^3 E_e/\text{MeV}$ gilt. Da weiterhin die Absorptionszeit des Lichts kürzer als die feinste Binnierung der Rauschrate messung ist, $\tau = \lambda_{\text{abs}}/c < 1 \mu\text{s} \ll 2 \text{ ms}$, braucht lediglich die Ratenüberhöhung des gesamten Detektors unter Kenntnis der wichtigsten Modellparameter nach

$$R = N_{DOM} n_{\text{eis}} \int_{E_{\nu, \text{min}}}^{\infty} dE_{\nu} \frac{d\Phi(E_{\nu}, \langle E_{\nu} \rangle, \alpha)}{dE_{\nu}} \int_{E_{e, \text{min}}}^{\infty} dE_e \frac{d\sigma(E_{\nu}, E_e)}{dE_e} V_{\text{eff}}^e(E_e) \quad (3.4)$$

für die differentiellen Wirkungsquerschnitte aller Reaktionskanäle (siehe Abschnitt 1.2) berechnet zu werden. Die entsprechenden Unsicherheiten sind am Ende des Kapitels aufgeführt. In diesem Ausdruck bezeichnen N_{DOM} die Anzahl der aktiven Module und $E_{\nu, \text{min}}$ sowie $E_{e, \text{min}}$ die Schwellenenergien für Neutrinos beziehungsweise Elektronen/Positronen, ab welchen es zur jeweiligen Wechselwirkung kommt. Der differenzielle Neutrinofluss

$$\frac{d\Phi(E_{\nu}, \langle E_{\nu} \rangle, \alpha)}{dE_{\nu}} = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{L}{\langle E_{\nu} \rangle} f(E_{\nu}, \langle E_{\nu} \rangle, \alpha)$$

nach Formeln 1.33 und 1.34 berücksichtigt die geometrische Ausdünnung in der Entfernung r und die Luminosität L (in J/s). Die Dichte des südpolaren Eises beträgt über die gesamte Detektorausdehnung $\rho_{\text{eis}} = 913,3 \pm 2,1 \text{ kg/m}^3$ [78], wobei die kleine systematische Unsicherheit

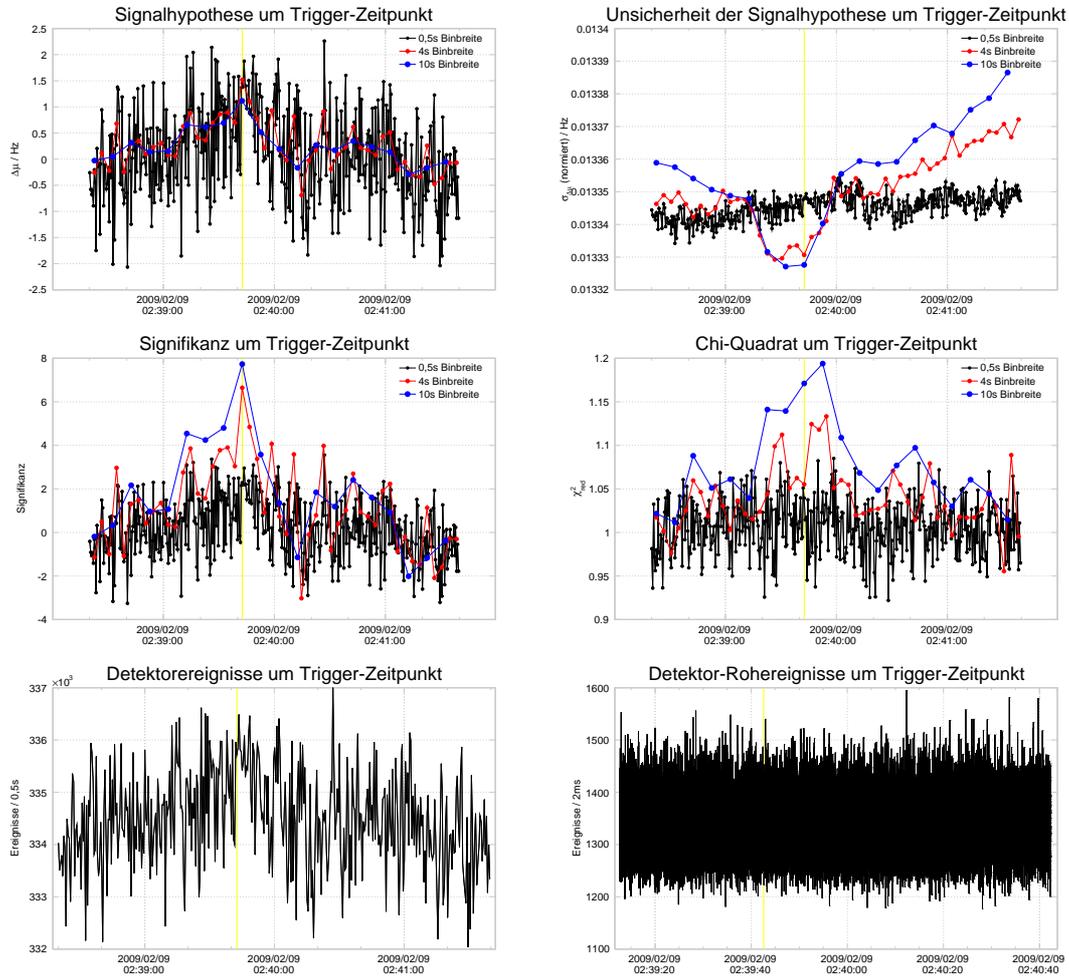


Abbildung 3.14: Dargestellt sind die Signalhypothese, deren (auf die Binbreite normierte) Unsicherheit, die Signifikanz, die Homogenität der Erleuchtung und die Detektorrausraten in 500 sowie in 2 ms des am 09.02.2009 um 02:39:43 Uhr (vertikale gelbe Linie) in Lauf 112838_0 getriggerten Supernova-Kandidaten. Die auslösende Binbreite war diejenige mit 4 s, denn das zu hohe χ^2 hat die noch größere Signifikanz der 10 s-Binnierung disqualifiziert. Bei den oberen vier Graphen ist jeweils nur die signifikanteste der (über 0,5 s) gleitenden Berechnungen eingezeichnet, weshalb mit größerer Binbreite weniger Datenpunkte zur Verfügung stehen. Die Einsicht in das Detektor-Logbuch, die Email-Korrespondenz und mehrere Monitoring-Seiten ergab keinen Hinweis bezüglich eines Fehlverhaltens von IceCube während des Trigger-Zeitpunkts, jedoch finden sich auch keine Indizien eines externen Signals. Zu beachten ist, dass die Rohraten nur eine Zeitspanne von 90 s überdecken, denn diese werden nur im Falle eines Triggers herausgeschrieben.

3 ANALYSE

auf die mit der Tiefe variierenden Werte von Druck und Temperatur zurückgeht. Das Bohrlocheis hat aufgrund des hohen Drucks die gleiche Dichte wie das umliegende Eis. Somit beträgt die Anzahl der Wassermoleküle in einem Kubikmeter Detektormedium $n_{eis} = (3,053 \pm 0,007) \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$. Dieser Wert muss für jeden Reaktionskanal mit der Häufigkeit der Ziele skaliert werden, also bei H_2O mit zwei für den inversen Betazerfall und mit zehn für die Elektronstreuung. Dazu gibt es die Möglichkeit der Streuung an Sauerstoff, der eine natürliche Isotopenhäufigkeit von $^{16}\text{O} : ^{17}\text{O} : ^{18}\text{O} \iff 0,9976 : 0,0004 : 0,0020$ aufweist, jedoch ist ^{17}O für die Rate unbedeutend und wird ignoriert.

Da letztlich einzig die Zahl der von Supernova-Neutrinos induzierten Tscherenkowphotonen als Funktion der Zeit nachgewiesen wird, limitiert dies IceCube auf die Messung der über Energie und Raum integrierten Neutrinoleuchtkurve, welche in Abbildung 3.15 für beide Modelle dargestellt ist. Die hierfür gewählte Binnierung von 20 ms eignet sich gut für den Vergleich der (unterschiedlich langen) Signale beider Modelle und stellt einen Kompromiss aus zeitlicher Auflösung und statistischer Genauigkeit dar. Die Signifikanz \mathfrak{s} nach Formel 3.5 beträgt im Signalmaximum für das Lawrence-Livermore-Modell 55-70 und für das Garching-Modell etwa 27. Damit kann problemlos zwischen der Akkretionsphase (in den Bildern jeweils die breite Spitze kurz nach Kollaps) und der Kühlungsphase (jeweils der flache Ausläufer zur späteren Zeiten) unterschieden werden, was eine detaillierte Überprüfung der Vorhersagen derzeitiger Explosionsmodelle erlaubt. Falls der Vorläuferstern eine Masse von $\gtrsim 25 M_\odot$ aufwies, entsteht voraussichtlich ein Schwarzes Loch. Die Folge wäre ein plötzlicher Signalabbruch etwa 1 s nach Kernkollaps [12], welcher ebenfalls sehr signifikant wäre. In Anbetracht des recht flachen Signalprofils während der Kühlung ist es jedoch unwahrscheinlich, kurzzeitige Variationen zu erkennen. Diese ließen Rückschlüsse auf die Korrektheit des Neutrino-Transports innerhalb des Sternplasmas und auf großflächige Konvektionen während der Akkretionsphase zu. Auf den Nachweis der Deleptonisierungsspitze wenige Millisekunden nach dem Sternkollaps geht Abschnitt 3.2.2 ein.

Mit IceCube ist keine Separierung der Reaktionskanäle möglich, so dass die Nachweissignifikanz einzig vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt wird. Wie sich im Folgenden zeigt, ist dieses jedoch in den von der Echtzeitanalyse verwendeten Binbreiten hervorragend, so dass Kernkollaps-Supernovae auch weit jenseits der Milchstraße nachgewiesen werden können.

3.2.1 Nachweissignifikanz

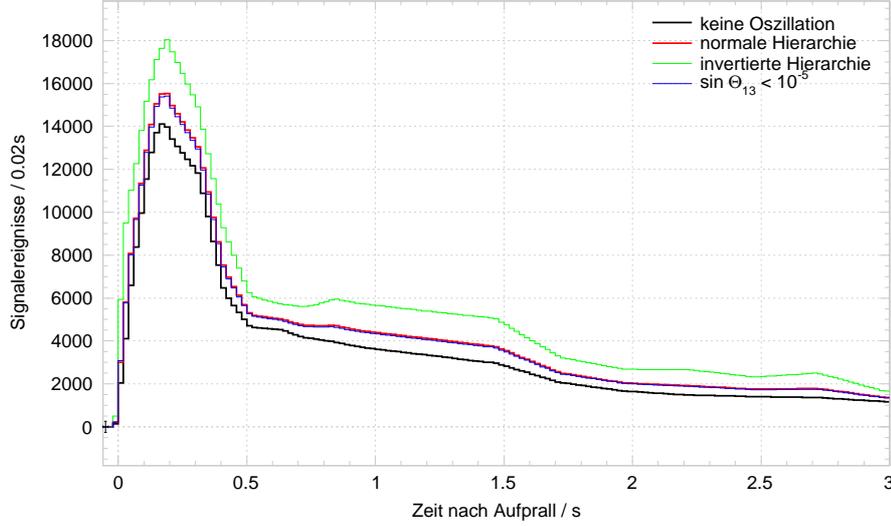
Die Signifikanz wird in der vorliegenden Arbeit auf zwei äquivalente Weisen definiert (siehe Formeln 3.3 und 2.6):

$$\mathfrak{s} = \frac{\Delta\mu}{\sigma_{\Delta\mu}} \cong \frac{N_{sig}}{\sigma_{det}} \quad (3.5)$$

Der erste Ausdruck formuliert den Schätzer der Signifikanz aus dem Verhältnis der Signalthypothese und deren Unsicherheit. Er wird von der Echtzeitanalyse mangels genauer Kenntnis der Rauschraten benutzt. Hingegen stehen diese Informationen in einer Simulation zur Verfügung, weshalb die (tatsächliche) Signifikanz als das Verhältnis aus den Signalereignissen N_{sig} und der Untergrundstreuung σ_{det} berechnet werden kann. Diese wird im Weiteren verwendet, wobei jeweils N_{sig} den Supernova-Modellen (beziehungsweise Formel 3.4) und σ_{det} den Daten entnommen sind. Es sei erwähnt, dass N_{sig} für die Berechnung in Formel 3.5 pauschal um 7,4% abgesenkt wird, entsprechend des mittleren Verlusts bei einer Totzeit von 250 μs und bei Modulraten zwischen 200 und 400 Hz. Da ein Signalnachweis ausschließlich auf dem kollektiven Verhalten des gesamten Detektors innerhalb eines Bins beruht, repräsentiert σ_{det} die Streuung der Detektorrate r_{det} , der Summe aller Modulraten. Die modulweisen Streuungen sind nur für die Disqualifikationsroutinen aus Abschnitt 3.1.2 relevant.

Um bei der Untergrundabschätzung möglichst realitätsnah zu bleiben, wurde diese aus dem IC40-Datensatz extrahiert, wie in Abbildung 3.16 zu sehen ist. Wird das Ergebnis mittels $r_{det} \equiv$

Supernova-Signal in IC80 (Lawrence-Livermore@10kpc)



Supernova-Signal in IC80 (Garching@10kpc)

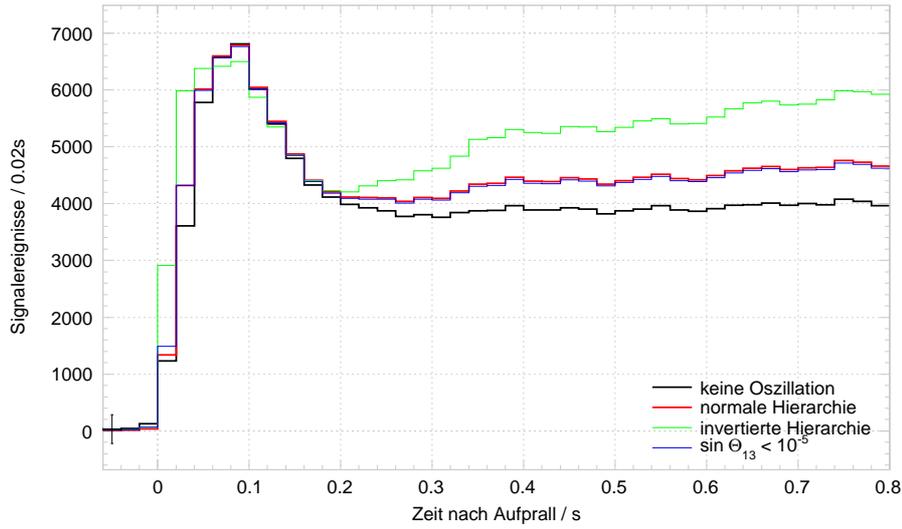


Abbildung 3.15: In IceCube setzt sich eine Supernova im Zentrum der Milchstraße sowohl nach dem Lawrence-Livermore- (LL, oben) als auch nach dem Garching-Modell (G, unten) klar vom um die Null zentrierten Untergrund ab (auf dessen Bestimmung der nächste Abschnitt eingeht). Die Bilder zeigen jeweils die zu erwartenden, mittleren Detektorraten, welche für simulierte Signale zusätzlich von der Streuung des Detektorrauschens überlagert wird. Die daraus resultierende Unsicherheit ist im ersten Bin als 1σ -Fehler angegeben und für alle Zeiten und Szenarien nahezu identisch. Das G-Modell wurde nur bis 0,8s nach Kollapsbeginn simuliert, weshalb der Graph abrupt endet und einige der im Folgenden präsentierten Untersuchungen einschränkt. Offensichtlich führt beim LL-Modell der Einfluss der Neutrinooszillation im Stern in jedem Fall zu einer höheren Rate. Der Grund hierfür ist, dass energiereichere $\bar{\nu}_x$ ins $\bar{\nu}_e$ -Spektrum wechseln – insbesondere vertauschen sich die Spektren beider Flavour beim Szenario der invertierten Hierarchie, weshalb dieses das höchste Signal generiert. Da beide Neutrinosorten im G-Modell annähernd die gleichen Energien besitzen, unterscheiden sich dessen vier Signalkurven geringer als im LL-Modell. Prinzipiell folgen alle Kurven der Luminosität des jeweiligen Modells, welche wiederum näherungsweise mit der Masse des Vorgängersterns skaliert (siehe Abschnitt 1.5.4). Da diese im LL-Modell $20 M_{\odot}$ und im G-Modell $\lesssim 10 M_{\odot}$ beträgt, ist auch die Detektorantwort für ersteres etwa doppelt so hoch. Das G-Modell repräsentiert wegen seiner geringen Sternmasse die untere Grenze der Neutrinoluminosität bei Supernovae.

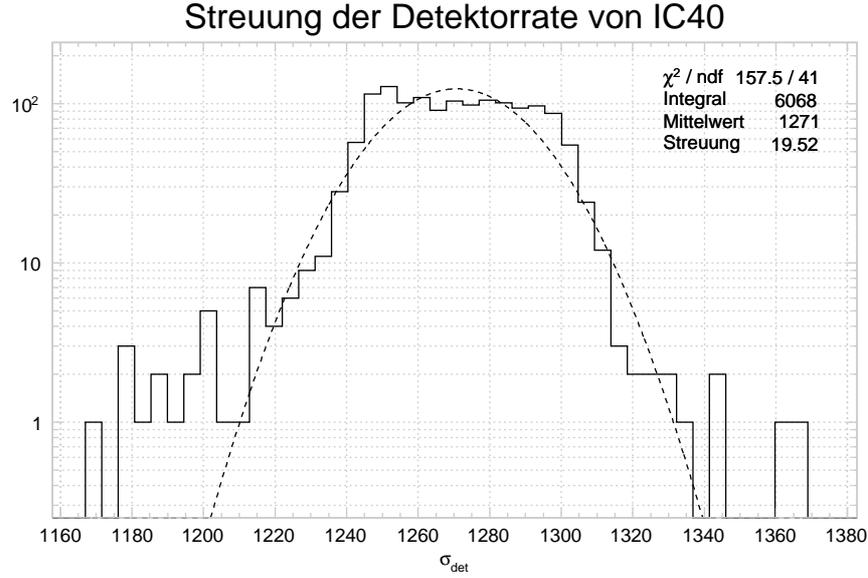


Abbildung 3.16: Die Detektorraten und deren Streuungen wurden separat für alle Läufe des IC40-Datensatzes auf Grundlage aller funktionierenden Module, jedoch abzüglich der in Tabelle 3.1 aufgelisteten, ermittelt. Die im Histogramm dargestellten Streuungen können mit einer Gaußfunktion der Breite $\sigma_{IC40} = 1271 \pm 20$ Hz angepasst werden.

$r_{IC80} = 2r_{IC40}$ und $\sigma_{det} \equiv \sigma_{IC80} = \sqrt{2}\sigma_{IC40}$ auf die endgültige Detektorgröße⁷ skaliert, so gilt

$$r_{det} = 1.340.000 \text{ Hz}$$

$$\sigma_{det} = 1.800 \text{ Hz}$$

Eine entsprechende Untergrundsimulation, welche von poissonverteilten Rauschraten einzelner Module ausgeht, zeigt erwartungsgemäß eine geringere Streuung von $\sqrt{r_{det}} = 1160$ Hz. Die deutliche Abweichung zum experimentell bestimmten Wert wird angesichts der Tatsache relativiert, dass für die Verbreiterung von 640 Hz im Wesentlichen die $\sim 5\%$ als instabil klassifizierten, nicht-gaußschen Module aufkommen. Mit der ermittelten Streuung der Detektorraten kann nun die entfernungsabhängige Signifikanz des Detektors berechnet werden. Abbildung 3.17 oben zeigt die Ergebnisse und beweist, dass IceCube nicht nur hochauflösend galaktische Supernovae untersuchen kann, sondern – zumindest was das Lawrence-Livermore-Model betrifft – auch Supernovae in der weiter entfernten Großen, nicht jedoch in der Kleinen Magellanschen Wolke entdecken kann (vergleiche Tabelle 3.4). Die gleiche Abbildung zeigt unten das Analogon für die Echtzeitanalyse, welche den zuvor gewählten Ansatz zur Berechnung der Signifikanz bestätigt. In den zugrundeliegenden Simulationen wurden die jeweiligen Entfernungen anhand der Sterndichtevertellung in der Milchstraße aus Abbildung 1.15 unten gewichtet. Zudem wurden diejenigen der Magellanschen Wolken berücksichtigt: Beide sind irreguläre Galaxien mit einer komplizierten Sterndichtevertellung, welche der Einfachheit halber als gleichförmig über den Ausdehnungsbereich der Galaxien angenommen wird. Ihre Radien sind mit ≈ 2 kpc etwa identisch. Dies führt dazu, dass die Abbildung zwischen den betrachteten Galaxien keine Punkte aufweist. Zudem besitzt die Große (Kleine) Magellansche Wolke etwa 10 (2) Milliarden Sterne, also 5% (1%) derer der Milchstraße [75]. Die Signifikanzen der Magellanschen Wolken weisen aufgrund ihrer Entfernungen eine große Streuung auf, sodass die Detektierbarkeit in Echtzeit vom Oszillationsszenario abhängt. Keinen

⁷Der benutzte Skalierungsfaktor stimmt nur, falls IC80 die gleiche Modulausfallrate wie IC40 aufweisen wird.

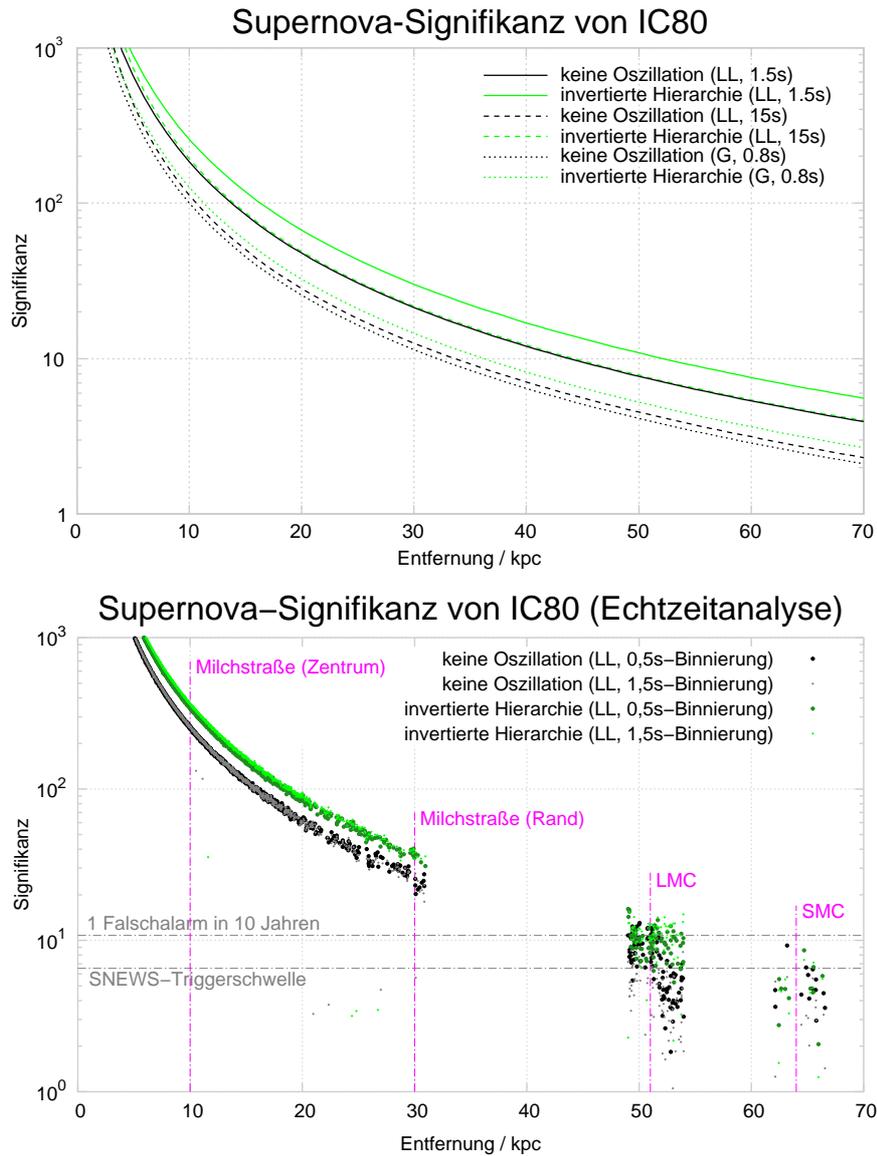


Abbildung 3.17: Oben: Dargestellt ist für beide Modelle die Entwicklung der Signifikanz gegen die Entfernung. Die grünen Kurven repräsentieren das signifikanteste Szenario (invertierte Hierarchie), die schwarzen das unsignifikanteste (ohne Oszillation); zur besseren Übersicht bleiben die weiteren Szenarien außen vor. Für das Lawrence-Livermore-Modell wurden zwei verschiedene Binbreiten zur Bestimmung der Signifikanz genutzt: Zum einen 15s entsprechend der Gesamtdauer des Signals und zum anderen 1,5s, welche der idealen Binbreite für die Analysemethod gerecht wird (siehe Abbildung 3.18 oben). Die Binbreite des Garching-Modells beträgt gezwungenermassen 0,8s und ist mit Sicherheit nicht ideal. Leider weiten die Signifikanzen relativ stark mit dem Modell (ergo der Luminosität) und dem Oszillationsszenario auf, sodass von dieser kaum auf die Entfernung geschlossen werden kann.

Unten: Wie oben, jedoch wurden die Signifikanzen von der Echtzeitanalyse berechnet. Als Grundlage dienten hierfür zweitausend Supernova-Simulationen, deren Signalüberhöhung jeweils zufällig den als Rauschuntergrund fungierenden IC40-Daten überlagert wurde. Im Text ist beschrieben, weshalb nicht für alle Entfernungen Signifikanzen vorliegen. Die pinkfarbenen, vertikalen Linien markieren von links nach rechts das Zentrum der Milchstraße bei 10kpc, deren Rand bei 30kpc, die Große Magellansche Wolke bei 51kpc und die Kleine bei 64kpc [75]. Zusätzlich sind die SNEWS-Triggerschwelle für alle Binbreiten bei 6,547 (vergleiche Tabelle 3.3) und die Schwelle, oberhalb derer sich nur ein Falschalarm binnen zehn Jahren Detektorlaufzeit ereignet, bei 10,778 eingezeichnet.

3 ANALYSE

Tabelle 3.4: Die Tabelle listet die (besten) Signifikanzen je Modell (LL, G) und Oszillationsszenario (0, I, II, III), die zum Teil in Abbildung 3.17 zu sehen sind, für interessante Regionen in der Entfernung d auf.

Region	d/kpc	Signifikanz							
		LL-0	LL-I	LL-II	LL-III	G-0	G-I	G-II	G-III
Zentrum der Milchstraße	10	184,4	212,4	257,3	210,3	100,1	109,7	126,3	109,1
Rand der Milchstraße	30	21,3	24,6	30,1	24,4	11,4	12,6	14,5	12,5
Gr. Magellansche Wolke	51	7,4	8,6	10,5	8,5	4,0	4,4	5,0	4,3
Kl. Magellansche Wolke	64	2,8	3,5	4,8	3,5	2,5	2,8	3,2	2,8

großen Unterschied auf die Signifikanzen zeigen hingegen die beiden dargestellten Binbreiten von 0,5 und 1,5 s. Letztere stellt für das zugrundegelegte Lawrence-Livermore-Modell die optimalste Binbreite dar (siehe Abbildung 3.18) und wird deshalb der Echtzeitanalyse hinzugefügt.

3.2.2 Deleptonisierungsspitze

Wenige Millisekunden nach Eintreten des Sternkollaps wird ein Anstieg des Elektronenfluss um mehr als eine Größenordnung in einem Zeitintervall von etwa 5-7 ms vorausgesagt, denn nachdem die gen außen laufende Stoßfront den Eisenkern zum Teil in einzelne Nukleonen dissoziiert hat, steigt der Elektroneneinfang an den nun freien Protonen und damit auch die Produktion von Elektronen-neutrinos signifikant an. Die Eigenschaften dieser Deleptonisierungsspitze ähneln sich modellübergreifend, das heißt sie sind weitestgehend unabhängig von der initialen Sternmasse⁸, der verwendeten Zustandsgleichung und den Annahmen verschiedener Arbeitsgruppen (siehe Abschnitt 1.5.4) – dies gilt auch für die beiden in dieser Arbeit betrachteten Modelle. Deren systematische Unsicherheiten werden auf $\sim 10\%$ abgeschätzt [57].

Ein Nachweis der Deleptonisierungsspitze wäre eine hervorragende Bestätigung der Modellannahmen zum Neutronisationsmechanismus bei frühesten Zeiten. Zudem ist er sensitiv auf die Massenhierarchie und den kleinen Mischungswinkel θ_{13} , indem bestimmte Oszillationsszenarien ausgeschlossen oder bestätigt werden. Bereits Abschnitt 1.4.3 weist jedoch auf diesbezügliche Schwierigkeiten hin, denn die Mischung der Neutrinospektren führt bei allen betrachteten Oszillationsszenarien zu einer Reduktion der Elektronen-neutrino-Streuung bei gleichzeitiger Erhöhung des inversen Betazerfalls. Dieses Phänomen ist bei IceCube besonders ausgeprägt, so dass der ν_e -Ausbruch bei den hier untersuchten Modellen fast gänzlich vom Signal des inversen Betazerfalls überdeckt wird. Eine Messung der Deleptonisierungsspitze, die von Supernovae im Zentrum der Milchstraße stammt, ist deshalb mit diesem Detektor kaum möglich, wie Abbildung 3.19 veranschaulicht. Erst unterhalb von etwa 2 kpc (entsprechend einer Sternabdeckung von lediglich knapp über 1 %) ist die statistische Unsicherheit soweit reduziert, dass auch die feinsten Strukturen aufgelöst werden können. Allerdings bedarf es zur weiteren Auswertung neben der Kenntnis der Distanz zusätzlich der Interpretation anhand eines Modells. Bei der kurz vor Kollaps herrschenden hohen Zentraldichte von 10^{15} kg/m^3 erhöht sich die Diffusionszeit der Neutrinos aufgrund von Streuprozessen signifikant und führt zu einem Absacken der Luminosität (siehe Abschnitt 1.5.2 sowie Abbildung 1.12). Dieses Neutrino-Trapping, welches unmittelbar vor der Deleptonisierungsspitze einsetzen sollte, kann nicht identifiziert werden.

Um die Problematik der Modellabhängigkeit zu umgehen, wurde nach einer einfachen Systematik im Ratenverlauf gesucht und in der Ratensteigung direkt um die Deleptonisierungsspitze

⁸Die Masse des Eisenkerns unterscheidet sich mit jeweils 1,2, 1,4 und 1,6 M_\odot bei initialen Sternmasse von 10, 20 beziehungsweise 40 M_\odot nur gering. Das ist der wichtigste Grund, weshalb es zu einem universalen Ausbruch von Elektronen-neutrinos kommt [63].

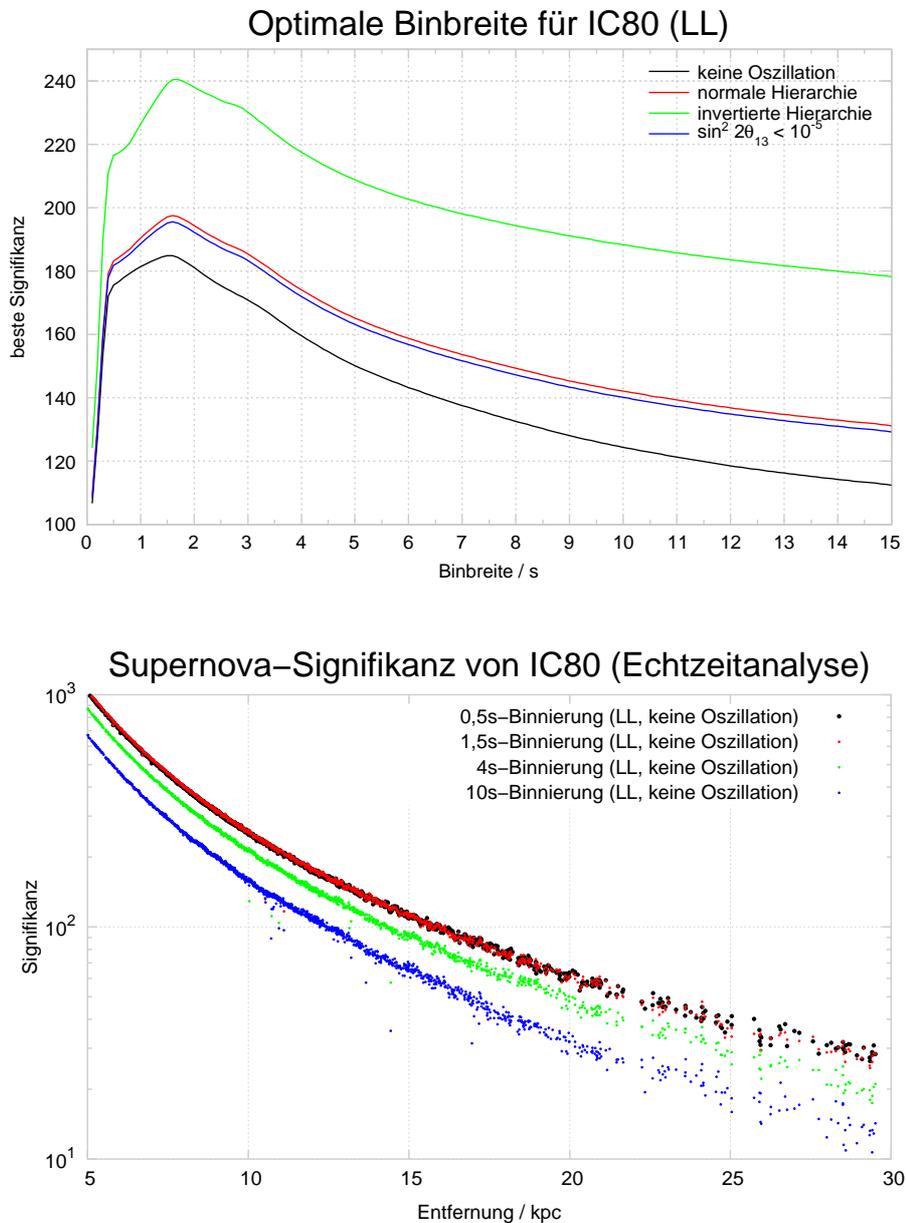


Abbildung 3.18: Oben ist das Resultat einer numerischen Optimierung der Analysebinbreite für das Lawrence-Livermore-Modell gezeigt. Je nach Oszillationsszenario liegt der ideale Wert zwischen 1,5 und 1,7 s, weshalb somit 1,5 s als ganzes Vielfaches des 0,5 s-Analyserasters das Optimum darstellt.

Unten: Um die Sensitivitäten der drei in der Echtzeitanalyse verwendeten Binbreiten miteinander zu vergleichen, wird die Simulationsreihe verwendet, auf der bereits Abbildung 3.17 unten beruht. Deutlich abgeschlagen sind die großen Binbreiten mit 4 und 10 s, welche allerdings beide für den in [28] gewählten Ansatz eines exponentiellen Signalabfalls mit einer Abfallkonstanten von ~ 3 s sensitiver als die 0,5 s-Binnierung sind.

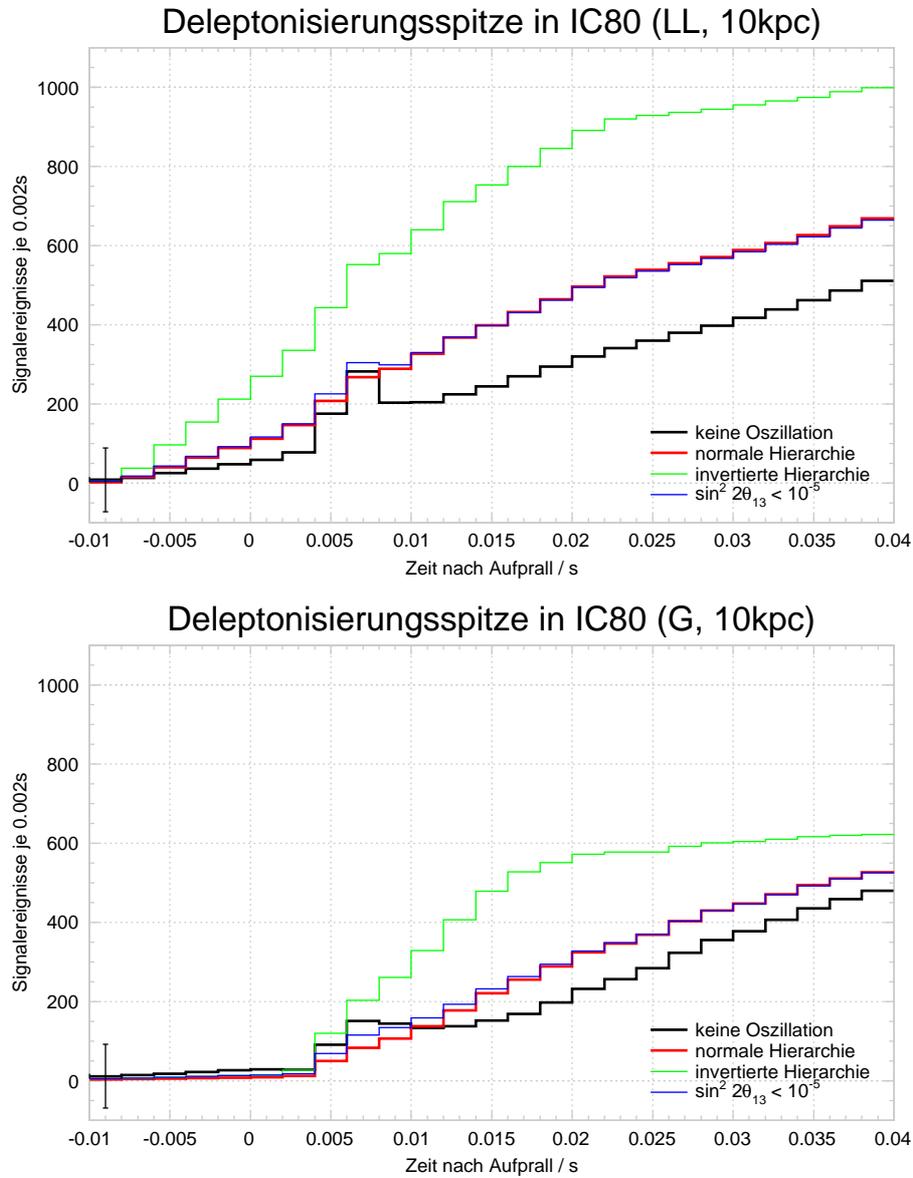


Abbildung 3.19: Die erwartete, mittlere Detektorantwort in der Anfangsphase zeigt durchaus Ähnlichkeiten in beiden Modellen: Das Szenario der invertierten Hierarchie (grüne Kurve) ist deutlich überhöht und weist einen charakteristischen Knick zwischen 20 und 25 ms auf, welche durch das Abflachen der Luminositäten von ν_x sowie $\bar{\nu}_x$ entsteht. Die beiden anderen Oszillationsszenarien (rote und blaue Kurven) ähneln sich mit Ausnahme der Deleptonisierungsspitze sehr, weil beide nur leicht verschieden gemischte Spektren der ν_e und ν_x aufweisen. Als Referenz wurde auch der physikalisch unwahrscheinliche Fall keiner Oszillation (schwarze Kurve) berücksichtigt, bei welchem der Elektronen-neutrinoausbruch (ironischerweise) am besten zur Geltung kommt. Die relative Struktur der Ratenverläufe bleibt unter Variation der Entfernung identisch, aber die statistische Unsicherheit, welche 1σ -breit im ersten Bin eingezeichnet ist, ändert sich.

auch gefunden. In dieser Phase weist das Signal eine charakteristische Steigung als Funktion des Oszillationsszenarios und der Distanz auf (siehe Abbildung 3.20). Da bei IceCube das Signal des inversen Betazerfalls dominiert, skaliert die Ratenänderung annähernd proportional zur anfänglichen Sternmasse. Das Modell der Garching-Arbeitsgruppe verwendet eine für die Zündung einer Supernova benötigte, untere Massengrenze von $8-10M_{\odot}$; diejenige der Lawrence-Livermore-Arbeitsgruppe ist mit $20M_{\odot}$ nahe der Obergrenze, denn ab etwa $25M_{\odot}$ wird die Bildung eines Schwarzen Lochs erwartet, bei welcher die Charakteristik der Neutrinoabstrahlung unterschiedlich ist [54]. Aus diesem Grund wird für jedes Szenario der Schub, um welchen die Ratensteigungsverteilung des einen Modells gegenüber derjenigen des anderen versetzt ist, als relativ groß erachtet, sodass sich der Einfluss eines (beliebigen dritten) Modells auf die Ratensteigungsverteilung in der dargestellten Größenordnung bewegen sollte – zumindest bleiben die Szenarien (trotz einer geringen Modellabhängigkeit) für kleine Entfernungen klar separierbar.

Um nun anhand einer gemessenen Signatur eine Aussage zum zugrundeliegenden Oszillationsszenario treffen zu können, wurden die Verteilungen aus Abbildung 3.20 Szenario-weise zusammengefasst und normiert. Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlinterpretation wird mittels der Verteilung aller fälschlichen Szenarien und derjenigen des gesuchten Szenarios bestimmt:

$$p_{\text{fehl}} = \frac{A_{\Delta}}{A} = \frac{\int_{q^{90}}^{\infty} dA}{\int_{-\infty}^{\infty} dA} = \int_{q^{90}}^{\infty} dA$$

Hierbei bezeichnen A das (normierte) Integral der fälschlichen Szenarien und A_{Δ} dasjenige, welches in die Verteilung des gesuchten Szenarios ab dessen 90%-Quantil q^{90} einläuft. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3.21. Ab Entfernungen von $\lesssim 6$ kpc (entsprechend 15% Sternabdeckung) ist es mit IceCube möglich, auf 3σ -Niveau (90% C.L.) das II. Szenario nachzuweisen, ergo die invertierte Hierarchie zu etablieren und $\sin^2 \theta_{13}$ auf größer als 10^{-3} einzuschränken. Bei einer modellabhängigen Nutzung der Rateninformationen sollte sich die Qualität der Separierung weiter verbessern.

Eine ähnliche Untersuchung findet sich in [57] für Super-Kamiokande. Dieser Detektor kann Anhand der Rückstreusignatur Ereignisse der Elektronstreuung von denen des inversen Betazerfalls (der in diesem Fall den Untergrund darstellt) unterscheiden, weshalb die Deleptonisierungsspitze im Detail untersucht werden kann. Mittels der Ratensteigung *hinter* dem Ausbruch können sogar die Szenarien I und III mit $>3\sigma$ unterschieden werden. Zudem lässt die von den Modellen vorausgesagte Universalität der Deleptonisierungsspitze bei Super-Kamiokande eine Entfernungsbestimmung auf 6% genau zu – ein deutlicher Vorteil gegenüber IceCube, der für diese Untersuchung ausdrücklich auf eine externe Messung der Distanz zur Supernova angewiesen ist.

3.2.3 Erdeffekt

Bislang wurde in der Analyse nur die Neutrinooszillation innerhalb des Sterns betrachtet. Falls die Neutrinofront jedoch, bevor sie am Detektor eintrifft, die Erde durchquert, so kommt es je nach Eintrittswinkel zu geringfügigen, aber komplexen Signalmodulationen. Dieser Erdeffekt beruht, wie ausführlich in Abschnitt 1.4.4 beschrieben, auf einem relativen Phasenschub der Masseneigenzustände, da ν_e und $\bar{\nu}_e$ aufgrund der umgebenden Materie ein anderes Potential als ν_x verspüren. Abbildung 3.22 zeigt den Einfluss der Erde auf das Neutrinosignal in IceCube für beide Modelle und für alle Oszillationsszenarien. In dieser wird außerdem zwischen der Akkretions- und Kühlungsphase unterschieden, wobei sich erstere auf das Signal von 0-0,5s (LL) beziehungsweise 0-0,2s (G), letztere auf 0,5-15s (LL) beziehungsweise 0,2-0,8s (G) beschränkt. Da sich die Zusammensetzung der Spektren beider Phasen sowohl in der Luminosität als auch in der Energie unterscheidet, ist der Erdeffekt jeweils unterschiedlich ausgeprägt. Während der Akkretionsphase ist der Fluss der ν_x für das Garching-Modell nur etwa halb so groß ist wie derjenige

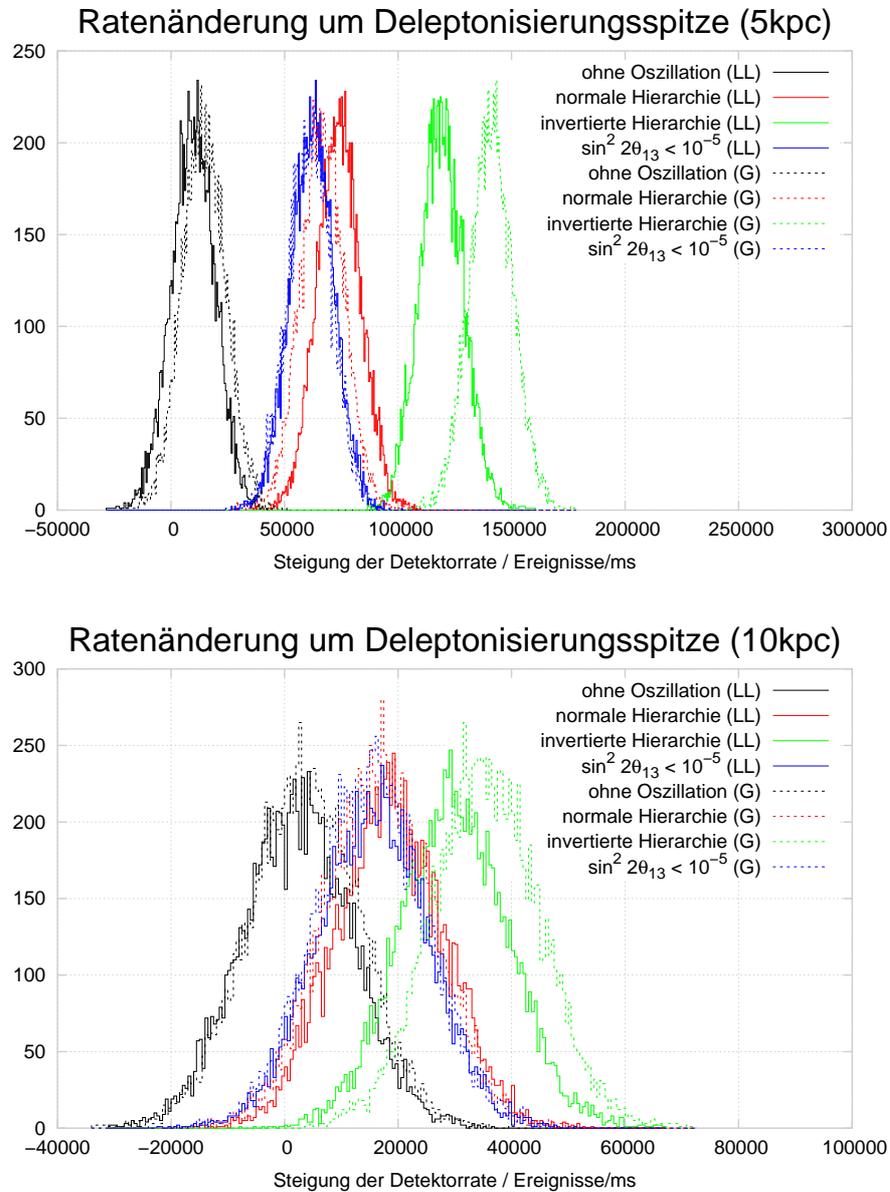


Abbildung 3.20: Basierend auf den Ratenerwartungswerten aus den Abbildungen 3.19 wurden je Modell, Oszillationsszenario und Distanz 10000 Detektorantworten simuliert und von 4 bis 16 ms nach dem Kollaps mit einer Geraden angepasst. Wie in beiden Bildern zu sehen, zeigt die invertierte Hierarchie (grün) erwartungsgemäß die größte Steigung, die beiden anderen Szenarien (rot und blau) besitzen nahezu identische Steigungen und ohne Sternoszillation (schwarz) liegen die Steigungen um die Null. Interessant hierbei ist die offensichtliche Gruppierung anhand des Oszillationsszenarios weitgehend unabhängig vom Modell, denn es wird nur die Steigung, nicht aber die absolute Rate betrachtet (siehe Text).

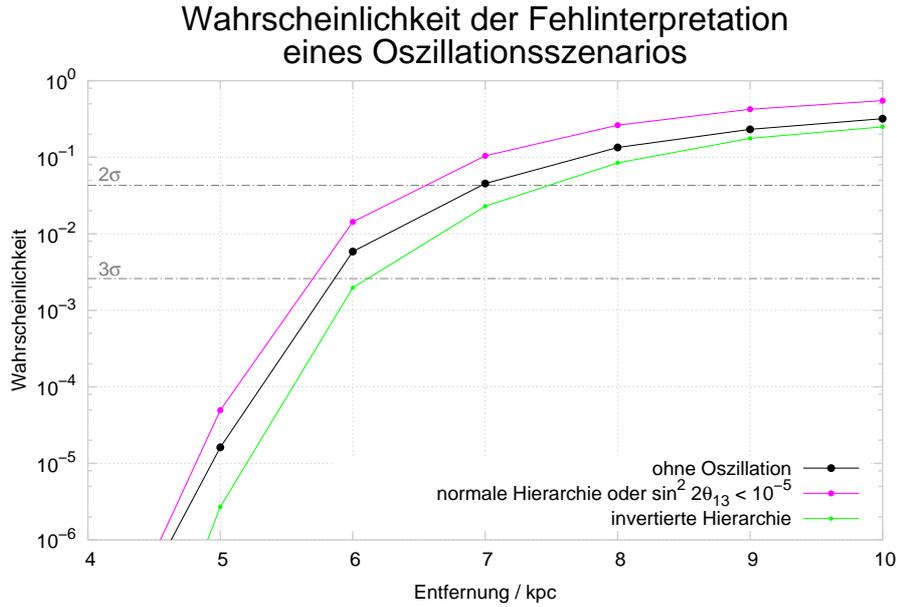


Abbildung 3.21: Im Bild ist die Wahrscheinlichkeit der Fehlinterpretation eines bestimmten Oszillationsszenarios gegen die Entfernung aufgetragen. Diejenige mit normaler Hierarchie und diejenige mit kleinem 13-Mischungswinkel wurden aufgrund der Ähnlichkeit ihrer Ratensteigungen zusammengefasst (pinkfarbene Kurve). Erneut kann die invertierte Hierarchie (grüne Kurve) am besten identifiziert werden. Die statistischen Unsicherheiten sind kleiner als die verwendeten Punkte und deshalb nicht zu sehen.

der $\bar{\nu}_e$ und der Einfluss des Erdefeffekts ist dementsprechend gering. Während der Kühlungsphase jedoch kehrt sich das Flussverhältnis um und die Signalmodulationen sind ausgeprägter und betragen im Mittel bis zu 1,5 %. Dieses beträgt für das Lawrence-Livermore-Modell sogar 4,6 %, jedoch liegt hier die Dominanz der Kühlungsphase trotz etwa gleich bleibender Luminositäten in den deutlich größeren Energien der ν_x begründet (vergleiche Abbildungen 1.11 und 1.12). Eine ähnliche Abschätzung in [24] ergibt ein Signaldefizit von 8,2 % (LL) beziehungsweise 4,3 % (G) innerhalb die Kühlungsphase – allerdings nur unter Berücksichtigung des inversen Betazerfalls.

Aufgrund dieser Unterschiede der Entwicklungsphasen kann gezielt nach temporalen Variationen im Signal gesucht werden: Unter bestimmten Eintrittswinkeln kommt es sogar zu parametrischen Resonanzen, welche das Signal um bis zu 8 % (LL) beziehungsweise 3 % (G) absenken (und selten sogar leicht erhöhen). Damit sind neben Rückschlüssen auf die initale Zusammensetzung der Neutrinospektren auch Vergleiche mit Messungen anderer Detektoren möglich, ohne dass hierfür deren absolute Kalibration benötigt werden würde – obwohl diese bei IceCube wegen der hohen Konstanz der Rauschraten und der geringen statistischen Unsicherheit von $< 0,14$ % (IC80) sehr gut bekannt ist. Prinzipiell kann der Erdefeffekt in IceCube jedoch nur in Verbindung mit einem anderen Detektor ausgewertet werden, denn ohne eine externe Referenz ist eine gemessene Signalmodulation zweideutig. Für diesen Zweck eignet sich derzeit Super-Kamiokande am besten, denn er besitzt eine vergleichbare statistische Genauigkeit mit einer Abweichung von etwa 1 % (vergleiche Tabelle 2.2). Die Kombination beider weist zudem in 75 % aller Richtungen der eintreffenden Neutrinos einen größtmöglichen Unterschied des Erdefeffekts auf: Dann misst der eine Detektor die Neutrinos direkt und der andere, nachdem sie die Erde durchquert haben [72].

Die Abhängigkeit des Erdefeffekts vom Oszillationsszenario kann mit Hilfe der Formeln 1.27, 1.28 sowie 1.29 und den Flipwahrscheinlichkeiten P_H für den Neutrino- beziehungsweise \bar{P}_H für den Antineutrinosektor nachvollzogen werden (vergleiche Tabelle 1.4). Für die normale Hierarchie (I. Szenario) gilt $P_H = 0$ sowie $\bar{P}_H = 1$, für die invertierte Hierarchie (II. Szenario) gilt $P_H = 1$

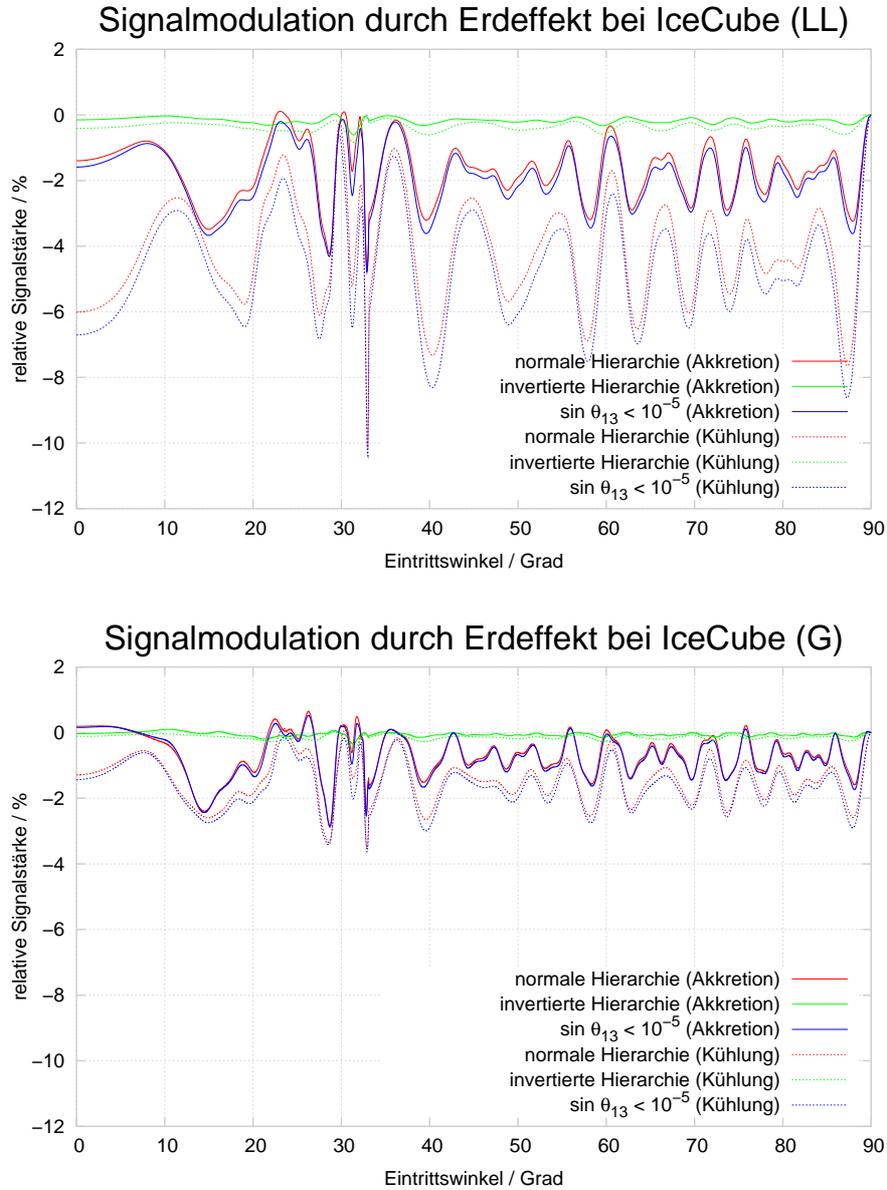


Abbildung 3.22: Der Erdeffekt auf die Signalstärke, welche auf den Wert bei 90° (ohne Erdeffekt) normiert ist, stellt sich beim Lawrence-Livermore-Modell (LL, oben) ausgeprägter dar als beim Garching-Modell (G, unten). Beide Verläufe ähneln sich dennoch sehr, denn die Größe der Modulation wird vorwiegend von den Flussdifferenzen bestimmt (vergleiche Formel 1.32). Da sich diese mit der Zeit ändern, wird zwischen der Akkretions- (durchgezogene Kurve) und der Kühlungsphase (gepunktete Kurve) unterschieden. Für die normale Hierarchie (rote Kurve) und das Szenario mit $\sin^2 2\theta_{13} < 10^{-5}$ (blaue Kurve) sind diese Phasen auch deutlich voneinander separiert: In beiden Bildern gruppieren sich jeweils die gepunktete rote und blaue Kurve sowie die durchgezogene rote und blaue Kurve. Eine dritte Gruppe bilden die grünen Kurven der invertierten Hierarchie, welche nur einen geringen Einfluss des Erdeffekts erkennen lassen. Ein deutlicher Phasensprung ereignet sich beim Übergang von Erdmantel zu -kern bei einem Eintrittswinkel von $\vartheta = 33,17^\circ$. Die Phänomenologie beider Graphen wird weiter im Text erörtert.

3.2 Detektorantwort auf galaktische Supernovae

Tabelle 3.5: Aufgeführt sind alle für das Analysekapitel wichtigen Ursachen von statistischen und systematischen Unsicherheiten, welche sich letztendlich auf die Abschätzung des Detektorsignals und die Berechnung der Signifikanz auswirken. Die letzte Spalte verweist auf den Abschnitt, in welchem die entsprechende Unsicherheit eingeführt und erläutert wird.

Ursache	Variable(n)	Unsicherheiten		Abschnitt
		stat./%	sys./%	
Wirkungsquerschnitt des inversen Betazerfalls	σ_β	-	< 1	1.2.1
Wirkungsquerschnitt der Elektronstreuung	σ_e	-	< 1	1.2.2
Wirkungsquerschnitt der Streuung an Sauerstoff	σ_O	-	~ 5	1.2.3
Eisdichte	ρ_{eis}	-	0,2	3.2
mittlere Weglänge von niederenergetischen e^\pm in Eis	\bar{x}	$\sim 0,3$	-	1.3.1
mittlere Zahl produzierter Tscherenkowphotonen	\bar{N}_γ	< 3	-	1.3.2
AHA-Eismodell inklusive Bohrlocheis	Λ_a, Λ_e	-	~ 6	2.2.3
effektives Volumen für Photonen	V_{eff}^γ	1,3	~ 6	2.2.3
effektives Volumen für Elektronen und Positronen	V_{eff}^e	3,2	~ 6	2.2.3
Detektorratenstreuung	σ_{det}	1,6	-	3.2.1
Ratenabfall innerhalb des Ringpuffers	Δr_{det}	< 1	-	3.1.3.3
Supernova-Modelle	-	-	~ 10	1.4.3
Mischungsmatrixelement	$\sin^2 \theta_{13}$	< 4,7	-	1.4.3
Erdeffekt für Mantel und Kern	$P_{1 \rightarrow \bar{e}}, P_{2 \rightarrow e}$	-	$\sim 0,2$	1.4.4

sowie $\bar{P}_H = 0$ und im Falle von $\sin^2 2\theta_{13} < 10^{-5}$ (III. Szenario) gilt $P_H = \bar{P}_H = 1$ (vergleiche Abschnitt 1.4.3). Das II. Szenario weist daher nahezu keinen Erdeffekt auf: Die im Stern erzeugten Antielektronneutrinos treffen als ν_3 an der Erde ein und spüren keinen Erdeffekt. Die anderen beiden Masseneigenzustände sind in annähernd gleicher Anzahl vorhanden, denn sie stammen ursprünglich aus den ν_x des Sterns, und somit kompensiert sich der Einfluss des Erdeffekts wechselseitig. Der Anteil der (nicht via inversen Betazerfall wechselwirkenden) Elektronneutrinos sorgt für die verbleibende, geringe Modulation. Im Gegensatz dazu beeinflusst der Erdeffekt beim I. Szenario den Kanal der Antielektronneutrinos, weshalb dieses eine ausgeprägte Modulation der Detektorrate aufweist. Das III. Szenario ist faktisch die Summe der Modulationen der beiden anderen, weshalb es nur schwer vom I. Szenario zu unterscheiden ist. Wird also ein Erdeffekt nachgewiesen, so impliziert dies zwingend eine normale Hierarchie in Kombination mit $\sin^2 2\theta_{13} > 10^{-3}$ oder $\sin^2 2\theta_{13} < 10^{-5}$ bei unbestimmter Hierarchie. Der Umkehrschluß, das Ausbleiben einer Modulation spräche für die invertierte Hierarchie, ist hingegen nicht erlaubt, denn durch passend „justierte“ Neutrinospektren des Sterns könnten diese unentdeckt bleiben.

Zusätzlich eröffnet der Nachweis einer Signalvariation auch die Untersuchung der Oszillationslänge in Materie L_m (Formel 1.17) beziehungsweise von Δm_{12}^2 und $\sin^2 2\theta_{12}$ komplementär zu den Präzisionsmessungen an Long-Baseline-Experimenten. Der Erdeffekt erfordert jedoch eine kompliziertere Analyse, als dies durch die hier vorgestellte, qualitative Ausführung den Anschein hat. Problematisch wird bereits die exakte Bestimmung des Eintrittswinkels, von welcher die Qualität der weiteren Analyse empfindlich abhängt. Außerdem weist das Signal unter manchen Winkeln überhaupt kein Defizit auf, sodass der Nachweis eines Erdeffekts beziehungsweise die Separation der Oszillationsszenarien erschwert oder gar unmöglich wird. Diese Themen sind Teil einer anderen Doktorarbeit [66].

3.2.4 Unsicherheiten

Alle relevanten statistischen und systematischen Unsicherheiten finden sich in Tabelle 3.5. Falls der Einfluss des Supernova-Modells berücksichtigt werden soll, gilt für die systematische Unsicherheit der Rate $\Delta R = \Delta N_{sig} \cong 23,2\%$ und für die der Signifikanz $\Delta \mathfrak{s} = 23,3\%$, falls nicht gilt $\Delta R = \Delta N_{sig} \cong 6,1\%$ und $\Delta \mathfrak{s} = 6,3\%$. Die statistische Unsicherheit beträgt für alle Größen $3,2\%$. Werden Prozesse mit Neutrinooszillationen betrachtet, so fließt zusätzlich eine systematische Unsicherheit von $4,7\%$ aufgrund des als Null genäherten Matrixelements U_{e3} ein.

ZUSAMMENFASSUNG & AUSBLICK

Nachdem der Nachweis der ersten und bislang einzigen Supernova-Neutrinos vor über 20 Jahren den Beginn der Neutrinoastronomie einleitete und bereits erste Grenzen auf die Masse, die Ladung und die Lebensdauer von Antielektronneutrinos gesetzt werden konnten, sind die heutigen Detektoren aufgrund ihres deutlich größeren Volumens in der Lage, Neutrinoausbrüche detailliert zu vermessen und neben bereits genannten Eigenschaften zusätzlich Effekte der Neutrinooszillation sowie Vorhersagen der Explosionsmodelle präzise zu testen. Wie damals werden die besten Ergebnisse erzielt, wenn die Messungen der verschiedenen Experimente zusammenfließen. Mit IceCube reiht sich nun ein Detektor in die (überschaubare) Liste der Neutrinoteleskope ein, welcher mit derzeit unübertroffener statistischer Genauigkeit Neutrinosignaturen zu registrieren vermag, wie sie typischerweise bei Kernkollaps-Supernovae entstehen. Bei diesen extremen Ereignissen werden 99% der gravitativen Bindungsenergie – um die 10^{46} J – in Form von Neutrinos aller Flavour frei, welche noch weit über die Grenzen der Milchstraße auf der Erde beobachtet werden können.

Der Hauptteil dieser Arbeit bestand in der Implementierung der Supernova-Datennahme-Software `SNi3Dq` in IceCube auf Basis der in AMANDA verwendeten `SNDaq`, die es dem Detektor seit August 2007 erlaubt, derartige Neutrinosignaturen nachzuweisen. Aus technischer Sicht bestand das Ziel in einem stabilen und wartungsarmen Betrieb des Programms, dessen Verlässlichkeit auf der Ebene der Erfassung, der Prozessierung und der Speicherung der Daten bewiesen wurde. Zudem wurden den Operatoren mehrere Überwachungswerkzeuge, unter anderem ein netzbasiertes Monitoring, zur Verfügung gestellt, mit welchen sich jederzeit die bisher aufgezeichneten Daten sowie der Status der Datennahme überprüfen lassen. Die `SNi3Dq` ist bereits seit vielen Monaten nahezu fehlerfrei in Betrieb. Damit wurde diese Zielvorgabe erfolgreich umgesetzt.

Bei IceCube verhindern die großen Abstände zwischen den Photonenvervielfachern den Nachweis einzelner Neutrinos des MeV-Regimes. Stattdessen wird eine kollektive Ratenerhöhung aller Module gemessen, die homogen über den gesamten Detektor einsetzt, sobald die von der Supernova stammende Neutrinofront das Medium penetriert. Dementsprechend werden zwei Parameter für die Diskriminierung von Supernova-Kandidaten in der am Südpol laufenden Echtzeitanalyse verwendet: Die Signifikanz s als Schätzer der Ratenabweichung vom Untergrundrauschen sowie die Homogenität der Erleuchtung χ^2 . Beide Parameter müssen voreingestellte Triggerschwellen über- beziehungsweise unterschreiten, damit die Daten für einen Supernova-Kandidaten herausgeschrieben werden und SNEWS davon unmittelbar in Kenntnis gesetzt wird. Weiterhin übernimmt die Echtzeitanalyse die Reduktion der Datenmenge durch Neuhistogrammierung auf etwa ein 250stel der ursprünglichen Größe. Damit können alle genommenen Daten via Satellit in den Norden transferiert werden und stehen dort für ausführlichere Untersuchungen zur Verfügung.

In dieser Arbeit werden die Datensätze der Ausbaustufen IC22 und IC40 betrachtet, welche etwa ein Viertel beziehungsweise die Hälfte der endgültigen Detektorgröße ausmachen. Diese überspannen den Zeitraum von August 2007 bis April 2009, bei einer effektiven Laufzeit von 556 Tagen (89% des gesamten Zeitraums). Die Qualität der Daten ist ausgezeichnet. Maximal 0,3% aller Kanäle werden im zeitlichen Mittel von der Echtzeitanalyse durch Schnitte auf Qualitätsparameter disqualifiziert und verzerren somit nicht die Berechnung der Signifikanz. Als Qualitätsparameter dienen die statistischen Größen Mittelwert, Verbreiterung und Schiefe, welche alle basierend auf den Ratenverteilungen des dynamischen Puffers bestimmt werden. Diese flexible Methode benötigt nur geringes Vorwissen über das Rauschverhalten der einzelnen Module.

Der gewählte Analyseansatz fordert ein gaußförmiges Rauschverhalten der Module. Zwar folgt dieses eher einer logarithmischen Normalverteilung, deren leichte Rechtsschiefe weist jedoch nur eine geringe Abweichung zur gewohnten Normalverteilung auf, weshalb bei der Signifikanzberechnung kein nennenswerter Fehler entsteht. Bereits während der Ratenaufzeichnung wird eine künstliche Totzeit von $250 \mu\text{s}$ appliziert, um störende Nachpulse um 80% zu unterdrücken. Deshalb, aufgrund der tiefen Temperaturen und wegen des Fehlens jeglicher Radioaktivität im Eis beträgt die mittlere Rauschrate pro Modul lediglich $286 \pm 20 \text{ Hz}$ und liegt damit mindestens zwei Größenordnungen unterhalb dessen, was bei vergleichbaren Experimenten im Meerwasser erreicht wird. Diese Größe ist entscheidend für die hervorragende Sensitivität von IceCube auf galaktische Supernovae. Die Verteilung der Signifikanzen ist mit etwa 1,3 breiter als die Erwartung für ideales gaußsches Rauschen der Module von 1. Einen Erklärungsansatz bieten hochenergetische atmosphärische Myonen, die im Eis großflächig eine Ratenüberhöhung induzieren können und somit tendenziell zu einer Überschätzung der Signifikanz führen. Ebenso wird der Einfluss der Myonen klar in einer jährlichen Amplitudenmodulation der Rauschraten aller Module gesehen, welche sich, entsprechend einer absoluten mittleren Myonrate von etwa 11 Hz, dem generellen, abfallenden Trend überlagert.

Trotz der beobachteten Verbreiterung folgt die Signifikanzverteilung ausgezeichnet einer Normalverteilung, wie vom zentralen Grenzwertsatz gefordert wird. Die Abschätzung der Triggerschwelle kann deshalb mit großer Genauigkeit durchgeführt werden. Um die von SNEWS vorgegebene Alarmrate von $0,1 \text{ d}^{-1}$ zu erreichen, wurde die Triggerschwelle der Signifikanz zu $\xi_s = 6,547$ bestimmt. Zusätzlich wird mit $0,005 \leq p(\chi^2) \leq 0,995$ eine homogene Erleuchtung gefordert. Bei jedem Trigger wird das Abspeichern der Rauschraten in der feinstmöglichen 2 ms-Binnierung von 30 s vor bis 60 s nach dem Triggerzeitpunkt initiiert, womit auch subtile Signaturen des Supernova-Neutrinosignals aufzulösen sind. In den untersuchten Daten finden sich keine interessanten Kandidaten.

Zur Abschätzung der Antwort des vollständig ausgebauten Detektors (IC80) auf Kernkollaps-Supernovae wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei in Neutrinoluminosität und -energie deutlich unterschiedliche Explosionsmodelle ausgewertet, um die mögliche Vielfalt eines Signals in IceCube abzudecken. Alle relevanten Wechselwirkungen von Neutrinos im Eis wurden hierbei berücksichtigt, wobei der inverse Betazerfall wie erwartet mit einem Beitrag von etwa 91% dominiert; die Streuung an Sauerstoff mit anteilig etwa 6% erzeugt doppelt so viele Ereignisse wie die Streuung an Hüllenelektronen ($\sim 3\%$). Zudem wurde die Oszillation der Neutrino flavour in der Sternmaterie (und separat auch der Erdmaterie) basierend auf dem ausführlich im Theoriekapitel vorgestellten Formalismus quantifiziert. Es zeigt sich, dass IceCube mit $\varepsilon > 11$ (entsprechend einem einzigen Falschalarm in zehn Jahren) extrem sensitiv auf galaktische Supernovae jedes beliebigen Modells und Oszillationsszenarios ist. Damit wird die Milchstraße zu 100% überwacht. Bei Supernovae der Großen Magellanschen Wolke ist eine 3σ -Detektion in Echtzeit nur im Falle des Lawrence-Livermore-Modells und der invertierten Hierarchie möglich, denn mit dieser Kombination wird das größte Signal erzielt. In 20 ms-Binnierung weist die Detektorantwort auf galaktische Supernovae eine statistische Unsicherheit des Signalmaximums gegenüber dem Untergrundrauschen von 1,4-1,8% für das Lawrence-Livermore- und 3,7% für das Garching-Modell auf, weshalb problemlos die Akkretions- und die Kühlungsphase getrennt werden können. Beide geben Aufschluss über den Neutrino-transport im Sternmedium; das Auftreten der Akkretionsphase würde den Mechanismus der verzögerten Explosion bestätigen, welcher derzeit von den Modellen als Explosionsmechanismus favorisiert wird.

Trotz der sehr guten Statistik ist es mit IceCube für keine der drei Oszillationsszenarios möglich, die Deleptonisierungsspitze zu separieren. Diese wird von dem dominanteren Signal des inversen Betazerfalls überdeckt. Es kann jedoch anhand des Ratenanstiegs der ersten Millisekunden nach Sternkollaps weitgehend unabhängig von den beiden betrachteten Modellen auf die zugrundeliegende Massenhierarchie der Neutrinos geschlossen werden: Für Entfernungen $\leq 6 \text{ kpc}$ (entsprechend 15% Sternabdeckung in der Milchstraße) können auf 3σ -Niveau (90% C.L.) die in-

vertierte Hierarchie etabliert beziehungsweise der Mischungswinkel auf $\sin^2 2\theta_{13} > 10^{-3}$ festgelegt werden. Die Kenntnis der Entfernung ist hierfür allerdings Voraussetzung. Dieselbe Kombination aus Hierarchie und Mischungswinkel kann ebenfalls mittels des Erdeffekts (beziehungsweise dessen Ausbleiben) bestätigt werden. Dazu muss das Signal in IceCube mit demjenigen eines weiteren Detektors verglichen werden: Wenn die Neutrinofront lediglich bei einem der beiden Detektoren die Erde durchquert (diese optimale Situation ist bei 75% aller Eintrittswinkel gegeben), stellen sich temporäre Signaldifferenzen ein, die direkt Rückschlüsse auf den Erdeffekt und damit auf das Oszillationsszenario zulassen.

Der hier nur qualitativ ausgearbeitete Einfluss der Erde auf das Neutrinosignal und die Möglichkeiten zur Extraktion physikalischer Aussagen anhand der Signalmodulation wird durch quantitative Untersuchungen in zukünftigen Arbeiten ergänzt werden. Zudem wird die Neutrinooszillation innerhalb des Sterns beliebig kompliziert, falls beispielsweise Stoßwellen oder großskalige Turbulenzen den Dichtegradienten im Stern modifizieren und Neutrinos mehr als nur zwei Resonanzonen durchlaufen [20]. Zum detaillierten Verständnis der von IceCube aufgezeichneten Raten mit Blick auf die von den Myonen generierte Aufweitung beziehungsweise die Verbreiterung der Signifikanzverteilung stehen Untersuchungen in Kombination mit der Myondatennahme bevor. Es ließen sich auch Verbesserungen an der Echtzeitanalyse selbst vornehmen. So könnte ein Homogenitätsschätzer die geometrische Anordnung der Module berücksichtigen oder ein Signifikanzschätzer den Signalverlauf mit Voraussagen verschiedener Modelle vergleichen, um eventuell die Sensitivität IceCubes soweit zu verbessern, dass auch Supernovae in den Magellanschen Wolken sicher von der Echtzeitanalyse getriggert werden würden. Schließlich sind die zwei Supernovae, die sich pro Jahrhundert in Detektionsreichweite ereignen, einiges an Aufwand wert, denn derartige Neutrinoflüsse in Kombination mit den immensen Dichten des Sterninneren gewähren Einblicke in extremste physikalische Abläufe, die in ihrer Art nicht reproduzierbar sind.

A SUPERNOVA-SOFTWARE

A.1 Rohdatenformat

Datentyp	Bytes	Beschreibung
int32_t	4	Länge des Datenpakets
int32_t	4	Typnummer des Datenpakets
int64_t	8	UTC-Zeitstempel
int64_t	8	DOM-Identifikationsnummer
int16_t	2	Blocklänge
int16_t	2	Formatnummer
uchar[6]	6	DOM-Zeit

A.2 Ausgabedatenformat

Objekt	Datentyp	Beschreibung
SN_Streaming_All_t		Rauschraten des 0,5s-Binnings
.no_channels	Int_t	Anzahl gebuchter Kanäle
.data	UShort_t[no_channels]	Rauschraten je Kanal
SN_Streaming_GPS_t		Zeitstempel
.real_gps_low	ULong_t	vordere 32 bit des Zeitstempels
.real_gps_high	ULong_t	hintere 32 bit des Zeitstempels
.event_no	ULong_t	Zähler
SN_Streaming_Range_t		zufälliger Ausschnitt der 2ms-Rohdaten
.no_channels	Int_t	Anzahl gebuchter Kanäle
.count_events	Int_t	Anzahl der Ereignisse
.size_part1	Int_t	Größe des ersten Datenbereichs
.size_part2	Int_t	Größe des zweiten Datenbereichs
.data1	UShort_t[size_part1]	erster Teil der Rohdaten
.data2	UShort_t[size_part2]	zweiter Teil der Rohdaten
SN_ORoutEvent_t		Ergebnisse der Analyseklasse
.NMAvBins	Int_t	Größe des Ringpuffers
.NRebins	Int_t	Binbreite
.Signal	UShort_t	Signal $\Delta\mu$
.SignalError	UShort_t	Signalfehler $\sigma_{\Delta\mu}$
.Chi2	UShort_t	Homogenität der Erleuchtung χ^2
.ActiveChannels	Int_t	Anzahl aktiver Kanäle
.RebinIndex	Int_t	Position innerhalb des Bins
.NNewActOMs	Int_t	Anzahl wiederaktivierter Kanäle
.NewActOMs	Int_t[NNewActOMs]	Liste wiederaktivierter Kanäle

A SUPERNOVA-SOFTWARE

.NNewInactOMs	Int_t	Anzahl deaktivierter Kanäle
.NewInactOMs	Int_t[NNewInactOMs]	Liste deaktivierter Kanäle
<hr/>		
SN_OCandEvent_t		Supernova-Kandidaten
.NCandidate	Int_t	Nummer des Kandidaten
.NChannels	Int_t	Anzahl beitragender Kanäle
.NEvent	Int_t	Bin innerhalb des Kandidaten
.ChannelRate	UShort_t[NChannels]	Kanalraten r_i
.ChannelMean	UShort_t[NChannels]	Kanalmittelwerte μ_i
.ChannelSigmaSquare	UShort_t[NChannels]	Kanalvarianzen σ_i^2
.ChannelWeighedDev	UShort_t[NChannels]	Kanalgewichtungen ϵ_i
.size_part1	Int_t	Größe des ersten Datenbereichs
.size_part2	Int_t	Größe des zweiten Datenbereichs
.data1	UShort_t[size_part1]	erster Teil der Rohdaten
.data2	UShort_t[size_part2]	zweiter Teil der Rohdaten
<hr/>		
SN_OMWatchEvent_t		Qualitätsparameter je Kanal (offline)
.RebinWidth	Int_t	Binbreite
.OMSNChannel	Int_t	Kanalindex
.OMId	ULong64_t	Kanalidentifikationsnummer
.OMMean	UShort_t	Mittelwert μ
.OMSigma	UShort_t	Streuung σ
.OMFano	UShort_t	Verbreiterung (Fanofaktor) \sqrt{f}
.OMSkew	UShort_t	Schiefe s
.OMKurtosis	UShort_t	Kurtosis k
.OMGaussMean	UShort_t	Mittelwert des Gaußfits
.OMGaussSigma	UShort_t	Streuung des Gaußfits
.OMGaussRedChi2	UShort_t	χ_{red}^2 des Gaußfits
.OMGaussNDF	Int_t	Freiheitsgrade des Gaußfits
.OMRate	TH1D*	Einzelraten als ROOT-Histogramm
<hr/>		
SN_SignalSimEvent_t		simulierte Supernovae (offline)
.Integral	Double_t	Integral
.Distance	Double_t	Entfernung

A.3 Klassenstruktur

Verzeichnis/Datei	Beschreibung
sni3daq/src/common/ i3eval.h	grundlegende Routinen binnert und synchronisiert die Rohdaten
mail.h	informiert über Trigger und Programmstart
sendits.h	Schnittstelle zum IRIDIUM-Modem
sn_analysis.h	operiert auf den Datenreihen
sn_eval_t.h	Analyseklasse, triggert die Supernova-Kandidaten
sn_stream.h	schreibt die Datenströme in eine Datei
sni3_payload_t.h	behandelt die Rohdatenstruktur der pDAQ
<hr/>	
sni3daq/src/daq/ sni3_basics.h	Echtzeit-Datennahme generelle Routinen für alle Klassen
sni3_configuration.h	liest und schreibt die XML-Konfigurationsdateien
sni3_histogram.h	liest die Rohdaten ein und liefert sie an die Analyse

sni3_xml.h	XML-Definitionen
sni3daq.C	Hauptprogramm
<hr/>	
sni3daq/src/offline/	Offline-Analyse
domtable.h	Informationen zu den Modulen
gpstime.h	Routinen zur Zeitrepräsentation
monitor_candidates.C	analysiert die Kandidaten
monitor_longterm.C	analysiert die Raten über große Zeitspannen
monitor_oms.C	analysiert die Raten und die statistischen Parameter
monitor_omwatch.C	analysiert die Qualifikationsparameter
monitor_qualification.C	analysiert die Qualifikationsparameter
poissonDT.C	totzeitkorrigierter Poissonfit nach Formel 2.9
read_sn_payload.C	liest die Rohdateien ein
sn_config_t.h	liest die Konfiguration der Ausgabedateien ein
sni3offline.C	prozessiert die Ausgabedateien mit beliebigen Analysen
sni3omwatch.C	fittet die Rauschraten mit Gaußverteilungen
sn_offline_t.h	Schnittstelle zur Offline-Analyse
sn_omwatch_t.h	Schnittstelle zur Analyse der Qualifikationsparameter
styling.C	definiert das Layout der Graphen
<hr/>	

A.4 Überwachung der Datenqualität

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei unabhängige, webbasierte Überwachungswerkzeuge entwickelt und zum Einsatz gebracht. Zum einen das **Supernova-Monitoring**, welches die Ausgabedateien der **SNi3Daq** analysiert, tabelliert, auf Fehler hinweist und die wichtigsten Analyseparameter visualisiert (siehe Abbildung A.1). Dazu gehören die Ratenmittelwerte aller in einem Lauf verwendeten Module, deren Anzahl, der Fehler der Signalthypothese und das Chi-Quadrat. Zur besseren Vergleichbarkeit werden alle Parameter mit denen des vorhergehenden und des nachfolgenden Laufs verglichen. Zudem kann die genaue Ausgabe des Analyseprogramms eingesehen werden. Nachträglich wurde das Monitoring noch um die Möglichkeit erweitert, auch die Kenngrößen der Supernova-Kandidaten anzuzeigen. Hierfür werden deren 2ms-Rohraten, deren Signifikanz und deren Chi-Quadrat histogrammiert und ebenfalls denselben Werten der Läufe davor und dahinter gegenübergestellt. Es werden für die Kandidaten ausschließlich Histogramme erzeugt, die nur mit besonderer Zugangsberechtigung eingesehen werden können. Sobald die Ausgabedateien vom Südpol in Madison, dem "Umschlagsplatz" der Kollaboration, mit typischen Verzögerungen von Stunden bis Tagen eintreffen, werden sie nach Mainz kopiert und dort für das Monitoring prozessiert.

Zum anderen existiert das **SNEWS-Monitoring**, welches über alle Supernova-Kandidaten und deren Kenngrößen informiert (siehe Abbildung A.2). Überschreitet die Signifikanz in der Echtzeitanalyse einen Schwellenwert, so sendet die **SNi3Daq** via **IRIDIUM** eine knappe Nachricht an eine Relaisstation in den USA. Von dort erreicht den dafür vorgesehen Server in Mainz eine Email mit gleichem Inhalt, der auf Korrektheit überprüft und bei Erfolg über ein separates Programm dem SNEWS-Server mitgeteilt wird. Der letzten Schritt wird allerdings nur durchgeführt, wenn eine weitere, restriktivere Signifikanzschwelle überschritten wird. Der Grund, weshalb hierfür am Südpol und in Mainz je zwei verschiedene Werte verwendet werden, ist die gewünschte höhere Statistik an Supernova-Kandidaten, die nicht mit der Forderung von SNEWS an eine Triggerrate von etwa $0,1 \text{ d}^{-1}$ vereinbar ist. Zusätzlich werden alle Testalarme, die zur Überprüfung der Satellitenverbindung alle sechs Stunden vom Südpol versendet werden, aufgelistet. Falls dieser Alarmtyp nicht regelmässig, das heißt etwa alle 6 h unter Berücksichtigung kleiner, technischer Verzögerungen, eintrifft, so warnt eine Email die Operatoren. Diese Kontrolle soll die Stabilität und Bereitschaft des Kommunikationswegs via **IRIDIUM**-Satelliten sicherstellen.

A SUPERNOVA-SOFTWARE

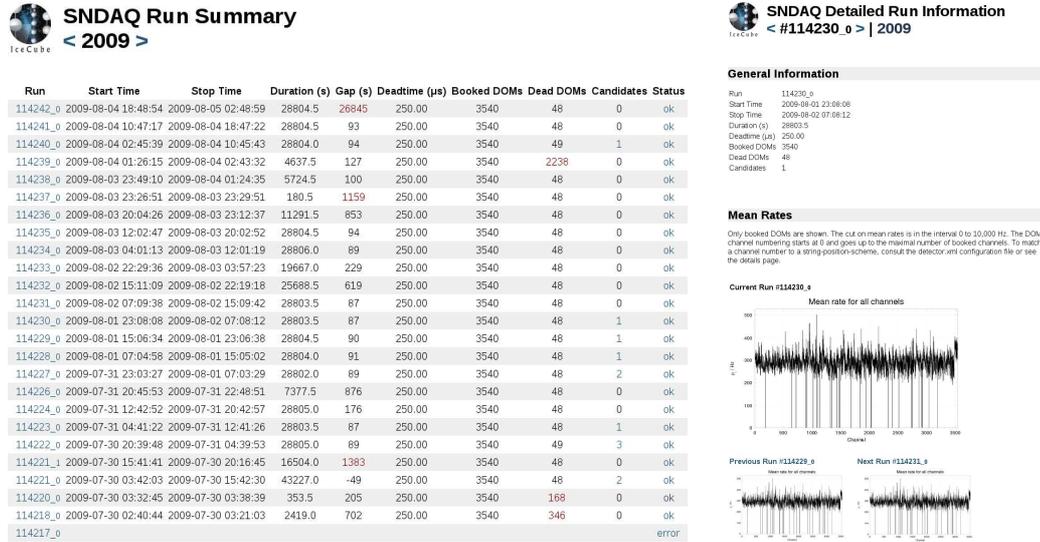


Abbildung A.1: Links sind die SNi3Daq-Läufe eines beliebigen Zeitraums inklusive ihrer wichtigsten Größen dargestellt. Ein Klick auf die Laufnummer in der ersten Spalte zeigt die Graphen einiger wichtiger Kenngrößen, wie sie im rechten Bild als Ausschnitt zu sehen sind. Analog dazu funktioniert der Link der Kandidatennummer in der vorletzten Spalte. Der Verweis in der letzten Spalte führt zur detaillierten Ausgabe der Prozessierung.

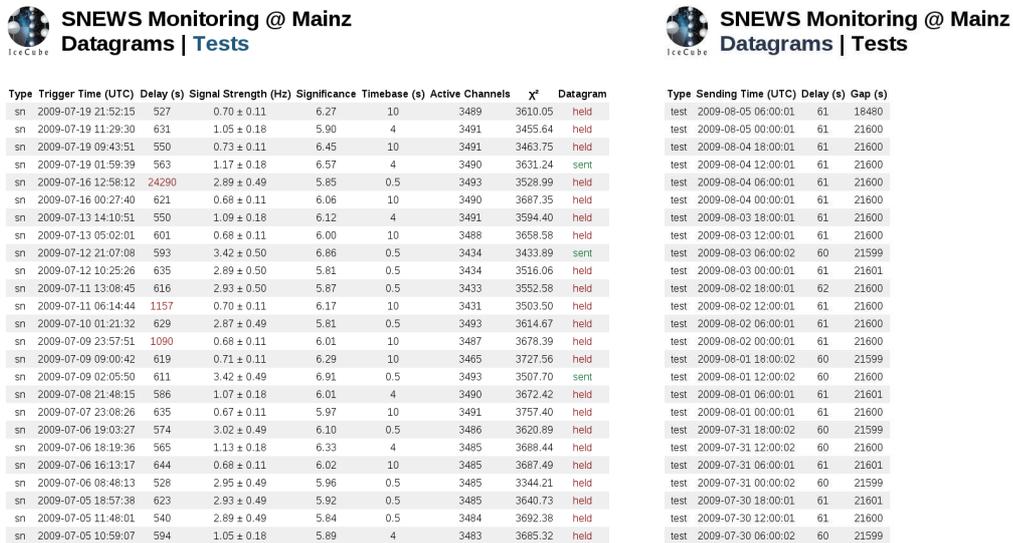


Abbildung A.2: Auf der linken Seite ist exemplarisch die Liste der kürzlich eingetroffenen Supernova-Kandidaten inklusive ihrer jeweiligen Kenngrößen aufgeführt. Der Eintrag im *Datagram*-Feld gibt an, ob das Datagram versendet wurde, oder aufgrund der zu niedrigen Signifikanz einbehalten wurde. Rechts sind die sechs-stündlich eintreffenden Testalarne mit ihrer Ankunftszeit, ihrer Verzögerung und ihrem zeitlichen Abstand zum darauffolgenden Testalarm aufgelistet.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Ackermann et al.: Flux Limits On Ultra High Energy Neutrinos With AMANDA-B10. *Astroparticle Physics* **22** 339 (2005).
- [2] M. Ackermann et al.: Optical properties of deep glacial ice at South Pole. *Journal of Geophysical Research* **111** D13203 (2006).
- [3] M. Aglietta et al.: Effects of neutrino oscillations on the supernova signal in LVD. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* **110** 410-413 (2002).
- [4] J. Ahrens et al.: Search for supernova neutrino bursts with the AMANDA detector. *Astrophysical Journal* **16** 345-359 (2002).
- [5] E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko und I. V. Krivosheina: Possible Detection of a Neutrino Signal on 23 February 1987 at the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Institute of Nuclear Research. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **45** 589-592 (1987).
- [6] E. N. Alekseev und L. N. Alekseeva: Twenty Years of Galactic Observations in Searching for Bursts of Collapse Neutrinos with the Baksan Underground Scintillation Telescope. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **95** 5-10 (2002).
- [7] S. Ando, J. Beacom und H. Yüksel: Detection of Neutrinos from Supernovae in Nearby Galaxies. *Physical Review Letters* **95** (2005).
- [8] P. Antonioni et al.: SNEWS: the SuperNova Early Warning System. *New Journal of Physics* **6** 114 (2004).
- [9] D. Arnett: A "Crib Sheet" for Supernova Events. arXiv:0806.4376 [astro-ph] (2008).
- [10] J. N. Bahcall und T. Piran: Stellar Collapses in the Galaxy. *Astrophysical Journal L* **267** 77-81 (1983).
- [11] J. N. Bahcall: *Neutrino Astrophysics*. ISBN 0-521-37975-X, Cambridge University Press (1989).
- [12] J. F. Beacom, R. N. Boyd und A. Mezzacappa: Black hole formation in core-collapse supernovae and time-of-flight measurements of the neutrino masses. *Physical Review D* **63** 073011 (2001).
- [13] J. H. Beall: Neutrinos from Supernovae: a Review. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* **6** 174-182 (2006).
- [14] H. A. Bethe: Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit. *Zeitschrift für Physik A* **76** 293 (1932).
- [15] R. M. Bionta et al.: Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud. *Physical Review Letters* **58** 1494-1496 (1987).
- [16] A. Burrows, D. Klein und R. Gandhi: The future of supernova neutrino detection. *Physical Review D* **45** 3361-3385 (1992).

- [17] L. Cadonati, F. P. Calaprice und M. C. Chen: Supernova Neutrino Detection in Borexino. *Astroparticle Physics* **16** 361-372 (2002).
- [18] B. I. Cantor und M. C. Teich: Dead-time-corrected photoconting distributions for laser radiation. *Journal of the Optical Society of America* **65** 786-791 (1975).
- [19] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low und Y. Nambu: Relativistic dispersion relation approach to photomeson production. *Physical Review* **106** 1345-1355 (1957).
- [20] S. Choubey, N. P. Harries und G. G. Ross: Probing neutrino oscillations from supernovae shock waves via the IceCube detector. *Physical Review D* **74** 053010 (2006).
- [21] M. Circella für die ANTARES-Kollaboration: The ANTARES Detector: Electronics and Readout. Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Mexico City (2008).
- [22] K. Davis: Variable Star Of The Month, March, 2001: Supernova 1987A. <http://www.aavso.org/vstar/vsots/0301.shtml> (2001).
- [23] A. S. Dighe und A. Y. Smirnov: Identifying the neutrino mass spectrum from a supernova neutrino burst. *Physical Review D* **62** 033007 (2000).
- [24] A. S. Dighe, M. T. Keil und G. G. Raffelt: Detecting the neutrino mass hierarchy with a supernova at IceCube. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **06** 005 (2003).
- [25] A. S. Dighe, M. Kachelrieß, G. G. Raffelt und R. Thomàs: Signatures of supernova neutrino oscillations in the Earth mantle and core. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **0401** 004 (2004).
- [26] A. M. Dziewonski und D. L. Anderson: Preliminary reference Earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **25** 297-356 (1981).
- [27] M. Fasel: Supernovae vom Typ Ia und II. Vortrag zum Seminar „Kernstruktur und nukleare Astrophysik“, Universität Mainz (2007).
- [28] T. Feser: Echtzeit-Suche nach Neutrinoausbrüchen von Supernovae mit dem AMANDA-II Detektor. Doktorarbeit, http://butler.physik.uni-mainz.de/~amauser/download/phd_tom.pdf, Universität Mainz (2004).
- [29] C. Giunti und C. W. Kim: *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. ISBN 978-0-19-850871-7, Oxford University Press (2007).
- [30] M. Goodman und T. Lasserre: Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle theta-13. arXiv:hep-ex/0606025 (2006).
- [31] K. Hagiwara et al.: Review of Particle Properties (Particle Data Group). *Physical Review D* **66** 010001 (2002).
- [32] F. Halzen und J. E. Jacobsen: Ultratransparent Antarctic ice as a supernova detector. *Physical Review D* **53** 7359-7361 (1996).
- [33] K. Hanson und O. Tarasova: Design and production of the IceCube digital optical module. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **567** 214-217 (2006).
- [34] W. C. Haxton: Nuclear response of water Cherenkov detectors to supernova and solar neutrinos. *Physical Review D* **36** 2283-2292 (1987).

- [35] M. Hellwig, L. Köpke, T. Neunhöffer und C. Weinheimer: Study of AMANDA OM-noise. AMANDA-IR/20010301 (2001).
- [36] K. Helbing, A. Goldschmidt, L. Köpke, H. S. Matis, D. R. Nygren, G. T. Przybylski und R. G. Stokstad: Light emission in Amanda pressure spheres. AMANDA-IR/20030701 (2003).
- [37] K. Hirata et al.: Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A. *Physical Review Letters* **58** 1490–1493 (1987).
- [38] K. Hoshina: DOM Acceptance Table for Photonics and Romeo. http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/DOM_Acceptance_Table_for_Photonics_and_Romeo [IceCube-intern] (2008).
- [39] R. Hurt: A Roadmap to the Milky Way. <http://www.spitzer.caltech.edu/Media/releases/ssc2008-10/release.shtml> (2008).
- [40] International Atomic Energy Agency (IAEA): Power Reactor Information System (PRIS) <http://www.iaea.or.at/programmes/a2/> (August 2009).
- [41] IceCube Kollaboration: Preliminary Design Document. <http://www.icecube.wisc.edu/science/publications/pdd/> [IceCube-extern] (2001).
- [42] IceCube Kollaboration, First Year Performance of The IceCube Neutrino Telescope, *Astroparticle Physics* **26** 155-173 (2006).
- [43] IceCube Kollaboration: Optical transmission and sensitivity data of IceCube Digital Optical Modules. https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-48638/internal_note.pdf [IceCube-intern] (2007).
- [44] IceCube Kollaboration: The IceCube Data Acquisition System: Signal Capture, Digitization, and Timestamping. arXiv:0810.4930 [physics.ins-det] (2008).
- [45] IceCube Kollaboration: Calibration and characterization of the IceCube photomultiplier tube. http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/IceCube_PMT_Paper [IceCube-intern] (2008).
- [46] IceCube Kollaboration: Search for point sources of high energy neutrinos with final data from AMANDA-II. *Physical Review D* **79** 062001 (2009).
- [47] IceCube Kollaboration: Sensitivity for IceCube to detect a galactic Supernova (in Arbeit).
- [48] M. Ikeda, A. Takeda, Y. Fukuda, M. R. Vagins, et al.: Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande. *Astrophysical Journal* **669** 519-524 (2007).
- [49] A. Ishihara und S. Yoshida: Absolute Calibration of PMT and DOM. http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Absolute_Calibration_of_PMT_and_DOM [IceCube-intern] (2009).
- [50] Y. Itow et al.: The JHF-Kamioka neutrino project. arXiv:hep-ex/0106019 (2001).
- [51] K. Iwamoto und T. Kunugise: Neutrino Emission from Type Ia Supernovae. *American Institute of Physics Conference Proceedings* **847** 406-408 (2006).
- [52] J. E. Jacobsen: Ultratransparent Antarctic ice as a supernova detector. *Physical Review D* **53** 7359-7361 (1996).

- [53] J. D. Jackson: Klassische Elektrodynamik. ISBN 3-11-016502-3, Walter de Gruyter (1999).
- [54] H.-T. Janka und E. Müller: Supernovaexplosionen massereicher Sterne. http://www.mpa-garching.mpg.de/POPULAR/phiuz_www.pdf, Physik in unserer Zeit (2001).
- [55] H.-T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martínez-Pinedo und B. Müller: Theory of core-collapse supernovae. Physics Reports **442** 38-74 (2007).
- [56] H.-T. Janka, A. Marek, B. Müller und L. Scheck: Supernova Explosions and the Birth of Neutron Stars. arXiv:0712.3070 [astro-ph].
- [57] M. Kachelrieß, R. Thomàs, R. Buras, H.-T. Janka, A. Marek und M. Rampp: Exploiting the neutronization burst of a galactic supernova, Physical Review D **71** 063003 (2005).
- [58] M. T. Keil: Supernova Neutrino Spectra and Applications to Flavor Oscillations. arXiv:astro-ph/0308228.
- [59] J. Kepler: De stella nova in pede serpentarii. http://www.lindahall.org/events_exhib/exhibit/exhibits/stars/kep.htm, Prag (1606).
- [60] R. Kirshner: NASA's Hubble Telescope Celebrates SN 1987A's 20th Anniversary. <http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/2007/10/full/> (2007).
- [61] F. S. Kitaura, H.-T. Janka und W. Hillebrandt: Explosions of O-Ne-Mg cores, the Crab supernova, and subluminescent Type II-P supernovae. Astronomy and Astrophysics **1 450** 345-350 (2006).
- [62] S. R. Klein für die IceCube Kollaboration: IceCube: A Cubic Kilometer Radiation Detector. <http://repositories.cdlib.org/lbnl/LBNL-609E/>, Presented at SORMA West (2008).
- [63] K. Kotake, K. Sato und K. Takahashi: Explosion Mechanism, Neutrino Burst, and Gravitational Wave in Core-Collapse Supernovae. Reports on Progress in Physics **69** 971-1144 (2006).
- [64] T. Kowarik: Suche nach Supernovae und magnetischen Monopolen mit dem AMANDA-II-Detektor. Diplomarbeit, http://butler.physik.uni-mainz.de/~amauser/download/dipl_thomas.pdf, Universität Mainz (2005).
- [65] T. Kowarik: Supernova search with the AMANDA-SNDAQ. http://butler.physik.uni-mainz.de/I3Wiki/index.php/Supernova_search_with_the_AMANDA-SNDAQ [IceCube-intern] (2009).
- [66] T. Kowarik: (in Arbeit). Doktorarbeit, Universität Mainz.
- [67] C. Kraus et al.: Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium Decay. European Physical Journal C **40** 447-468 (2005).
- [68] E. Lisi und D. Montanino: Earth regeneration effect in solar neutrino oscillations: An analytic approach. Physical Review D **56** 1792-1803 (1997).
- [69] C. Lunardini und A. Y. Smirnov: Supernova Neutrinos: Earth Matter Effects and Neutrino Mass Spectrum. Nuclear Physics B **616** 307-348 (2001).
- [70] M. Maltoni, T. Schwetz, M. Tórtola und J. W. F. Valle: Status of global fits to neutrino oscillations. New Journal of Physics **6** 122 (2004).

- [71] W. J. Merciano und Z. Parsa: Neutrino-electron scattering theory. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **29** 2629-2645 (2003).
- [72] A. Mirizzi, G. G. Raffelt und P. D. Serpico: Earth matter effects in supernova neutrinos: Optimal detector locations. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **05** 012 (2005).
- [73] H. Miyamoto für die IceCube Kollaboration: Calibration and characterization of photomultiplier tubes of the IceCube neutrino detector. 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC), Pune (2005).
- [74] K. Nakajima et al.: A simple model of reactor cores for reactor neutrino flux calculations for the KamLAND experiment. *Nuclear Instruments and Methods A* **569** 837-844 (2006).
- [75] National Aeronautics and Space Administration (NASA) und Infrared Processing and Analysis Center (IPAC): NASA/IPAC Extragalactic Database (NED). <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>.
- [76] National Institute for Standards and Technology: Stopping Power and Range Tables for Electrons. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [77] P. Miocinovic und J. Lundberg: Photonics: A photon tracking Monte Carlo package. <http://photonics.sourceforge.net>.
- [78] P. B. Price et al.: Temperature profile for glacial ice at the South Pole: Implications for life in a nearby subglacial lake. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **99** 7844-7847 (2002).
- [79] G. G. Raffelt: Physics with Supernovae. *Nuclear Physics Proceedings Supplements* **110** 254-267 (2002).
- [80] G. G. Raffelt: Supernova neutrino observations: What can we learn? [arXiv:astro-ph/0701677](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0701677) (2007).
- [81] K. Hoshina: Romeo-interface. <http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Romeo-interface> [IceCube-intern] (2007).
- [82] CERN: ROOT – an Object Oriented Analysis Framework. <http://root.cern.ch>.
- [83] M. Roy und H. J. Crawford: Sources of UHE Neutrinos. [arXiv:astro-ph/9808170](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9808170) (1998).
- [84] K. Scholberg: Supernova neutrino detection. [arXiv:astro-ph/0701081](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0701081) (2007).
- [85] K. Scholberg: The SuperNova Early Warning System. [arXiv:0803.0531](http://arxiv.org/abs/0803.0531) [astro-ph] (2008).
- [86] M. Selvi für die LVD-Kollaboration: LVD highlights. [hep-ex/0608061](http://arxiv.org/abs/hep-ex/0608061).
- [87] M. K. Sharp, J. F. Beacom und J. A. Formaggio: Potential for Supernova Neutrino Detection in MiniBooNE. *Physical Review D* **66** 013012 (2002).
- [88] N. Sidro Matín: Search for MeV- $\bar{\nu}_e$ from Gamma-Ray Bursts and Development of a Corresponding MC Simulation. Diplomarbeit, http://butler.physik.uni-mainz.de/~amauser/download/dipl_nuria.pdf, Universität Mainz (2003).
- [89] A. M. Soderberg et al.: An extremely luminous X-ray outburst at the birth of a supernova. [arXiv:0802.1712](http://arxiv.org/abs/0802.1712) [astro-ph] (2008).

- [90] T. Stezelberger: DOMAPP Firmware Timing. <https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-28424/DOMAPPtiming.pdf> [IceCube-intern] (2007).
- [91] A. Strumia und F. Vissani: Precise quasielastic neutrino/nucleon cross section. *Physics Letters B* **564** 42-54 (2003).
- [92] L. E. Strigari, J. F. Beacom, T. P. Walker und P. Zhang: The Concordance Cosmic Star Formation Rate: Implications from and for the Supernova Neutrino and Gamma Ray Backgrounds. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **04** (2005) 017.
- [93] K. Takahashi, K. Sato, A. Burrows und T. A. Thompson: Supernova Neutrinos, Neutrino Oscillations, and the Mass of the Progenitor Star. *Physical Review D* **68** 113009 (2003).
- [94] G. A. Tammann, W. Löffler und A. Schröder: The Galactic Supernova Rate. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **92** 487-493 (1994).
- [95] G. 't Hooft und M. Veltman: Diagrammar. CERN Yellow Report, http://preprints.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=cernrep&categ=Yellow_Report&id=1973-009 (1973).
- [96] T. A. Thompson, A. Burrows und P. A. Pinto: Shock Breakout in Core-Collapse Supernovae and its Neutrino Signature. *Astrophysical Journal* **592** 434 (2003).
- [97] S. Tilav et al. für die IceCube-Kollaboration: Atmospheric Variations as observed by IceCube. *Proceedings of the 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC), Lodz* (2009).
- [98] T. Totani, K. Sato, H. E. Dalhed und J. R. Wilson: Future Detection of Supernova Neutrino Burst and Explosion Mechanism. *Astrophysical Journal* **496** 216-225 (1998).
- [99] S. Woosley, A. Heger und T. A. Weaver: The Evolution and Explosion of Massive Stars. *Reviews of Modern Physics* **74** 1015-1071 (2002).
- [100] S. Woosley und H.-T. Janka: The Physics of Core-Collapse Supernovae. *Nature Physics* **1** 147 (2005).
- [101] K. Woschnagg: Ice models. http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Ice_models [IceCube-intern] (2007).
- [102] K. Woschnagg: South Pole Glaciology with the IceCube telescope. http://icecube.berkeley.edu/kurt/talks/SCAR08_IceCubeGlaciology.ppt (2008).
- [103] K. Woschnagg: Ice shear measurement. http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Ice_shear_measurement [IceCube-intern] (2009).
- [104] W. M. Yao et al.: Review of particle physics. *Journal of Physics G* **33** 1 (2006).