

Optimierung des Nachweises von Supernovae in IceCube

DISSERTATION
ZUR ERLANGUNG DES GRADES
DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN
AM FACHBEREICH PHYSIK, MATHEMATIK UND INFORMATIK
DER JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT IN MAINZ

VORGELEGT VON

TIMO GRIESEL
GEB. IN MAINZ AM RHEIN
MAINZ, DEN 25. AUGUST 2010

Institut für Physik
Staudingerweg 7, 55128 Mainz
25. August 2010



Optimierung des Nachweises von Supernovae in IceCube

Dissertation

1. Gutachter: aus datenschutzrechtlichen Gründen entfernt

2. Gutachter: aus datenschutzrechtlichen Gründen entfernt

Tag der mündlichen Prüfung: 01. Dezember 2010

Timo Griesel

Johannes Gutenberg-Universität Mainz (D77)

Institut für Physik / ETAP

Staudingerweg 7

D-55128 Mainz

`griesel@uni-mainz.de`

*„So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig.
Man muss sie als fertig erklären,
wenn man nach Zeit und Umständen das Mögliche getan hat.“*

Johann Wolfgang von Goethe
Italienische Reise, 1786

Kurzübersicht

Kernkollaps-Supernovae werden von einem massiven Ausbruch niederenergetischer Neutrinos begleitet. Sie zählen zu den energiereichsten Erscheinungen im Universum und stellen die derzeit einzig bekannte Quelle extrasolarer Neutrinos dar. Die Detektion einer solchen Neutrinosignatur würde zu einem tieferen Verständnis des bislang unzureichend bekannten stellaren Explosionsmechanismus führen. Darüber hinaus würden neue Einblicke in den Bereich der Teilchenphysik und der Supernova-Modellierung ermöglicht. Das sich zur Zeit am geographischen Südpol im Aufbau befindliche Neutrinoobservatorium IceCube wird 2011 fertig gestellt sein. IceCube besteht im endgültigen Ausbau aus 5160 Photovervielfachern, die sich in gitterförmiger Anordnung in Tiefen zwischen 1450 m und 2450 m unter der Eisoberfläche befinden. Durch den Nachweis von Tscherenkow-Photonen im antarktischen Gletscher ist es in der Lage, galaktische Supernovae über einen kollektiven Anstieg der Rauschraten in seinen Photonenvervielfachern nachzuweisen. In dieser Arbeit werden verschiedene Studien zur Implementierung einer künstlichen Totzeit vorgestellt, welche korreliertes Rauschen unterdrücken und somit das Signal-Untergund-Verhältnis maximieren würden. Ein weiterer Teil dieser Dissertation bestand in der Integration der Supernova-Datenakquise eine neue Experiment-Steuerungssoftware.

Für den Analyseteil der Arbeit wurde ein Monte-Carlo für IceCube entwickelt und Neutrinooszillations-Mechanismen und eine Reihe von Signalmodellen integriert. Ein Likelihoodhypothesen-Test wurde verwendet, um die Unterscheidbarkeit verschiedener Supernova- beziehungsweise Neutrinooszillations-Szenarien zu untersuchen. Desweiteren wurde analysiert inwieweit sich Schock-Anregungen und QCD-Phasenübergang im Verlauf des Explosionsprozesses detektieren lassen.

Abstract

Core-collapse supernovae are among the most energetic events in the universe. They are accomplished by a massive outbreak of low energy neutrinos and represent the only known source for extrasolar neutrinos so far. Therefore a detection of such a burst of neutrinos would lead to further understanding of the poorly understood stellar explosion mechanism. Furthermore it would provide fundamental insights for particle physics as well as supernova modelling.

The IceCube neutrino-telescope is currently under construction at the Geographic South Pole and will be completed in 2011. By Monitoring the Antarctic glacier for Cherenkov photons it is able to detect galactic core-collapse supernovae from the collective rate increase of its low photomultiplier noise.

In the present work multiple studies on artificial deadtime implementations to suppress correlated noise and thereby increasing the signal to noise ratio have been performed. A second technical part of this thesis describes the integration of the supernova data acquisition into the IceCube Live-System, a new experiment control software. Moreover, a signal Monte Carlo for the detection of supernovae has been developed. With the use of this simulation and a likelihood ratio test we investigated how well IceCube can distinguish between core collapse models and oscillation scenarios. The detectability of shock wave excitation (SASI) has been tested as well.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xiii
Einleitung	1
Theorie	3
1. Neutrinos	5
1.1. Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchenphysik	6
1.1.1. Elektroschwache Wechselwirkung	10
1.1.2. Neutrino-Wechselwirkungen	11
1.2. Neutrinowechselwirkungen im Eis	12
1.2.1. Inverser β -Zerfall - Wechselwirkung an Protonen	12
1.2.2. Neutrino-Elektron Streuung - Wechselwirkung am Elektron	14
1.2.3. Wechselwirkungen am Sauerstoffkern	15
1.3. Neutrinonachweis in Eis	17
1.3.1. Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis	18
1.3.2. Der Tscherenkow-Effekt	19
1.4. Neutrinooszillation	20
1.4.1. Vakuumoszillation	23
1.4.2. Materieoszillation	25
1.4.3. Neutrinooszillationen in Sternmaterie	30
2. Supernovae	35
2.1. Stellare Evolution	36
2.1.1. Prästellare Formation und die Geburt eines Sterns	37
2.1.2. Brennphasen eines massereichen Sternes	39
2.2. Klassifizierung einzelner Supernova Typen	42
2.3. Supernova Typ Ia	44
2.3.1. Neutrinoemission	46
2.4. Supernova Typ II	47
2.4.1. Gravitationskollaps	48
2.4.2. Explosion	51
2.4.3. Zusammenfassung der Neutrinoemissions-Phasen	54
2.5. Supernova Typ Ib und Typ Ic	58
2.6. SN1987A	58
2.7. Supernova-Rate und Verteilung	60
Detektor	65

3. IceCube	67
3.1. Funktionsprinzip eines Neutrino-Teleskops	68
3.2. Detektordesign	68
3.2.1. Eigenschaften des Südpoleises	70
3.3. Digital Optische Module	73
3.3.1. Hauptplatine	75
3.3.2. Photonenvervielfacher	76
3.4. Datenakquise	77
3.4.1. Hardware	78
3.4.2. Software	80
3.5. Supernova Suche und Nachweis	80
3.5.1. Supernova Software - SNI3Daq	82
3.5.2. Analyse Algorithmus	84
3.5.3. SNEWS - Supernova Early Warning System	85
3.6. Supernova-Signale in IceCube	86
3.6.1. Effektives Photonen Volumen	86
3.6.2. Effektives Elektronen-Positronen Volumen	90
3.6.3. Erwartete Ereignisrate	90
3.7. Weitere Neutrindetektoren	93
Analyse	97
4. Integration der SNI3Daq in das IceCube LiveSystem	99
4.1. Das IceCube LiveSystem	99
4.1.1. Funktionsprinzip des LiveSystems	99
4.2. LSD - Live Supernova Daq	104
5. USSR - Unified Supernova Simulation Routine	107
5.1. Unterstützte Supernova Modelle	109
5.2. Unterstützte Neutrino-Oszillations-Mechanismen	111
5.3. Simulation der Detektorantwort	111
6. Optimierung der künstlichen Totzeit des IceCube Supernova Systems	113
6.1. Nachpulsverhalten	114
6.2. Daten	115
6.2.1. Datenprozession	117
6.2.2. Datenbereinigung	117
6.3. Raten	120
6.3.1. Raten-Korrelationen	123
6.3.2. Temperaturabhängigkeit der Ratenanteile	123
6.4. Lokale Koinzidenzen	126
6.4.1. Verteilung der Nachpulse	131
6.5. Das Korrelations-Spektrum	133
6.6. Signal Monte Carlo	135
6.7. Optimierung der Totzeit	136
6.7.1. Getestete Arten von künstlichen Totzeiten	136
6.7.2. Optimierungsalgorithmus	138
6.7.3. Weitere Gesichtspunkte zur Wahl einer künstlichen Totzeit	142

7. Untersuchungen spezieller Supernova-Modelle	147
7.1. Likelihood Separations Methode	147
7.2. Untersuchungen der QCD-Phase in Supernovae mit dem IceCube-Detektor	148
7.2.1. Der QCD-Phasenübergang in Kernkollaps-Supernovae	148
7.2.2. Zeitauflösung des zweiten Schocks	151
7.2.3. Unterscheidbarkeit verschiedener Supernova-Modelle	154
7.2.4. Unterscheidbarkeit der Neutrinohierarchien	158
7.3. Detektierbarkeit von SASI-Anregungen mit dem IceCube-Detektor	160
7.4. Betrachtung der systematischen Unsicherheiten	165
Zusammenfassung	167
Anhang	168
A. Anhang	169
A.1. Ergänzungen zu Neutrinowechselwirkungen in Eis	169
A.1.1. Inverser β -Zerfall	169
A.1.2. Neutrino-Elektron-Streuung	169
A.2. Ergänzungen zur Supernovae	172
A.2.1. Historische Supernovae	172
A.2.2. Detektierbarkeit einer Supernova vom Typ Ia	172
A.3. Ergänzungen zur Totzeit-Optimierung	173
A.3.1. Besondere Eigenschaften der Poissonverteilung	173
A.3.2. Ergänzungen zur Struktur und Behandlung der Daten	174
A.3.3. Ergänzende Bemerkungen zur lokalen Koinzidenz	176
A.3.4. Alternative Betrachtung zur Nachweissignifikanz	177
A.4. Ergänzungen zu Untersuchungen spezieller Supernova-Modelle	180
A.4.1. Ergänzungen zur Likelihood Separations Methode	180
A.4.2. Ergänzungen zur Unterscheidbarkeit gegenüber weiteren Supernova-Modellen	182
A.4.3. Ergänzungen zur Detektierbarkeit von SASI-Anregungen mit dem IceCube-Detektor	184
Literaturverzeichnis	185

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Übersicht des Standard-Modells	8
1.2.	Neutrino Hierarchieproblem	9
1.3.	Wirkungsquerschnitte der Neutrinoreaktionen in Eis	17
1.4.	Der Tscherenkow-Effekt	21
1.5.	Zwei-Flavour-Resonanz	29
1.6.	Übergangswahrscheinlichkeit bei normaler Hierarchie	32
1.7.	Übergangswahrscheinlichkeit bei inverser Hierarchie	33
2.1.	Hertzprung-Russel Diagramm	36
2.2.	Zentraltemperaturverlauf eines Protosterns	38
2.3.	Hertzprung-Russel Diagramm eines Protosterns	40
2.4.	Zwiebelschalenmodell eines schweren Sterns	41
2.5.	Sternevolution im Hertzprung-Russel Diagramm	42
2.6.	Supernova Taxonomie	43
2.7.	Neutrino-Energie und Luminositäten eines Supernova des Typ Ia	46
2.8.	Phasen des gravitativen Kollaps	49
2.9.	Neutrino-Energie und Luminositäten eines Supernova des Typ II (Garching-Modell)	55
2.10.	Neutrino-Energie und Luminositäten eines Supernova des Typ II (Lawrence-Livermore Modell)	56
2.11.	Neutrinoereignisse und optische Erscheinung der SN1987A	59
2.12.	Die Milchstraße	63
2.13.	Sternverteilung der Milchstraße	63
3.1.	Der IceCube-Detektor	69
3.2.	Eigenschaften des Südpoleises	73
3.3.	Aufbau eines IceCube-DOMs	74
3.4.	Datenfluss der DAQ	81
3.5.	Funktionsweise der SNI3DAQ	83
3.6.	Effektive Volumina	87
3.7.	SPE und MPE Wahrscheinlichkeiten	89
4.1.	Funktionsweise des IceCube LiveSystems	101
4.2.	Screenshot der SNI3DAQ-Steuerung in <i>LiveView</i>	105
4.3.	Screenshot der SNI3DAQ-Statusanzeige in <i>LiveView</i>	106
5.1.	Flussdiagramm der Signal-Simulation der USSR	108
6.1.	Δt -Histogramm String 49	113
6.2.	Flussdiagramm des Wrap-Around-Cleaning Algorithmus	118
6.3.	Flussdiagramm des Large-Gap-Cleaning Algorithmus	119
6.4.	Rauschraten der Strings 36 und 83	121
6.5.	Rauschraten der Strings 39 und 49	122

6.6.	Temperatur in Abhängigkeit der Tiefe der Strings 39, 49, 36 und 83	124
6.7.	Dunkelrauschrage in Abhängigkeit der Kathodentemperatur	125
6.8.	Fit der korrelierten und idealen Raten der Strings 39 und 49	126
6.9.	Ratenanteile in Abhängigkeit der Temperatur String 36 und 83	127
6.10.	Flussdiagramm des Algorithmus zur Bildung der lokalen Koinzidenz	128
6.11.	Lokale Koinzidenz und effektiver Streukoeffizient in Abhängigkeit der Tiefe	129
6.12.	Δt -Histogramme für lokale Koinzidenzen und normale Ereignisse des Str39	130
6.13.	Feine Δt -Histogramme für lokale Koinzidenzen und normale Ereignisse des Str39	131
6.14.	Anzahl der Nachpulse für normale und koinzidente Daten String 39	132
6.15.	Ionendrift des korrelierten Rausch-Spektrums String 39	133
6.16.	Korrelationsspektrum String 39	134
6.17.	Flussdiagramm des Signal-Monte-Carlo	135
6.18.	Nicht paralyisierende Totzeit	136
6.19.	Paralyisierende Totzeit	137
6.20.	Variable Totzeit	137
6.21.	Verwerfende Totzeit	138
6.22.	Flussdiagramm des Totzeitoptimierungsalgorithmuses	139
6.23.	Signifikanz gegen die Totzeit für verschiedene Supernova-Signale	140
6.24.	Ideale Totzeit τ in Abhängigkeit der Supernova-Entfernung	141
6.25.	Nachweissignifikanz ε in Abhängigkeit der Supernova-Entfernung	142
6.26.	Totzeit deformierte Poissonverteilungen und der zugehörige Signalverlust	144
7.1.	Likelihood-Quotienten verschiedener Hypothesen	148
7.2.	QCD-Phasendiagramm	150
7.3.	Neutrino-Energie und Luminositäten einer Supernova mit QCD-Phasenübergang	152
7.4.	Detektorsignal einer Supernova mit QCD-Phasenübergang	153
7.6.	Histogramm zur Ermittlung der besten Zeitaufösung	153
7.5.	Skizze zur Bestimmung der besten Zeitaufösung	154
7.7.	Detektorzeitaufösung als Funktion der Supernova-Entfernung	155
7.8.	Detektorsignale von hadronischer und quarkartiger Supernova	155
7.9.	Trennschärfe zwischen hadronischen und quarkartigen Supernova-Signalen	156
7.10.	Signal- und Likelihood-Verteilungen für verschiedene Supernova-Entfernungen	158
7.11.	Trennschärfe der Neutrinohierarchien bei Supernovae mit QCD-Phasenübergang	159
7.12.	Trennschärfe zwischen Neutrinohierarchien bei verschiedenen Supernova-Modellen	159
7.13.	Detektorsignal einer Supernova mit SASI-Anregungen	161
7.14.	Signal und Fourier-Magnituden-Spektrum der SASI-Anregungen (LS EoS)	163
7.15.	Signal und Fourier-Magnituden-Spektrum der SASI-Anregungen (WH EoS)	164
A.1.	Feynman-Diagramm des inversen β -Zerfalls	169
A.2.	Feynman-Diagramme der Neutrino-Elektron-Streuung	170
A.3.	Nachweissignifikanz einer Supernova des Types Ia	172
A.4.	Schematische Darstellung des Daten ROOT-Trees	174
A.5.	Δt -Histogramme vor und nach Anwendung des Large-Gap-Cleanings	175
A.6.	Anordnung der DOMs bei lokaler Koinzidenz	176
A.7.	Quantile und Supernova Signalanforderung	177
A.8.	Nachweis Signifikanzen in Abhängigkeit der Supernova Entfernung	180
A.9.	Irrtumswahrscheinlichkeit des Supernova Triggers	181
A.10.	Trennschärpen verschiedener Supernova-Modelle	182

A.11. Trennschärpen weiterer Supernova-Modelle	183
A.12. Neutrino-Energie und Luminositäten einer Supernova des Typ II (SASI-Anregungen)	184

Einleitung

Auf der Suche nach Antworten zu seinen vielen Fragen hat der Mensch schon immer zum Himmelszelt hochgeblickt, und da sein Suchen belohnt ward, wird er es auch fürderhin thun.

(Agrippa von Nettesheim)

Neutrinos bieten einen einzigartigen Einblick in den Kosmos. Da sie ausschließlich der schwachen Wechselwirkung unterliegen, können sie kosmologische Distanzen zurücklegen bevor sie mit Materie interagieren. Im Unterschied zu Photonen werden sie nicht nennenswert von der umgebenden Materie absorbiert. Als elektrisch neutrale Teilchen propagieren Neutrinos zu dem unbeeinflusst von magnetischen Feldern durch das Universum. Sie zeigen daher immer direkt auf ihre Quelle und eignen sich somit bestens als kosmischer Informationsträger.

Das Feld der Neutrino-Astronomie, das heißt die Erforschung des Universums durch die Detektion von Neutrinos auf der Erde, fand ihren Anfang in den sechziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts. In der Homestake-Goldmine entwickelten die zwei Pioniere John Bahcall¹ und Ray Davis² einen Detektor, welcher Neutrinos über ihre Wechselwirkung mit Chlor nachwies. Es gelang im Jahre 1967 erstmals, die in den Fusionsreaktionen der Sonne gebildeten, extraterrestrischen Neutrinos zu vermessen.

Der Nachweis von extrasolaren Neutrinos gelang im Jahre 1987 durch die Detektion der Supernova SN1987A. Bei diesem Ereignis, welches eine Sternstunde der Neutrinoastronomie darstellt, wurden in mehreren Experimenten die bislang einzigen extrasolaren Neutrinos gemessen. Obwohl nur wenige Ereignisse aufgezeichnet wurden, konnten reichhaltige Erkenntnisse für die Astro- und Teilchenphysik gewonnen werden. So wurden beispielsweise eine obere Massengrenze des Anti-Elektronneutrinos bestimmt und die grundsätzliche Idee des Gravitationskollapses als Mechanismus der Supernova-Explosion bestätigt.

Gegenwärtig existieren mehrere Neutrinodetektoren, welche auf den Nachweis und die Identifizierung von Neutrinoquellen optimiert sind. Eines dieser Experimente ist IceCube, das eigentlich für den Nachweis hochenergetischer Neutrinos entwickelt wurde. Mit Hilfe von Photonenvervielfachern, welche in den antarktischen Gletscher eingelassen wurden, weist IceCube Neutrinos indirekt über Tscherenkow-Licht nach, das von geladenen Reaktionsprodukten ausgesendet wird. Der im Jahre 2005 begonnene Bau des Detektors wird 2011 beendet sein. Dieser wird dann aus 5160 an Trossen angebrachten Lichtsensoren bestehen, die eingebracht in Eis eine sehr niedrige Rauschrate aufweisen. Diese ist der Schlüssel zum Nachweis galaktischer Supernovae, welcher über die Messung einer kollektiven Ratenerhöhung realisiert ist.

Da zur Zeit wenig über den Supernova-Mechanismus bekannt ist, würde die Vermessung der Neutrinosignatur einen einzigartigen Einblick in die dynamischen Prozesse der Sternexplosion ermöglichen. IceCube würde im Falle einer galaktischen Supernova die beste Zählstatistik aller ge-

¹John Norris Bahcall (*1934 - †2005) US-amerikanischer Astrophysiker.

²Raymond Davis, Jr. (*1914 - †2006) US-amerikanischer Physiker und Chemiker.

genwärtigen Neutrinoexperimente aufweisen. In diesem Zusammenhang wurde der Einfluss einer künstlichen Totzeit zur Optimierung des Supernova-Nachweises durch Unterdrückung korrelierten Rauschens mit Hilfe eigens in Testmessungen erstellter Datensätze untersucht. Eine Monte-Carlo-Simulation wurde entwickelt, um verschiedene Supernova- und Neutrinooszillations-Modelle im Hinblick auf ihre Unterscheidbarkeit zu studieren. Der technische Aspekt dieser Arbeit lag in der Integration der Supernova-Datennahme in das IceCube-LiveSystem, welches eine Software zur Steuerung des Experiments darstellt.

Die vorliegende Dissertation gliedert sich in drei Teile: Theorie, Detektor und Analyse. Im ersten Teil werden die physikalischen Grundlagen vorgestellt, die zum Verständnis der durchgeführten Analysen erforderlich sind. Zur Vorbereitung auf hardwarenahe Themen des Analysekapitels widmet sich der zweite Teil ausführlich der Beschreibung des IceCube-Neutrinoobservatoriums. Der dritte Teil schließlich befasst sich mit der Optimierung einer künstlichen Totzeit, der Integration der bestehenden Supernova-Datennahme in das IceCube LiveSystem sowie der Entwicklung eines Monte-Carlo-Simulationsprogramms für den IceCube-Detektor. Des Weiteren werden Untersuchungen zur Unterscheidbarkeit und Detektion verschiedener Supernova- und Oszillations-Szenarien vorgestellt.

Theorie

The|o|rie, [teo'ri:] -die; -, ...n

[spätlat. *theoria*, altgriech. *θεωρία* = das Zuschauen, die Betrachtung bzw. altgriech. *θερνω* = beobachten, betrachten, schauen]

1. Ein Gedankenmodell zum Erklären von Erscheinungen oder zur Konstruktion neuer Welten
2. Die Gesamtheit eines gedanklich konstruierten Bildes, im Gegensatz zur Praxis

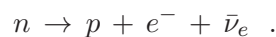
1. Neutrinos

Ich habe etwas schreckliches getan,
etwas, was kein theoretischer Physiker
jemals tun sollte. Ich habe etwas
vorgeschlagen was niemals
experimentell verifiziert werden kann.

(Wolfgang Pauli)

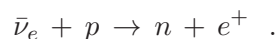
Das Neutrino¹ ist ein elektrisch neutrales Elementarteilchen, dessen Existenz erstmals 1930 von dem österreichischen Physiker Wolfgang Pauli² postuliert wurde. Pauli versuchte mit Hilfe dieses Teilchens das bereits 1911 von Lise Meitner³ und Otto Hahn⁴ vermessene kontinuierliche Energiespektrum der Elektronen im β -Zerfall zu erklären. Erwartet hatte man ein diskretes Spektrum ähnlich dem des α -Zerfalls, man ging von einem Zweikörperprozess mit Atomkern und ausgesandtem Elektron aus. Das kontinuierliche Spektrum schien Energie- und Impulserhaltungssätze zu verletzen. Um an diesen zentralen physikalischen Prinzipien festhalten zu können, postulierte Wolfgang Pauli ein Teilchen, welches er zunächst Neutron nannte. Er schlug vor das es sich bei diesem Teilchen um ein schwach wechselwirkendes Fermion handelt, welches einen Teil der beim Zerfall freiwerdenden Energie trägt.

Nachdem James Chadwick⁵ das Neutron, wie wir es heute kennen, 1932 nachweisen konnte, wurde das von Pauli postulierte Teilchen von Enrico Fermi⁶ in die heutige Bezeichnung Neutrino umbenannt. In der sogenannten Fermie-Theorie des β -Zerfalls ist das Neutrino masselos und elektrisch neutral, und tritt zum Beispiel beim Neutronen-Zerfall als eines von drei Zerfallsprodukten auf



Nachdem Hans Bethe⁷ und Rudolf Peierls⁸ den Wirkungsquerschnitt einer Antineutrino-Proton-Reaktion 1934 auf $\sigma < 10^{-44} \text{ cm}^2$ abgeschätzt hatten [1], wurde bezweifelt, dass ein Neutrino jemals nachgewiesen werden könne.

Diese Annahme konnte 22 Jahre später widerlegt werden. Im ersten Neutrino-Reaktor-Experiment am Savannah-Kernreaktor gelang der indirekte Nachweis eines freien Neutrinos über die indirekte Messung des Positrons beim inversen β -Zerfall [2]



¹Bedeutet entsprechend der italienischen Verkleinerungsform „ino“ kleines Neutron.

²Wolfgang Ernst Pauli (*1900 - †1958) österreichisch-deutscher Physiker.

³Lise Meitner (*1878 - †1968) österreichisch-schwedische Kernphysikerin.

⁴Otto Hahn (*1879 - †1968) deutscher Chemiker.

⁵James Chadwick (*1891 - †1974) englischer Physiker.

⁶Enrico Fermi (*1901 - †1954) italienischer Physiker.

⁷Hans Albrecht Bethe (*1906 - †2005) deutscher-US-amerikanischer Physiker.

⁸Sir Rudolph Ernst Peierls (*1907 - †1995) deutsch-britischer Physiker.

Das von Frederick Reines⁹ und Clyde Cowan¹⁰ gefundene Neutrino wird heute als Antielektron-neutrino identifiziert. In diesen Jahren war noch nicht bekannt, dass weitere Arten dieser Teilchen existieren. Diese wurden in den folgenden Jahrzehnten durch unterschiedlichste Experimente nachgewiesen. Da der Myonenzerfall ebenfalls ein kontinuierliches Energiespektrum aufwies, wurde bereits Ende der vierziger Jahre vermutet, dass neben dem Elektron noch ein weiteres, verschiedenes Neutrino emittiert würde. 1962 konnte diese Vermutung von Leon Lederman¹¹, Melvin Schwartz¹² und Jack Steinberger¹³ verifiziert werden [3]. Diesen gelang der Nachweis des Myon-neutrino aus dem Pionzerfall anhand von Daten eines Beschleunigerexperiments.

Nach der Entdeckung eines weiteren schweren geladenen Leptons, des Tauons, im Jahre 1975 wurde auch die Existenz einer dritten Neutrinoart vermutet. Dem DONUT-Experiment (*Direct Observation of \underline{NU} \underline{Tau}*) am Fermilab gelang im Jahr 2001 die direkte Beobachtung des Tauneutrinos [4]. Bestätigt wurde die Existenz 2010 mit dem Opera-Experiment [5]. Dieser experimentelle Nachweis komplettierte die heute bekannte Familie der Neutrinos.

Das Neutrino stellt gewissermaßen den Hauptprotagonisten der vorliegenden Arbeit dar. Deshalb soll in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels auf seine elementaren Eigenschaften und Nachweisreaktionen eingegangen werden.

1.1. Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik vereint die starke-, die elektromagnetische- und die schwache-Wechselwirkung der Elementarteilchen im Rahmen einer Quantenfeldtheorie. Sie ist eine Eichtheorie, basierend auf der lokalen Symmetrie-Gruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Die Indizes C , L , Y beschreiben Farbe, rechtshändige Chiralität und die schwache Hyperladung. Die Eichgruppe determiniert die Wechselwirkung und die Anzahl der Vektor-Eichbosonen. So leiten sich die acht masselosen Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, von den Generatoren der $SU(3)_C$ ab. Analog existieren in der elektroschwachen Wechselwirkung vier weitere Eichbosonen. Die drei massiven Vektorbosonen W^\pm und Z^0 und das masselose Photon γ zugehörig zu den drei Generatoren der $SU(2)_L$ und dem Generator der $U(1)_Y$.

Die im Standardmodell vereinheitlichten Wechselwirkungen haben, wie ihre Namen implizieren, unterschiedliche Stärken. Die Stärke einer Wechselwirkung wird durch die Größe ihrer Kopplungskonstante festgelegt. Die starke Kraft wird durch das masselose Gluon vermittelt und stellt die stärkste der Elementarkräfte dar. Aufgrund der Selbstwechselwirkung der zwischen Farbladung tragenden Gluonen besitzt diese allerdings nur eine extrem kurze Reichweite. Die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Kraft ist ungefähr zwei Größenordnungen kleiner und nimmt proportional zu r^{-2} ab. Da die Träger der elektromagnetischen Kraft, die Photonen, ungeladen sind und keine Ruhemasse besitzen hat diese Kraft eine unendliche Reichweite. Ganz anders sieht der Fall der schwachen Kraft aus. Verantwortlich für die kurze Reichweite dieser Kraft ist die hohe Masse ihrer Austauschteilchen. Zusammenfassend sind die relativen Stärken der aufgeführten Elementarkräfte in der eben angeführten Reihenfolge grob durch $1 : 10^{-2} : 10^{-5}$ gegeben. Die Gravitation, mit einer 10^{38} mal kleineren Kopplungskonstanten, kann bei der Beschreibung elementarer Prozesse vernachlässigt werden. Hier ist anzumerken, dass die im Rahmen der Relati-

⁹Frederick Reines (*1918 - †1998) US-amerikanischer Physiker.

¹⁰Clyde Lorrain Cowan Jr. (*1919 - †1974) US-amerikanischer Physiker.

¹¹Leon Max Lederman (*1922) US-amerikanischer Physiker.

¹²Melvin Schwartz (*1932 - †2006) US-amerikanischer Physiker.

¹³Hans Jakob Steinberger (*1921) US-amerikanischer Physiker.

vitätstheorie geometrisch beschriebene Gravitation noch nicht im Rahmen einer Quantenfeldtheorie beschrieben werden kann.

Im Standardmodell existieren zwölf Elementarteilchen mit Spin $1/2$, welche als Fermionen bezeichnet werden, und zwölf Austauschteilchen, die Bosonen, mit einem zugehörigen Spin von 1, sowie ihre jeweiligen Antiteilchen. Die Fermionen ordnen sich in zwei Gruppen an. Jene welche eine Farbladung tragen, werden als Quarks bezeichnet. Diese unterliegen allen Wechselwirkungen. Leptonen hingegen sind farbladungsfreie Teilchen und wechselwirken ausschließlich elektroschwach. Die Fermionen werden in Dubletts aufsteigend nach ihrer anwachsenden Masse angeordnet:

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

Eine Ausnahme bilden die Neutrinos, welche im Standardmodell masselos sind (siehe ebenfalls Abbildung 1.1):

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

Die erste Generationen der Fermionen bildet die stabile beobachtbare Materie. Diese besteht zum Großteil aus sogenannten Baryonen, einem farbneutralen Zusammenschluss aus drei Quarks unterschiedlicher Farbladung.

Unter den uns bekannten Elementarteilchen nehmen die Neutrinos - unter der Annahme das sie kein magnetisches Moment besitzen - eine besondere Stellung ein. Sie gelten als ausschließlich schwach wechselwirkende Teilchen, was dazu führt, dass sie aufgrund des extrem kleinen Wirkungsquerschnittes sehr schwer nachzuweisen sind (siehe Abschnitt 1.2). Dieser Umstand macht die Bestimmung ihrer Eigenschaften sehr schwierig. Experimentell verifiziert ist die Anzahl der leichten Neutrinofamilien zu exakt drei. Dies konnte anhand von Präzisionsmessungen der Zerfallsbreite des Z^0 nachgewiesen werden [6].

Im Gegensatz zur elektromagnetischen und starken Wechselwirkung unterscheidet die schwache Wechselwirkung zwischen rechts- und linkshändigen Teilchen. Die maximal paritätsverletzende Eigenschaft findet ihre Ursache in den Neutrinos: nur linkshändige Neutrinozustände ν_L und rechtshändige Antineutrinozustände $\bar{\nu}_R$ wechselwirken mit Materie. Die Existenz der Neutrino-Singulett Zustände ν_R und $\bar{\nu}_L$ sind im Standardmodell nicht ausgeschlossen, konnten jedoch bislang nicht beobachtet werden. Es besteht die Möglichkeit, dass diese existieren, aber „steril“ sind, und so nicht nachweisbar wären. Der Fakt, dass Neutrinos keine elektrische Ladung tragen stattet diese mit Eigenschaften die sie von den restlichen geladenen Fermionen unterscheiden aus. Innerhalb des Standardmodells ist es möglich zwei verschiedene Lorentz¹⁴ invariante Massenterme für das Neutrino zu erzeugen, sogenannte Dirac¹⁵- und Majorana¹⁶-Massen. Hingegen sind im Falle der geladenen Fermionen aufgrund der Ladungszahlerhaltung nur Dirac-Massenterme zulässig. Im Dirac-Fall unterscheidet sich das Neutrino von seinem Antiteilchen im Majoran-Fall ist das Neutrino sein eigenes Antiteilchen [7].

Experimentell konnte bestätigt werden, dass Neutrinos während ihrer Propagation periodisch ihre Generationszugehörigkeit ändern und somit eine von Null verschiedene Masse besitzen müssen. Diese Erweiterung des Standardmodelles wird in 1.4 diskutiert und soll an dieser Stelle nicht vertieft werden. Die Forderung nach der getrennten Erhaltung der Leptonenzahl für jede Teilchenart

¹⁴Hendrik Antoon Lorentz (★1853 - †1928) niederländischer Physiker.

¹⁵Paul Adrien Maurice Dirac (★1902 - †1984) britischer Physiker.

¹⁶Ettore Majorana (★1905 - verschollen 1938) italienischer Physiker.

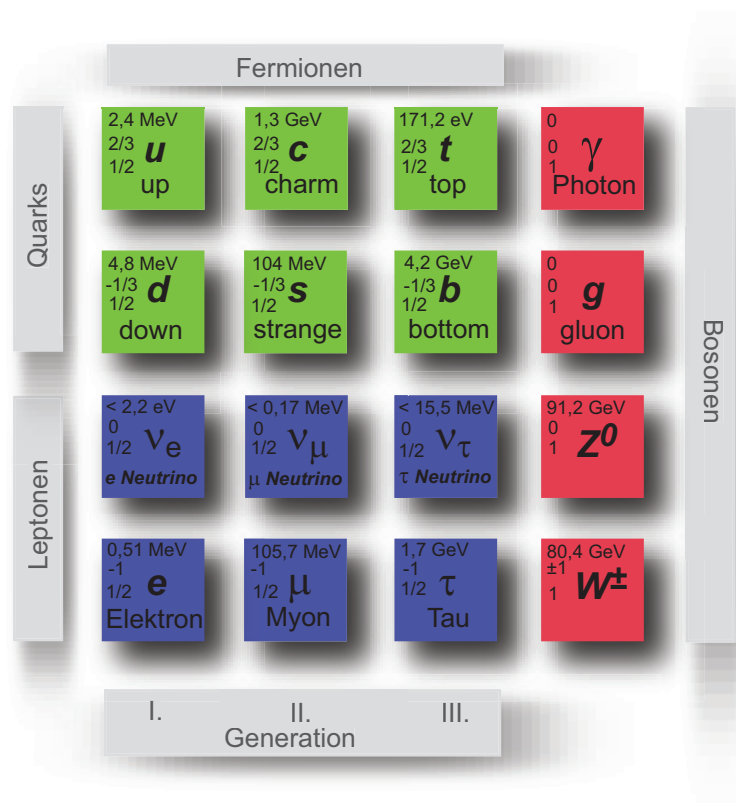


Abbildung 1.1.: Die Abbildung illustriert das Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Die 12 dargestellten Fermionen sind in Quarks (*grün*) und Leptonen (*blau*) unterteilt. Im Allgemeinen werden diese in Dubletts aufsteigend nach der sich vergrößern Masse angeordnet (*I., II., III. Generation*). Ihre Antiteilchen sind aus Gründen der Übersicht nicht angegeben. Die Vektorbosonen als Träger der Wechselwirkung sind im rechten Block aufgeführt (*rot*). Das skalare Higgs Boson ist nicht aufgeführt, da es das letzte noch nicht bestätigte Teilchen dieser Theorie ist. In jedem Teilchenblock sind die elementaren Eigenschaften des jeweiligen Teilchens festgehalten: (von *Oben nach Unten*) Masse, Ladung, Spin.

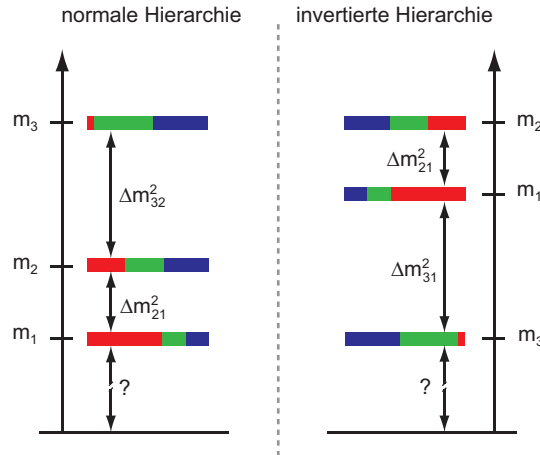


Abbildung 1.2.: Die Abbildung illustriert das sogenannte Hierarchie-Problem der Neutrinos. Der dritte Neutrinomassen-Eigenzustand m_3 kann oberhalb (*normale Hierarchie*) oder unterhalb (*invertierte Hierarchie*) der beiden anderen Massen-Eigenzustände m_1 und m_2 liegen. Farblich gekennzeichnet sind der Grad der Zusammensetzung der jeweiligen Massen- aus den Flavour-Eigenzuständen ν_e (rot), ν_μ (grün) und ν_τ (blau).

(*Flavour*) ist somit ebenfalls nicht mehr aufrecht zu erhalten.

Mittels der von Michejew¹⁷, Smirnow¹⁸ und Wolfenstein¹⁹ aufgestellten Theorie der Neutrinooszillation in Materie konnte das Problem des solaren Neutrino-defizits gelöst werden. Aufgrund der Tatsache, dass Neutrinooszillationen nur auf Differenzen von Massenquadraten sensitiv sind, bleiben die absoluten Neutrinomassen experimentell nicht zugänglich. Es existieren lediglich die folgenden Obergrenzen auf die Neutrinomassen der einzelnen Neutrinofamilien:

$$m_{\nu_e} < 2,3 \text{ eV}/c^2 \text{ bei } 90\% \text{ C.L.}[8]$$

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}/c^2 \text{ bei } 95\% \text{ C.L.}[9]$$

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}/c^2 \text{ bei } 95\% \text{ C.L.}[9]$$

Diese Unsicherheiten führen zum sogenannten Hierarchie-Problem (siehe Abbildung 1.2). Es sind im wesentlichen zwei theoretische Anordnungen der Neutrinomassen mit den gegebenen Parametern möglich:

- I. **Normale Hierarchie** ($m_1 < m_2 \ll m_3$): In diesem Fall ist $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2 > 0$ und $m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_{23}^2}$ [7]. Die Masse des leichtesten Neutrinos ist nicht determiniert.
- II. **Invertierte Hierarchie** ($m_1 \simeq m_2 \gg m_3$): Mit $m_{12} \simeq \sqrt{\Delta m_{23}^2}$ und $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2 < 0$ [7]. Es existiert keine Information über die Masse von m_3 , es kann nur die Aussage getroffen werden, dass diese unterhalb von m_2 und m_1 liegt.

Da die Neutrinos innerhalb des Standardmodells als masselos gelten, ist ein erweiternder Mechanismus nötig um diesen kleinen Massen um 1 eV zu verleihen. Hier ist die favorisierte Methode

¹⁷Stanislaw Pawlowitsch Michejew russischer Physiker.

¹⁸Alexei Jurjewitsch Smirnow (*1951) russischer Physiker.

¹⁹Lincoln Wolfenstein(*1923) US-amerikanischer Physiker.

der sogenannte Seesaw-Mechanismus. In diesem setzt sich der Masseneigenzustand der Neutrinos zusammen aus linkshändigen Dirac- sowie rechtshändigen sterilen Majorana-Massentermen und umgekehrt. Dies erklärt die zur Entstehung der leichten bekannten Neutrinos, führt aber auch zur Entstehung großer Mengen an schweren, sterilen und deshalb bislang unbekanntenen Neutrinos.

1.1.1. Elektroschwache Wechselwirkung

Im Standardmodell sind die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung in der elektroschwachen Vereinheitlichung beschrieben. Diese wurde erstmals 1967 formuliert und nach ihren Entdeckern benannt. Die Glashow²⁰-Weinberg²¹-Salam²² (*GWS*)-Theorie oder auch Quanten-Flavour-Dynamik (*QFD*) ist eine renormierbare Eichfeldtheorie der Symmetriegruppen $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Das bedeutet, dass die Lagrange-Dichte unter lokalen Eichtransformationen - und somit alle Observablen - invariant unter diesen lokalen Transformationen sein müssen. Geknüpft an diese Forderung ist die Einführung von Vektorfeldern (*Eichfeldern*), stammend aus kovarianten Ableitungenstermen der Lagrangedichte. Diese können mit den Feldern der Austauschbosonen der jeweiligen Wechselwirkung A_μ , Z_μ^0 und W_μ^\pm identifiziert werden. Die Theorie gibt den Zusammenhang zwischen den Kopplungsstärken, also den Einheiten der elektrischen Ladung e und der schwachen Ladung g ausgedrückt durch den Weinberg- oder elektroschwachen Mischwinkel θ_W , durch die Gleichung $e = g \cdot \sin \theta_W = g' \cdot \cos \theta_W$ an. Der Weinberg-Winkel definiert sich aus dem Massenverhältnis der schweren Bosonen zu $m_{W^\pm}/m_{Z^0} = \cos \theta_W = 0,881$.

Anders als die starke oder elektromagnetische Kraft unterscheidet die schwache Wechselwirkung zwischen der Händigkeit (*Chiralität*) der beteiligten Fermionen. Im Allgemeinen kann der Spinor der Fermionen in zwei chirale Komponenten, eine rechts- und eine linkshändige, zu $\psi = (\psi_L, \psi_R)^T$ zerlegt werden. Die Chiralität stellt für masselose Dirac-Teilchen eine Erhaltungsgröße dar und ist in diesem Fall gleich der Spinprojektion auf die Impulsrichtung (*Helizität*) $h = \vec{\sigma} \cdot \hat{p}$. Die Theorie wird oftmals als V-A-Theorie bezeichnet. Dies begründet sich in der Nutzung des Projektionsoperators $P_L = (1 - \gamma^5)/2$, welcher den linkshändigen Teil eines Spinors separiert und als Differenz zwischen einem Vektor $v^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ und einem Axialvektor $a^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ aufgefasst werden kann. Dadurch erklärt sich auch der paritätsverletzende Charakter der Theorie, da sich unter Raumspiegelung das relative Vorzeichen zwischen v^μ und a^μ ändert.

Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung erhalten ihre Masse durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung. Aus diesem Mechanismus entsteht das sogenannte Higgs²³-Feld. Die zugehörige Lagrangedichte, mit dem Vakuumerwartungswert dieses Higgs-Feldes ϕ_0 , welche den Eichbosonen ihre Masse verleiht, ist durch

$$\mathcal{L}_{Higgs} = -\frac{1}{4}\phi_0^2((g')^2 + g^2)Z_\mu^0 Z^{0\mu} - \frac{1}{4}\phi_0^2 g^2 W_\mu^- W^{+\mu}$$

gegeben. Innerhalb der Lagrangedichte können die Terme $1/2\phi_0 g$ und $1/2\phi_0 \sqrt{(g')^2 + g^2}$ als die Massen der Vektorbosonen W^\pm und Z^0 interpretiert werden. Sie sind abhängig von den theoretisch nicht zugänglichen Kopplungskonstanten g und g' . Die Massen der schweren Bosonen wurde im Experiment bestimmt und ergeben sich zu $m_{W^\pm} = (80,425 \pm 0,038)$ GeV und $m_{Z^0} = (91,188 \pm 0,002)$ GeV [9], was sehr gut mit dem aus der θ_W -Messung vorausgesagten Massenverhältnis in Einklang ist (siehe oben).

²⁰Sheldon Lee Glashow (★1932) US-amerikanischer Physiker.

²¹Steven Weinberg (★1933) US-amerikanischer Physiker.

²²Abdus Salam (★1926 - ★1996) pakistanischer Physiker.

²³Peter Higgs (★1929) britischer Physiker.

1.1.2. Neutrino-Wechselwirkungen

Innerhalb des Standardmodells lassen sich Wechselwirkungen zwischen Neutrinos und freien Fermionen durch schwache Ströme beschreiben. Im Allgemeinen wird in Abhängigkeit der Ladung des ausgetauschten Bosons zwischen neutralen Strömen NC (*Neutral Current*) und geladenen Strömen CC (*Charged Current*) unterschieden.

Neutrale Ströme definieren sich über den Austausch eines ungeladenen Z^0 Bosons. Innerhalb dieser Prozesse ist der Flavour erhalten, das heißt die Teilchenart der Reaktionspartner ändert sich nicht. Innerhalb einer Reaktion in welcher ein geladener Strom fließt, wird ein W^\pm Boson ausgetauscht, ist dies nicht der Fall, der Flavour ist nicht erhalten und eine elektromagnetische Ladung wird ausgetauscht. Als Beispiele für eine NC und eine CC sind im Folgenden die rein leptonschen Prozesse der elastischen $\nu_\mu e^-$ -Streuung und der $\nu_\mu e^-$ -Streuung gezeigt:

$$\begin{aligned} NC : \nu_\mu + e^- &\rightarrow \nu_\mu + e^- \\ CC : \nu_\mu + e^- &\rightarrow \mu^- + \nu_e \quad . \end{aligned}$$

Ausgedrückt durch geladene und neutrale Ströme lassen sich die Wechselwirkungsterme der elektroschwachen Lagrangedichte für alle Fermionen mit den Eichfeldern darstellen als:

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

Die in der Lagrangedichte enthaltenen Ströme definieren sich wie folgt:

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

Der zu erst aufgeführte geladene Strom j_{CC-}^μ beschreibt im ersten Term die Konversion eines Neutrinos in ein geladenes Antilepton (*aufgrund der sogenannten Kreuz-Symmetrie oder Crossing Symmetry ist der umgekehrte Prozess, die Vernichtung eines Antineutrinos und damit verbundene Erzeugung eines geladenen Leptons ebenfalls möglich*). Der zweite Term beschreibt die Umwandlung eines Up-Quarks, unter Austausch eines positiv geladenen Bosons, in ein Down-Quark. Der umgekehrte Prozess drückt sich im zweiten Strom j_{CC+}^μ aus. Dem Umstand, dass die Masseneigenzustände der beteiligten Quarks nicht gleich ihren elektroschwachen Eigenzuständen sind wird durch die CKM-Matrix (nach Cabibbo²⁴, Kobayashi²⁵ und Maskawa²⁶) genüge getan.

Der flavourerhaltende neutrale Strom j_{NC}^μ ist gegeben durch die Kopplung von Axialvektorstrom der linkshändigen Fermionen f und den Vektorstrom rechthändiger geladener Fermionen f^\pm an das ladungsfreie Z_μ^0 -Feld. I beschreibt den schwachen Isospin. Dieser beträgt für linkshändige

²⁴Nicola Cabibbo (★1935) italienischer Physiker.

²⁵Makoto Kobayashi (★1944) japanischer Physiker.

²⁶Toshihide Maskawa (★1940) japanischer Physiker.

Teilchen $\frac{1}{2}$ und für rechthändige Teilchen 0. I_3 ist die Projektion des Isospins, welcher für Neutrinos und u, c, t Quarks einen positiven und für geladene Leptonen sowie d, s, b Quarks einen negativen Wert annimmt. Die Tatsache, dass Neutrinos nicht mit Photonen interagieren spiegelt der zweite Term wider, welcher den elektromagnetischen Anteil des neutralen Stromes beschreibt. Der elektromagnetische Strom j_{EM}^μ koppelt ausschließlich nur an geladenen Fermionen, er stellt die Wechselwirkung mit dem Photonenfeld A_μ dar und spielt für die ungeladenen Neutrinos keine Rolle.

1.2. Neutrinowechselwirkungen im Eis

IceCube ist aufgrund des zugrunde liegenden Detektorprinzips nur auf Reaktionskanäle mit Elektronen und Positronen im Endzustand sensitiv²⁷. Im Allgemeinen handelt es sich also um Reaktionen der Form:

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_e^{(-)} + X &\rightarrow Y + e^{+/-} \\ \nu_e^{(-)} + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_e^{(-)} + e^- \end{aligned}$$

Neutrinos wechselwirken in Eis (*oder Wasser*) mit den freien Protonen des Wasserstoffs (inverser β -Zerfall Abschnitt 1.2.1), mit den Orbitalelektronen des H_2O -Moleküls (Neutrino-Elektron-Streuung Abschnitt 1.2.2) oder mit dem Sauerstoffatomkern (Wechselwirkungen am Sauerstoffkern Abschnitt 1.2.3). Im Folgenden werden die bereits aufgeführten, für den Nachweis in IceCube relevanten Wechselwirkungen erläutert und die für eine Generierung einer Detektorsignalantwort nötigen Wirkungsquerschnitte der jeweiligen Reaktionskanäle dokumentiert.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte ist im Falle des Nachweises von niederenergetischen Supernova-Neutrinos stark vereinfacht, da alle möglichen Reaktionskanäle, in welchen schwerere Teilchen als Elektronen und Positronen erzeugt werden, aufgrund der zu geringen Energien nicht auftreten. Vorgreifend kann der inverse β -Zerfall als dominante Reaktion beim Neutrinonachweis in Eis angeführt werden. Der Beitrag der anderen Wechselwirkungen liefert nur kleine Korrekturen.

Aufgrund der lokal beschränkten, kugelförmigen Lichtdeposition im vorliegenden MeV-Energier regime der Supernova-Neutrinos ist IceCube nicht in der Lage eine Richtungsauflösung zu liefern. Die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte muss deshalb ebenfalls nicht berücksichtigt werden.

1.2.1. Inverser β -Zerfall - Wechselwirkung an Protonen

Mit einem Anteil von ungefähr 93% an der gesamten Ereignisrate²⁸ ist der inverse β -Zerfall an den freien Protonen des Wasserstoffkerns

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

die dominanteste Neutrinowechselwirkung in Eis. Generell ist diese Reaktion für alle Leptonenflavours möglich. Da die in einer Supernova auftretenden Neutrinoenergien jedoch nicht die Massen der Myon- und Tauneutrinos erreichen, tragen nur die Elektroneutrinos bei. Die Reaktionsgleichung des inversen β -Zerfalls impliziert bereits die nötige Neutrinoenergieschwelle E_{min} , ab

²⁷Eigentlich korrekt ist, das IceCube auf Reaktionskanäle mit geladenen Leptonen im Endzustand $\nu_l + X \rightarrow Y + l$ mit $l = e, \mu, \tau$ sensitiv ist. Die schweren Leptonen spielen jedoch in der Supernova-Detektion keine Rolle und werden deshalb hier nicht berücksichtigt.

²⁸Dieser Wert variiert mit den Annahmen des zugrundeliegenden Oszillationsszenarios der beteiligten Neutrinos.

welcher die Reaktion möglich ist. Diese folgende Schwelle ist in allen Wasser-Tscherenkow Detektoren zu überwinden:

$$E_{min}(\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+) > \Delta_{np} + m_e = m_e + m_n - m_p \approx 1,806 \text{ MeV} .$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung (*tree-level*), gemittelt über Anfangs- und Endpolarisationen ist gegeben durch [10]:

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

mit der, aus den Feynman-Graphen²⁹ (siehe Abbildung A.1) berechenbaren Streumatrix:

$$\mathcal{M} = \bar{v}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) v_e \cdot \bar{u}_n \left(f_1 \gamma_\mu + g_1 \gamma_\mu \gamma^5 + \frac{i f_2}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + \frac{g_2}{M} q_\mu \gamma^5 \right) u_p .$$

Hier sind die Spinoren der ein- und auslaufenden Teilchen durch $v_{\nu,e}$ und $u_{p,n}$ bezeichnet. Der Vierer-Impulsübertrag wird durch $q = p_{nu} - p_e = p_n - p_p$ repräsentiert. Desweiteren sind $\sigma_{\mu\nu}$ die drei Pauli-Spinmatrizen, γ^μ die Dirac-Matrizen, $M = (m_p + m_n)/2$ die mittlere Nukleonenmasse sowie f_i und g_i die dimensionslosen Formfaktoren. Die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen u - und d - Quark ist gegeben durch den Cabibbo-Winkel $\cos^2 \theta_C = 0,96$.

Im Bereich des vorliegenden Energieregimes kann die Berechnung der Streumatrix \mathcal{M} nach der dritten Ordnung in E_ν/m_p abgebrochen werden; dort liegt der Fehler bereits unter einem Prozent. Anzumerken ist ebenfalls, dass eine exakte Berechnung durch weitere Terme höherer Ordnung aufgrund der Meßfehler der einfließenden Konstanten nur bis zu einer Unsicherheit von 0,4% möglich ist. Diese Näherung führt zur folgenden Darstellung der Streumatrix:

$$|\mathcal{M}^2| \simeq M^2 (f_1^2 - g_1^2) (t - m_e^2) - M^2 \Delta_{np}^2 (f_1^2 + g_1^2) - 2m_e^2 M \Delta_{np} g_1 (f_1 - f_2) - (s - u) t g_1 (f_1 + f_2) + \frac{1}{4} (s - u)^2 (f_1^2 + g_1^2) .$$

In dieser Vereinfachung der Streumatrix sind die Mandestam-Variablen³⁰ gegeben durch: $s = (p_\nu + p_p)^2$, $t = (p_\nu - p_e)^2$ und $u = (p_\nu - p_n)^2$. Die Nukleonenmassendifferenz ist mit $\Delta_{np} \approx 1,293 \text{ MeV}$ gegeben. Die in dieser Näherung benutzten Formfaktoren $f_1 \simeq 1,778$, $f_2 \simeq 6,588$ und $g_1 \simeq -1,270$ sind in diesem Fall konstant.

Die Energie des Positrons und damit der getragene Impuls ist nicht diskret sondern kontinuierlich. Sie hängt ab vom Streuwinkel und korreliert streng mit der Neutrinoenergie. Im Mittel lässt sie sich wie folgt beschreiben:

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

Der totale Wirkungsquerschnitt wird in [10] durch eine einfache Näherung ausgedrückt. Der Fehler der folgenden Näherung liegt bei Neutrinoenergien $E_\nu \lesssim 300 \text{ MeV}$ unter einem Prozent.

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

²⁹Richard Phillips Feynman (★1918 - †1998) US-amerikanischer Physiker.

³⁰Stanley Mandelstam (★1928) US-amerikanischer Physiker.

Im weiteren wird der differentielle Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der angegebenen Näherungen für mittlere Positronenenergie und den totalen Wirkungsquerschnitt durch

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

ausgedrückt. Diese Beschreibung wird in dieser Arbeit für die Berechnung einer Detektorantwort im Falle einer hypothetischen Supernova benutzt. Für die Berechnung gehen alle Eingangsgrößen in Einheiten von MeV ein. Weitere gängige Näherungen wie in [11] werden vermieden, da diese im gewählten Energiebereich eine zu große Unsicherheit inne haben.

1.2.2. Neutrino-Elektron Streuung - Wechselwirkung am Elektron

Einlaufende Neutrinos aller Flavours (*hauptsächlich Elektron- und Antielektronneutrinos*) streuen an den Hüllenelektronen der Eis bildenden Atomkerne und liefern somit einen Beitrag zur Ereignisrate im IceCube-Detektor. Dieser Beitrag gestaltet sich relativ klein; er liegt bei ungefähr 3, 5 % der Gesamtrate. Neutrinowechselwirkungen mit Elektronen werden im Rahmen des Standardmodells mit erstaunlicher Genauigkeit beschrieben. Da in dem betrachtenden MeV Neutrinoenergiebereich die Erzeugung von Myonen und Tauonen unmöglich ist, beschränken sich die auftretenden Wechselwirkungen auf den geladenen (*CC*) und neutralen Strom (*NC*) im Falle der Elektron und Antielektronneutrinos und neutrale Ströme (*NC*) für alle anderen Generationen (siehe Abschnitt A.1.2):

$$\begin{aligned} \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^- \quad (CC + NC) \\ \bar{\nu}_e + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (CC + NC) \\ \nu_x + e^- &\rightarrow \nu_x + e^- \quad (NC) \\ \bar{\nu}_x + e^- &\rightarrow \bar{\nu}_x + e^- \quad (NC) \end{aligned}$$

Die Wirkungsquerschnitte der angeführten Reaktionen kann mit einer effektiven Vier-Fermionen-Wechselwirkung berechnet werden. Unter Annahme kleiner Impulsüberträge $|q^2| \ll m_{W^\pm, Z^0}$ führt dies in führender Ordnung zu folgendem totalen Wirkungsquerschnitt [12]:

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

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu:

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

In den dargestellten Formeln ist der Anteil des Impulsübertrages an das Elektron gegeben mit $x = (E_e - m_e)/E_\nu$ dieser variiert im Intervall $[0, 1/(1 + m_e)/2E_\nu]$. Der tiefgestellte Index am Koeffizienten ε muss entsprechend für Teilchen oder Antiteilchen gewählt werden. Das obere Vorzeichen steht für Neutrinos das untere für Antineutrinos. Der Koeffizient ε definiert sich wie folgt über Linearkombinationen des Weinberg-Winkels $\sin^2\theta_W$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_+ &= -\sin^2\theta_W \\ \varepsilon_- &= \begin{cases} -\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W & \nu_e \\ \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W & \neq \nu_e \end{cases} \end{aligned}$$

Reaktion	ε_+	ε_-	$\sigma(E_\nu) [m^2]$
$\nu_e + e^-$	$-\sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W$	$9,49 \cdot 10^{-49} E_\nu/\text{MeV}$
$\bar{\nu}_e + e^-$	$-\sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W$	$3,47 \cdot 10^{-49} E_\nu/\text{MeV}$
$\nu_x + e^-$	$-\sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W$	$1,56 \cdot 10^{-49} E_\nu/\text{MeV}$
$\bar{\nu}_x + e^-$	$-\sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W$	$1,33 \cdot 10^{-49} E_\nu/\text{MeV}$

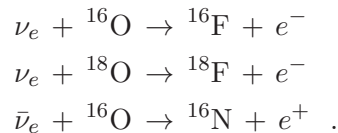
Tabelle 1.1.: Die zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Neutrino-Elektron Streuung verwendeten Koeffizienten und daraus resultierende Werte sind aufgeführt. Die Elektronen-Streuung wird dominiert durch Reaktionen der Neutrinos des Elektronen-Flavours, da in einer solchen Wechselwirkung der sowohl geladene als auch der ungeladene Strom beiträgt. Die in der Tabelle angeführte Einheit der Neutrinoenergie E_ν ist in [MeV], da diese das Energieregime einer Supernovaexplosion widerspiegelt.

Eine Auflistung der verschiedenen Koeffizienten ε der möglichen Reaktionskanäle sowie die resultierenden totalen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Anzumerken ist, dass mögliche Dipolmomente des Neutrinos bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes vernachlässigt wurden. Ebenso werden in niederer Ordnung keine Strahlungskorrekturen berücksichtigt. Diese tragen im gegebenen MeV-Energiebereich nur verschwindend bei, ihr Einfluß wächst erst ab $\mathcal{O}(\text{GeV})$ auf ungefähr ein Prozent an. Im Falle des IceCube-Detektors findet die Neutrino-Elektron-Streuung an gebundenen Elektronen statt, der resultierende Wirkungsquerschnitt ist ungefähr 2 % kleiner gegenüber dem der Streuung an freien Elektronen [13], dieser Umstand wird in allen durchgeführten Berechnungen berücksichtigt. Aufgrund ihrer Proportionalität $\sigma(E_\nu) \propto E_\nu$ verliert die Elektronenstreuung der Neutrinos gegenüber dem inversen β -Zerfall bei steigenden Energien an Bedeutung. Für Reaktionen die nur durch Elektronneutrinos verursacht werden ist $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ die wichtigste Reaktion.

1.2.3. Wechselwirkungen am Sauerstoffkern

In der Natur existieren drei stabile Sauerstoff Isotope, ^{16}O , ^{17}O und ^{18}O . Aufgrund der geringen Isotopenhäufigkeiten von ^{17}O (0,038 %) und ^{18}O (0,2 %) tragen diese nur geringfügig zur Ereignisrate neutrinoinduzierter Reaktionen am Sauerstoff bei.

Die Wechselwirkungen von Neutrinos am gebundenen Sauerstoffatom sind nicht trivial, eine detaillierte Betrachtung findet sich in [14]. Von der Fülle an möglichen neutrinoinduzierten Reaktionskanälen sind hauptsächlich Wechselwirkungen bei welchen ein geladener Strom (CC) fließt von Belang. Nur in diesen Reaktionskanälen entsteht unter Austausch eines W^\pm -Bosons ein geladenes Lepton, welches im IceCube-Detektor nachgewiesen werden kann. Dominant sind die im folgenden aufgeführten Neutrino-Einfangreaktionen [15]:



Wechselwirkungen bei welchen ein neutraler Strom (NC) fließt sind für alle Neutrinogenerationen möglich. Diese Reaktionen produzieren allerdings nur Photonen oder Protonen als Sekundärteilchen. Diese führen zu einer geringen Lichtproduktion im Eis und sind zum Teil stark

unterdrückt oder verboten. Der ^{16}O Atomkern ist ein doppelt-magischer α -Cluster mit abgeschlossenen Kernschalen; dies führt zu einer hohen Schwellenenergie E_{min} für die angeführten Reaktionen. Elektron-Neutrinos müssen eine Energie von 15,4 MeV überwinden um die Reaktion zu initiieren, die Schwelle für eine Antielektron-Neutrino induzierte Reaktion am Sauerstoffkern liegt mit 11,4 MeV ein wenig niedriger. Aufgrund der Kernkonfiguration des ^{18}O mit seiner quasifreien Neutronen liegt die Schwellenenergie bei einem deutlich niedrigerem Wert geringfügig über der Nukleonenmassendifferenz bei 1,66 MeV. Der Wirkungsquerschnitt der Neutrino-Einfangreaktion am ^{18}O -Isotop ist ungefähr einen Faktor 50 größer als der der vergleichbaren Reaktion am ^{16}O . Erklärt werden kann dies durch die niedrige Schwellenenergie der Reaktion und niedrig liegende mögliche Fermi und Gamow-Teller-Übergänge³¹. Allerdings ist der Gesamtbeitrag aufgrund der zu geringen Isotopenhäufigkeit zur Gesamtereignisrate gering. Die Wirkungsquerschnitte der diskutierten Reaktion lassen sich durch die folgenden Formeln im gegebenen Energiebereich (< 60 MeV) mit einer Ungenauigkeit von ungefähr 30 % annähern³² [16]:

$$\sigma_{\nu_e\text{O}}(E_\nu) = 4,7 \cdot 10^{-44} \text{ m}^2 \left[\left(\frac{E_{\nu_e}}{\text{MeV}} \right)^{-1/4} - 15^{-1/4} \right]^6$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e\text{O}}(E_\nu) = \begin{cases} \left[\left(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{\text{MeV}} \right)^\alpha - 8,4^\alpha \right]^{6,8}, & \text{mit } \alpha = 0,22 \text{ für } E_{\bar{\nu}_e} < 42,3 \text{ MeV} \\ \left[\left(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{\text{MeV}} \right)^\alpha - 16,8^\alpha \right]^{4,2}, & \text{mit } \alpha = 0,26 \text{ für } E_{\bar{\nu}_e} \geq 42,3 \text{ MeV} \end{cases}$$

Wie in Abbildung 1.3 leicht ersichtlich ist, steigen die Wirkungsquerschnitte der Sauerstoffreaktionen nach Überschreiten der Schwellenenergie schnell an. Bereits ab mittleren Energien überschreitet der Wirkungsquerschnitt den der Elektronenstreuung und liefert somit einen vergleichbaren Beitrag zum Signal (vergleiche Abschnitt 1.2). Abschließend ist der Vollständigkeit halber zu erwähnen, dass in ungefähr 10 % der Kernwechselwirkungen über den geladen Strom am ^{16}O ein angeregter ^{16}N Kern entsteht. Nach einer Halbwertszeit von $\tau = 7,13$ s zerfällt dieser über β^- -Zerfall in ein ^{16}O -Isotop. Das beim Zerfall ausgesendete Elektron führt zu einer verzögerten Lichtdeposition im Detektor. Diese Lichtdeposition bleibt im weiteren unberücksichtigt, da sie aufgrund ihrer langen Verzögerung nicht zu einer Erhöhung der Nachweissignifikanz führt.

³¹Der nach den Physikern Gamow (George Anthony Gamow *1904 - †1965 russisch-US-amerikanischer Kernphysiker) und Teller (Edward Teller *1908 - †2003 ungarisch-US-amerikanischer Kernphysiker) benannte Übergang folgt aus den Auswahlregeln des β -Zerfalls. Hier sind Spin-Übergänge des Nukleons von $0 \rightarrow 0$ verboten, es gilt $\Delta J = \pm 1$. Die Parität bleibt unverändert $\Delta P = 0$.

³²Die in [16] gegebenen Datenpunkte der Reaktion wurden mit angegebener Funktion gefittet.

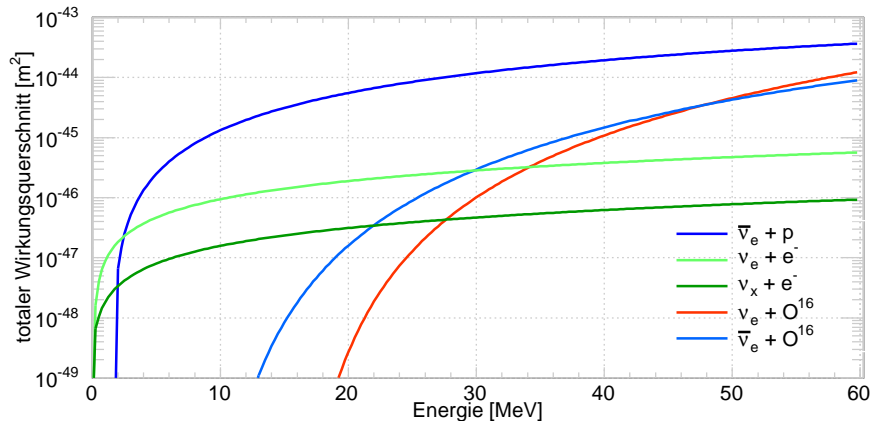


Abbildung 1.3.: Zu sehen sind die Wirkungsquerschnitte der führenden Neutrino Reaktionen in Eis beziehungsweise am H_2O -Molekül. Leicht einzusehen ist die Dominanz des inversen β -Zerfalls. Das natürliche Isotopenverhältnis ist in den Graph des Wirkungsquerschnitts der Sauerstoffreaktion eingerechnet. Zu sehen wäre ein Schulter bei niedrigen Energien in dem Wirkungsquerschnitt der $\nu_e\text{O}$ -Reaktion aus dem ^{18}O Anteil der Reaktion, da dieser Anteil eine niedrigere Energieschwelle inne hätte.

1.3. Neutrinonachweis in Eis

Der Nachweis der in das Detektormedium einlaufenden Neutrinos erfolgt indirekt über die aus den bereits beschriebenen Reaktionskanälen entstandenen geladenen Leptonen. Die so entstandenen Sekundärteilchen strahlen entlang ihrer Trajektorie Tscherenkow-Photonen (siehe Abschnitt 1.3.2) ab. Sie können mittels im Detektormedium eingelassener Photovervielfacher nachgewiesen werden. Dieses Prinzip gilt für alle Neutrinoobservatorien welche Wasser oder Eis als Detektormedium benutzen, unter anderen auch der in dieser Arbeit verwendete IceCube-Detektor.

Die zur Untersuchung relevanten niederenergetischen Neutrinos aus Supernovae (siehe Abschnitt 2) lassen nur die Generierung der leichtesten geladenen Leptonen e^\pm zu, da ihre Energie 60 MeV nicht übersteigt. Diese propagieren durch das Detektormedium und strahlen solange Tschernkovlicht ab, bis sie durch sukzessive Energieverluste die Schwellengeschwindigkeit von $\beta \simeq 0,76$ für diesen Effekt unterschreiten. Die zur Detektion führenden physikalischen Prozesse sollen im Folgenden beschrieben werden. Wie bereits erwähnt, wird als Detektormedium das in den Polkappen des Südpols befindliche Eis genutzt. Es handelt sich dabei um eines der klarsten natürlichen Medien auf der Erde. Es ist frei von Szintillationen und Biolumineszenzen³³. Es kann daher angenommen werden, dass jegliche Lichtdeposition aus der Absorption ionisierender Teilchen stammt. Im betrachteten Energiebereich ist es nicht möglich, eine Spur beziehungsweise Teilchenbahn zu rekonstruieren. Die Energie- und somit Lichtdeposition findet mehr oder weniger lokal statt. Die soeben vorgestellten führende Reaktionskanäle und deren Anteil am Gesamtsignal sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst.

³³Im Eis treten jeglich Tribolumineszenz Phänomene auf, welche aber nur verschwindend zum Signal beitragen.

Reaktion	Signalanteil	Ungenauigkeit	Referenz
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^-$	93 % (91 %)	< 1 %	Strumia [10]
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^+$	2 % (1,7 %)	< 1 %	Marciano [12]
$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$	0,8 % (0,8 %)	< 1 %	Marciano [12]
$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$	0,6 % (0,5 %)	< 1 %	Marciano [12]
$\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{16}\text{F}$	1,9 % (3,3 %)	< 30 %	Haxton [14]
$\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + {}^{16}\text{F}$	1,6 % (2,7 %)	< 30 %	Haxton [14]

Tabelle 1.2.: Die angegebene Tabelle fasst die Neutrinoreaktion basierend auf den berechneten Wirkungsquerschnitten und den daraus folgenden Anteil des Gesamtsignals zusammen. Die in Klammern angegebenen Werte berücksichtigen die in Abschnitt 1.4 beschriebenen Oszillationseffekte.

1.3.1. Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis

Im Energiebereich der Supernovae-Neutrinos [0, 60] MeV ist der Energieverlust der geladenen leichten Leptonen durch die kontinuierliche Ionisation des Mediums dominiert. Die durch das Eis propagierenden Elektronen und Positronen werden durch elastische Stöße mit den Hüllenelektronen der Eismoleküle abgebremst. Der daraus folgende Energieverlust folgt der Bethe-Bloch³⁴ Beziehung:

$$-\frac{dE_{e^\pm}}{dx} = \frac{\xi}{\beta^2} \frac{Z}{A} B(\gamma) .$$

In diesem Ausdruck stellt Z die Anzahl der Elektronen pro Molekül und A die molekulare Massenzahl des durchdrungenen Materials dar. Die Größen der relativistischen Kinematik sind durch $\beta = v/c$ und den Lorentzfaktor $\gamma = E/m$ gegeben. ξ dient der Normierung auf die Massenbelegung [cm^2/g]. Die Funktion $B(\gamma)$ ist unterschiedlich für Elektronen und Positronen; sie beinhaltet die integralen Wirkungsquerschnitte der möglichen ionisierenden Wechselwirkungen [17][18]. $B(\gamma)$ verhält sich für große Lorentzfaktoren proportional zu $\ln \gamma$.

Mit zunehmend steigenden Energien werden auch Bremsstrahlungseffekte am Coulombfeld der Kerne signifikant. Die Energieverluste durch die Abstrahlung hochenergetischer Photonen, bedingt durch die Ablenkung der relativistischen leichten Leptonen in den Kernfeldern, führen oberhalb von 1 MeV zu einem der Energie proportionalen Anstieg:

$$-\frac{dE_{e^\pm}}{dx} \propto E_{e^\pm} .$$

Eine Ausbildung von elektromagnetischen Kaskaden ist im betrachteten Energiebereich unwahrscheinlich. Eine leichte Erhöhung der Lichtdeposition findet allerdings durch die Bildung vereinzelter relativistischer Elektron-Positron-Paare aus virtuellen Photonen der Bremsstrahlung statt. Dies erhöht die Nachweiswahrscheinlichkeit geringfügig, Photon aus Kernanregungen der Sauerstoff- oder Stickstoffkerne können hingegen vernachlässigt werden.

Somit stammt die Majorität der detektierten Photonen aus dem Tscherenkow-Effekt. Die Anzahl der produzierten optischen Photonen ist direkt proportional zur Spurlänge des mit Überlichtge-

³⁴Hans Bethe (★1906 - †2005) deutsch-US-amerikanischer Physiker.

³⁵Felix Bloch (★1905 - †1983) schweizerisch-US-amerikanischer Physiker.

schwindigkeit durch das Eis propagierenden Teilchens. Unter Berücksichtigung der angeführten Energieverluste im gegebenen Energiebereich wurden die mittleren Spurlängen für Positronen und Elektronen durch eine GEANT-4³⁶ Simulation abgeschätzt. Für Energien $E_{e^\pm} < 100$ MeV steigt diese linear an. Die mittleren Spurlängen zwischen Positronen und Elektronen unterscheiden sich gering und dominieren deshalb den Fehler der im folgenden angegebenen mittleren Spurlänge für Elektronen und Positronen [11]:

$$\bar{x}_{e^\pm}(E_{e^\pm}) = (0,579 \pm 0,017) \text{ cm} \cdot \frac{E_{e^\pm}}{\text{MeV}}$$

Erst ab einer Schwellenergie von 272 keV findet eine Lichtproduktion durch Tscherenkow-Abstrahlung statt. Diese Schwelle ist bezogen auf den Fluss von Supernova-Neutrinos solch niedriger Energien zu vernachlässigen.

1.3.2. Der Tscherenkow-Effekt

Dispersionsrelationen beschreiben die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem polarisierbaren Medium m . In diesem Medium liegt die frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit $c_m^{Ph}(\lambda)$ der elektromagnetischen Wellen unterhalb der Vakuumlichtgeschwindigkeit $c > c_m^{Ph}(\lambda)$. Das Verhältnis dieser beiden Geschwindigkeiten definiert den frequenzabhängigen Brechungsindex $n_m(\lambda) = c/c_m^{Ph}(\lambda) < 1$ im Medium m .

Anzumerken ist hier, dass im Allgemeinen Wellenpakete mit einer Gruppengeschwindigkeit $c_m^{Gr}(\lambda)$ durch ein Medium propagieren. Diese Wellenpakete bestehen aus einer konstruktiven Überlagerung von Elementarwellen verschiedener Frequenzen, welche sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durch ein dispersives Medium bewegen. Dies führt zu einer stetigen Aufweitung des Wellenpaketes, dessen Zentrum sich mit der Gruppengeschwindigkeit bewegt. Der Unterschied zwischen Gruppen- und Phasengeschwindigkeit ist im Falle kurzer Propagationswege zu vernachlässigen³⁷. Im Vakuum besteht aufgrund der Abwesenheit eines Mediums kein Unterschied zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit. Zum Auftreten von Tscherenkow-Strahlung³⁸ kommt es, wenn sich ein hochenergetisches, geladenes Teilchen mit Geschwindigkeit $v = \beta c$ durch das polarisierbare Medium m bewegt und die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts $c_m^{Ph}(\lambda)$ in diesem Medium überschreitet.

Dieses Phänomen wurde erstmals 1934 durch Pawel Tscherenkow und Sergei Wawilow³⁹ bei der Bestrahlung von Uranyl-salzen mit Gammastrahlen beobachtet [20][21]. Bereits drei Jahre später konnte das Auftreten der Tscherenkow-Strahlung mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik von Igor Tamm⁴⁰ und Ilja Frank⁴¹ erklärt werden [22].

Ihrer Theorie zur Folge polarisiert ein geladenes Teilchen das Medium welches es durchdringt. Das elektrische Feld dieses Teilchens induziert, in den Atomen des durchdrungenen Materials, entlang seiner Bahn zeitlich variierende Dipolfelder. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes $v < c_m^{Ph}(\lambda)$ in dem gegebenen Medium m , so kommt es zur destruktiven Interferenz der induzierten Dipolfelder (siehe Abbildung 1.4 oben). Es

³⁶Geant4 (Geometry and Tracking) ist eine Softwareplattform für die Simulation des Durchtritts von Partikeln durch Materie basierend auf Monte-Carlo-Methoden.

³⁷Diese Bedingung ist im Fall eines Tscherenkow-Licht-Detektors erfüllt [19].

³⁸Pawel Alexejewitsch Tscherenkow (*1904 - †1990) russischer Physiker. In der Literatur findet sich häufig, neben der englischen Transliteration, Cherenkov noch die wissenschaftliche Transliteration Čerenkov. Im weiteren soll mit der korrekten Transliteration nach der Neuen Deutschen Rechtschreibung - Tscherenkow - fortgefahren werden.

³⁹Sergey Ivanovich Vavilov (*1891 - †1951) russischer Physiker.

⁴⁰Igor Jewgenjewitsch Tamm (*1895 - †1971) russischer Physiker.

⁴¹Ilja Michailowitsch Frank (*1908 - †1990) russischer Physiker.

entsteht keine Tschwerenkow-Strahlung, der Effekt ist somit nicht sichtbar.

Überschreitet die Teilchengeschwindigkeit die Phasengeschwindigkeit $v > c_m^{Ph}(\lambda)$ in dem gegebenen Medium m , überlagert sich die Strahlung der induzierten Dipole unter einem bestimmten Winkel konstruktiv, aufgrund der starken Verzerrung des elektrischen Feldes (siehe Abbildung 1.4 unten). Dies wird als Tscherenkov-Effekt bezeichnet. Es bildet sich eine elektromagnetische Schockwelle im Medium aus. Auf einem vorwärtsgerichteten Kegelmantel wird somit Tscherenkov-Strahlung abgegeben (*als Analogon kann der sich bildende Mach-Kegel eines Überschallflugzeuges angesehen werden*). Die Abstrahlung erfolgt unter einem charakteristischem Winkel θ_C , welcher abhängig vom Brechungsindex $n_m(\lambda)$ des Materials und der Teilchengeschwindigkeit v ist. Anhand der in Abbildung 1.4 dargestellten Geometrie des Effektes kann eingesehen werden, dass das Verhältnis zwischen Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle im Medium m und die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens

$$\cos \theta_C = \frac{c/n_m(\lambda)}{\beta c} = \frac{1}{\beta n_m(\lambda)}$$

festlegt. Ein wichtiger Parameter für die Simulation einer Detektorantwort ist die durchschnittliche Anzahl an Tscherenkov-Photonen \bar{N}_γ pro niederenergetischem Elektron oder Positron in Abhängigkeit von der Teilchenenergie E_{e^\pm} . Die Bedeutung dieses Parameter wird in Abschnitt 3.6 ersichtlich, die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutrinos skaliert linear mit \bar{N}_γ . Mit Hilfe der Frank-Tamm-Formel lassen sich die Anzahl der emittierten Tscherenkov-Photonen eines Teilchens in Abhängigkeit von Weg- und Wellenlänge berechnen [23]:

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

Die angegebenen Parameter sind die Feinstrukturkonstante $\alpha \approx 1/137$ und die Ladung z in Einheiten der Elementarladung e des durchdringenden Teilchens. Mittels der mittleren Spurlänge \bar{x}_{e^\pm} von Elektronen und Positronen kann durch Integration über das Wellenlängenintervall [300, 600] nm unter Benutzung des gemittelten Brechungsindex $\bar{n}_{Eis} = 1,3195$ des Südpoleises die durchschnittliche Ausbeute an Tscherenkov-Photonen berechnet werden:

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

Es zeigt sich, dass die mittlere Spurlänge des geladenen Teilchens direkt proportional zur mittleren Anzahl der Tscherenkov-Photonen ist, solange die Tscherenkov-Schwelle nicht unterschritten wird.

1.4. Neutrinooszillation

Die während einer Supernovaexplosion abgestrahlten Neutrinos durchlaufen multiple Oszillationsphasen, das heißt die in einem spezifischen Flavoureigenzustand erzeugten Neutrinos können bei einer späteren Messung einen anderen Flavoureigenzustand aufweisen. Die Wahrscheinlichkeit einen bestimmten Neutrino-Flavour zu messen variiert periodisch während das Neutrino durch die Raumzeit propagiert. Dieser Effekt wird als Neutrinooszillation bezeichnet und muss bei der Simulation der Detektorantwort, berücksichtigt werden. Es werden deshalb im folgenden die wichtigsten Neutrinooszillations-Phänomene diskutiert. Für eine detaillierte Beschreibung siehe zum Beispiel [24][25].

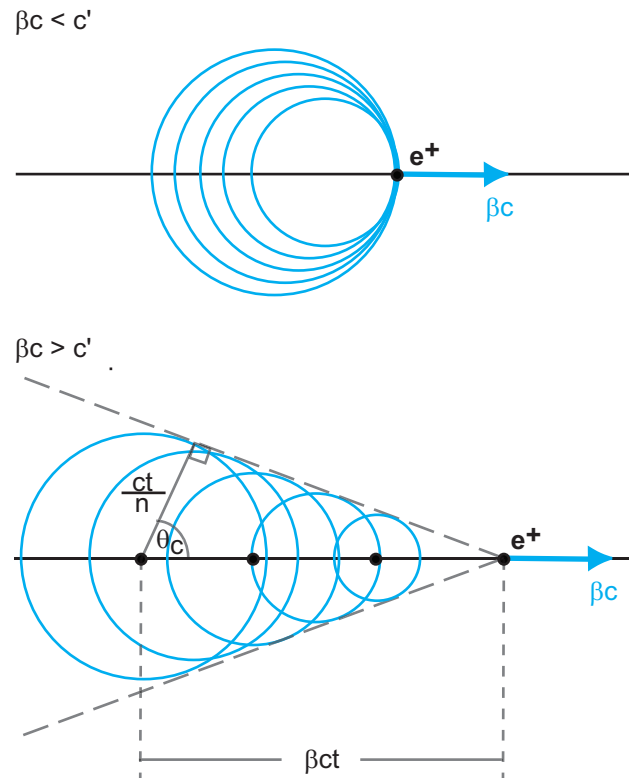


Abbildung 1.4.: Die dargestellten Kugelwellen werden von den Feldern eines geladenen Teilchens gebildet, das sich in einem Medium mit einer Geschwindigkeit bewegt. Überschreitet diese (*unterer Teil*) und erzeugt somit den beschriebenen Tscherenkow-Effekt. Hängt der Brechungsindex des Mediums kaum von der Wellenlänge ab, so breiten sich die Tscherenkow-Photonen senkrecht zu Wellenfront aus, was für Eis in erster Näherung gültig ist.

Das quantenmechanische Phänomen der Neutrinooszillation wurde erstmal 1957 von Bruno Pontecorvo⁴² als Analogon zur $K^0 - \bar{K}^0$ Oszillation vorgeschlagen [26][27]. Nach der Entdeckung des Myon-Neutrinos war klar, dass eine Oszillation zwischen verschiedenen aktiven Neutrino-flavour möglich ist, falls diese mischen und massiv sind. Bereits 1962 konnten Sakata⁴³, Nakagawa⁴⁴ und Maki⁴⁵ das erste theoretische Modell der Neutrinomischung formulieren [28] und somit den Prozess der Neutrinooszillation konkret mittels der Überlagerung von Flavoureigenzuständen erklären. Diese Formulierung steht im Widerspruch zum Standardmodell, da diese von Null verschiedene Neutrinomassen und eine nicht Erhaltung der Leptonenflavourzahlen impliziert.

Wenn Neutrinos Masse tragen, müssen ihre Masseneigenzustände nicht notwendigerweise mit ihren Flavoureigenzuständen übereinstimmen. Im Allgemeinen hat also ein Flavoureigenzustand keine definierte Masse und besteht aus einer Mischung der Masseneigenzustände. Dies bedeutet, dass die Flavoureigenzustände keine physikalischen Zustände sind und nicht als solche propagieren können. Eine solche Mischung ist im Standardmodell aus dem Quarksektor bekannt. Dort werden die schwachen Quarkeigenzustände über eine unitäre Transformation mit den Quarkmasseneigenzuständen verknüpft.

Der Masseneigenzustand eines realen Neutrinos besteht demnach aus einer Superposition von Flavoureigenzuständen. Diese Zusammensetzung der Zustände ist zeitabhängig. Bei einem Nachweis des Neutrinos entscheiden Energie und Zeit zwischen Entstehung und Detektionsreaktion über den gemessenen Zustand. Die zeitliche Veränderung des Neutrino-flavours ist wie in 1.4.1 und 1.4.2 beschrieben unterschiedlich für die Propagation der Neutrinos im Vakuum und in Materie. Das Phänomen der Neutrinooszillation konnte durch Messungen am Super-Kamikoande Experiment verifiziert werden [29].

Man bezeichnet den Neutrino-Flavoureigenzustand mit $|\nu_\alpha\rangle$ mit $\alpha = e, \mu, \tau$ und den Masseneigenzustand $|\nu_i\rangle$ mit $i = 1, 2, 3$. Mit Hilfe der sogenannten MNS-Matrix (*nach den Verfassern Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix*) können die Flavoureigenzustände als Linearkombinationen der Masseneigenzustände ineinander überführt werden:

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \\ |\nu_i\rangle &= \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle \\ &= \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad . \end{aligned}$$

Die MNS-Matrix entspricht einer unitären Transformation, sie hat somit die Eigenschaft $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$ und gestaltet sich wie folgt:

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

Die Abkürzungen c_{ij} und s_{ij} stehen für $\cos \theta_{ij}$ und $\sin \theta_{ij}$, δ ist die CP-verletzende Phase. Für Oszillationen welche im Zusammenhang mit Supernovae auftreten, ist diese nicht von Bedeutung

⁴²Bruno Pontecorvo (★1913 - †1993) italienischer Physiker.

⁴³Shoichi Sakata (★1911 - †1970) japanischer Physiker.

⁴⁴Masami Nakagawa (★1913 - †1993) japanischer Physiker.

⁴⁵Ziro Maki japanischer Physiker.

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

Tabelle 1.3.: Die in [29] aufgeführten, experimentell bestimmten Parameter der Neutrinooszillationen sind zusammenfassend aufgelistet. Die jeweiligen Werte stammen aus verschiedenen Neutrinoexperimenten. Messungen zu θ_{12} und m_{21} stammen hauptsächlich von dem Reaktor-Experiment KamLAND. K2K und Super-K konnten θ_{23} und m_{32}^2 vermessen. Der kleinste Mischungswinkel θ_{13} wurde bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt nur von CHOOZ vermessen ebenso liegen bis dato keine Messungen für die Phase δ vor. Da das Vorzeichen von $|\Delta m_{32}^2|$ nicht bekannt ist leitet sich hier das im Text in Abschnitt 1.1 beschriebene Hierarchieproblem ab.

[30]. Unter der Annahme, dass Neutrinos Dirac-Teilchen sind, wird die Mischungsmatrix⁴⁶ durch vier freie Parameter beschrieben:

Die drei Euler-Winkel⁴⁷, beziehungsweise Mischwinkel, θ_{12} , θ_{13} und θ_{23} , können als Rotationen in den zugehörigen Massenebenen interpretiert werden. Dazu kommt eine CP-verletzende Phase δ , welche nur in Verbindung mit der 13-Mischung der Neutrinos auftritt.

Gestützt auf experimentelle Ergebnisse [29] (siehe Tabelle 1.3) kann die MNS-Matrix zu:

$$U \simeq \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} & c_{12}s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}$$

genähert werden. Bei Vernachlässigung von θ_{13} hängt die Mischungsmatrix nur noch von den zwei Mischwinkeln θ_{12} und θ_{23} ab, dies führt zur Entkopplung in ein zwei-Neutrino-Problem im sogenannten solaren und atmosphärischen Sektor.

1.4.1. Vakuumoszillation

Im Folgenden soll kurz die Oszillationswahrscheinlichkeit der Neutrino flavour in Abwesenheit von Materie beschrieben werden.

Durch die Anwendung des Hamilton-Operators⁴⁸ \mathcal{H} auf den zeitunabhängigen Neutrinomasseneigenzustand kann dessen zeitliche Entwicklung wie folgt beschrieben werden (*die Zeitentwicklung*

⁴⁶Nimmt man an, dass es sich bei Neutrinos um Majorana-Teilchen handelt, so können nicht mehr alle Phasen aus der Transformation absorbiert werden. Die MNS-Matrix würde dann drei Phasen besitzen. Diese sind allerdings im Kontext der Oszillation in Supernovae nicht relevant.

⁴⁷Leonhard Euler (*1707 - †1783) deutsch-schweizerischer Mathematiker.

⁴⁸Sir William Rowan Hamilton (*1805 - †1865) irischer Mathematiker.

von Eigenzuständen ist aus der Schrödinger-Gleichung⁴⁹ bekannt):

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\mathcal{H}_0 t} |\nu_i\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle .$$

Für einen reinen Flavourzustand $|\nu_\alpha\rangle$ ergibt sie sich in Abhängigkeit der Neutrinoenergie E und der Flugzeit t

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \\ &= \sum_{i\beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle . \end{aligned}$$

Der zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ursprung gegebene, noch reine Flavoureigenzustand $|\nu_\alpha(t = 0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$ setzt sich mit fortschreitender Zeit aus mehreren Masseneigenzuständen zusammen. Die Wahrscheinlichkeit einen Flavoureigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$ nach einer bestimmten Flugzeit t und gegebener Energie E im Flavoureigenzustand $|\nu_\beta\rangle$ vorzufinden, ist gegeben durch das Quadrat der folgenden Amplitude:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) &= |\langle \nu_\beta | e^{-i\mathcal{H}_0 t} | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{i\alpha} U_{i\beta}^* e^{-iE_i t} \right|^2 \\ &= \sum_i |U_{i\alpha} U_{i\beta}^*|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} . \end{aligned}$$

Neutrinos können aufgrund ihrer geringen Masse bereits bei relativ niedrigen Energien als hochrelativistisch ($v \approx c = 1$) angesehen werden. Unter dieser Annahme gilt $p \gg m_i$ und $E \approx p$. Damit folgt direkt die relativische Näherung:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} \approx E + \frac{m_i^2}{2E} .$$

Im weiteren kann die Unitaritäts-Beziehung genutzt werden:

$$\left| \sum_i U_{i\alpha} U_{i\beta}^* \right|^2 = \delta_{\alpha\beta}^2 = \delta_{\alpha\beta} .$$

Somit lässt sich die Beziehung für die Oszillationswahrscheinlichkeit:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = \delta_{\alpha\beta} - 2 \operatorname{Re} \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \left[1 - e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2E}} \right]$$

vereinfachen. Die Differenz der Neutrinomassenquadrate ist durch $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ gegeben. Da die skizzierte Rechnung in natürlichen Einheiten ($c = \hbar = 1$) durchgeführt wurde kann die Distanz L von Quelle zu Detektor mit der Zeit t gleichgesetzt werden. Die Phase wird, wie leicht ersichtlich ist, nur von der Neutrinoenergie und der Distanz zwischen Quelle und Detektor bestimmt. Die Oszillationslängen λ_{ij} werden durch die quadratische Massendifferenz der beteiligten

⁴⁹Erwin Schrödinger (*1887 - †1961) österreichischer Physiker.

Neutrinozustände sowie deren Energie bestimmt:

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

Falls der Abstand L zur Quelle ein ganzzahliges Vielfaches der Oszillationslänge ist, wird die Überlebenswahrscheinlichkeit des ursprünglichen Flavours maximal, da die von der Massendifferenz erzeugte Phase einen Wert von 2π annimmt.

Die in der gezeigten Darstellung der Vakuumoszillation verwendete Annahme, dass Zeit und Abstand von Quelle zu Detektor gleich zu setzen ist, kann nur durch den folgenden Umstand aufrecht gehalten werden. In der Quantenmechanik können Teilchen als Wellenpakete beschrieben werden, die sich mit der Gruppengeschwindigkeit fortpflanzen. Die verschiedenen Neutrinomassen führen zu unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten, was wiederum zu weiteren Oszillationen führen kann. Dieser Umstand kann allerdings aufgrund der im Vergleich zur Oszillationslänge verschwindend kleinen Detektionslänge (*limitiert durch die Abmessung des Detektors*) vernachlässigt werden, da sich in diesem Fall alle Wellenpakete kohärent überlagern.

In der Realität beeinflussen zwei weitere Effekte die Detektion. Zum einen sind natürliche Neutrinoquellen mit einer endlichen Ausdehnung behaftet, was zu einer Verschmierung der Quellenposition und somit zu einer Unsicherheit des Abstands L führt. Zum anderen variiert die Oszillationslänge λ_{ij} durch die Energiebreite der emittierten Neutrinos. Die Amplitude der Oszillationswahrscheinlichkeit $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ nimmt bedingt durch die Verschmierung der Position um einen konstanten Faktor ab. Unabhängig von der Stärke der Energieaufweitung bedingt diese eine zusätzliche Aufweitung des Phasenunterschiedes der energetisch gering verschiedenen Neutrinos eines Wellenpakets entlang der propagierten Strecke. Dies dämpft die schwingende Oszillationswahrscheinlichkeit ab sodass diese gegen ihren zeitlich gemittelten Wert konvergiert:

$$\bar{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 .$$

Somit lassen sich die Überlebenswahrscheinlichkeiten der einzelnen Flavours im Mittel zu:

$$\bar{P}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 53,5\%, \quad \bar{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 33,5\%, \quad \bar{P}(\nu_\tau \rightarrow \nu_\tau) = 50\%$$

abschätzen. Dieser Umstand muss, gesetzt den Fall, dass die Neutrinos nicht bereits in Masseneigenzuständen emittiert werden, bei der Detektion von Supernovaesignalen beachtet werden, da sich diese aufgrund ihrer galaktischen Entfernungsmaßstäbe in weiter Entfernung befinden.

1.4.2. Materieoszillation

Propagieren Neutrinos durch Materie, so unterscheidet sich ihr Oszillationsverhalten durch ihre Wechselwirkung mit den Nukleonen und Elektronen des durchdrungenen Mediums von dem im Vakuum. Im folgenden sollen deshalb die nötigen Grundlagen für den Neutrinotransport und daraus folgende Oszillation in Materie aufgeführt werden.

Bereits 1978 erkannte Lincoln Wolfenstein⁵⁰, dass die Anwesenheit von Elektronen in einem von Neutrinos durchflogenen Medium die Energieniveaus der propagierenden Neutrinoeigenzustände durch kohärente elastische Vorwärtsstreuung verändert. Daraus folgt, dass Neutrinos in Materie eine andere effektive Masse haben als Neutrinos im Vakuum [31][32]. Da die entscheidenden Oszillationsparameter vom Quadrat der Massendifferenz abhängen, (siehe Abschnitt 1.4.1),

⁵⁰Lincoln Wolfenstein (*1923) US-amerikanischer Physiker.

führt dies zu einem veränderten Oszillationsverhalten. 1983 entdeckten Mikheyev⁵¹ und Smirnov⁵² das mögliche Auftreten eines Resonanzeffekts in Materie, welcher die Wahrscheinlichkeit für Flavourübergänge maximal verstärken kann, wenn die Neutrinos Materiegebiete variabler Dichte durchqueren [33]. Der nach ihren Entdeckern benannte MSW-Effekt ist insbesondere bei hohen Elektronendichten, wie sie beispielsweise in einer Supernova anzutreffen sind, zu erwarten.

Die Dispersionsrelation für Neutrinos in Materie muss aufgrund der Wechselwirkung mit der Materie durch ein effektives Potential zu $(E - V_{\text{eff}})^2 = k^2 + m^2$ erweitert werden. Bei der Einführung dieses effektiven Potentials können Reaktionen des neutralen Stroms vernachlässigt werden, da deren Beiträge für alle drei Neutrinoarten identisch sind. Betrachtet man in diesem Zusammenhang das Innere eines Sterns, so tragen effektiv nur Wechselwirkungen zwischen Neutrinos und Neutronen bei, da ungefähr gleich viele Elektronen und Protonen vorhanden sind und sich aufgrund des Vorzeichenwechsels durch die entgegengesetzten Ladungen die Beiträge der Vektorkopplungen wegheben. Die Wechselwirkungen, bei welchen ein Z^0 ausgetauscht wird führen also nur zu einem globalen Phasenschub, welcher die Oszillation nicht beeinflusst.

Für niederenergetische Neutrinos reicht es die kohärente elastische Vorwärtsstreuung an Elektronen und Neutronen zu betrachten. Das effektive Potential kann wie folgt beschrieben werden [25]:

$$V_{\text{eff}} = \pm \sqrt{2} G_F n_e$$

Das Vorzeichen des effektiven Potentials ist für Elektron-Neutrinos positiv und für Antielektron-Neutrinos negativ. Die Elektronendichte n_e wird beschrieben durch die Baryondichte n_B und die Leptonenzahl pro Baryon Y_e mittels $n_e = n_B Y_e$, G_F ist die Fermikonstante.

Analog zur Vakuumoszillation, unter Berücksichtigung des veränderten Potentials, kann nun die zeitliche Evolution der Flavoureigenzustände beschrieben werden. Dies soll im weiteren nicht detailliert ausgeführt werden; für eine genaue Behandlung wird auf [24], [25] und [34] wo auf IceCube Bezug genommen wird verwiesen. Wie bereits in Abschnitt 1.4 erwähnt kommt es in massiven Sternen nur zur Mischung zweier Generationen. Im weiteren wird deshalb nur auf die Mischung von Elektron- und Myon-Neutrino eingegangen. Die quadratische Neutrinomassendifferenz ergibt zu:

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

Der angeglichene Mischungswinkel wird durch

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

beschrieben. Die Oszillationslänge in einem Medium ergibt sich in Analogie zu

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

ξ ist aufgrund seiner Verknüpfung mit V_{eff} eine ortsabhängiger dimensionsloser Dichteparameter, welcher sich als

$$\xi := \frac{2EV_{\text{eff}}}{\Delta m^2}$$

⁵¹Stanislav Pavlovich Mikeyev russischer Physiker.

⁵²Alexei Jurjewitsch Smirnow (★1951) russischer Physiker.

definiert. Im Allgemeinen gilt $\Delta m^2 \simeq \Delta m_{21}^2$ sowie $\theta \simeq \theta_{21}$. Bei einer Elektronendichte von

$$n_e^{Res} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}EG_F}$$

tritt, im Gegensatz zur Neutrinooszillation im Vakuum eine Resonanz auf. Dort ist die $\xi = \cos 2\theta$, somit gilt $\cos 2\theta_m = 0$. Die Massendifferenz Δm_m^2 ist minimal, und der effektive Mischungswinkel ergibt sich zu $\pi/4$, das heißt, die Mischung ist maximal. Ob diese im Neutrino- oder Antineutrino-sektor existiert hängt von θ ab. In normaler Materie gilt $\xi \geq 0$, was zu einem Mischungswinkel von $\theta \leq \pi/4$ führt und eine Resonanz im Neutrino-sektor erzeugt. Ein Wert von $\theta \geq \pi/4$ kann somit mit einer Resonanz im Antineutrino-sektor assoziiert werden⁵³. Der MSW-Effekt kann somit entweder für Neutrino oder für Antineutrinos auftreten, jedoch nicht für beide. Fährt man in Analogie zur Vakuumoszillation fort und berechnet die Oszillationswahrscheinlichkeit der Flavoureigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ in Materie, so müssen die Eigenzustände um den effektiven Mischungswinkel in Materie θ_m rotiert werden. In Analogie zur Vakuumoszillation ergibt sich eine Mischmatrix $U_m(x)$. Mittels dieser ist es möglich in die Basis der Masseneigenzustände $|\nu_i^m\rangle$ in Materie zu transformieren:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & -\sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix}$$

Da $U_m(x)$ vom Ort x abhängig ist führt dies innerhalb der Wellengleichung zu nicht-diagonalen Beiträgen, die folgendermaßen in der Mischmatrix auftreten:

$$i \frac{d}{dx} \vec{\phi}_\alpha = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta m_m^2 & -4iE \frac{d}{dx} \theta_m \\ 4iE \frac{d}{dx} \theta_m & \Delta m_m^2 \end{pmatrix} \vec{\phi}_\alpha .$$

Dies ist bedingt durch den Umstand, dass die Funktion des Ortes nicht mit dem Ableitungsoperator kommutiert [25]. Ist das Dichteprofil homogen, das heißt $d\theta_m/dx = 0$, so führt dies zu einer Oszillationswahrscheinlichkeit von:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; x) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \left(\frac{\Delta m_m^2 x}{4E} \right) .$$

Diese unterscheidet sich zu ihrem Pendant in Vakuum nur durch die effektiven Größen (Mischungswinkel θ_m , Quadrat der Neutrino-massendifferenz Δm_m^2) in Materie.

Ist das Dichteprofil inhomogen $d\theta_m/dx \neq 0$ führen die nicht-diagonalen Elemente zu einer Mischung der Masseneigenzustände, Übergänge zwischen ν_1^m und ν_2^m werden somit möglich. Der Gradient $d\theta_m/dx$ bestimmt die Größe der nicht-diagonalen Elemente und somit die Stärke der Mischung. Aus diesem Grund wird der Adiabazitätsparameter γ als Verhältnis zwischen diagonalen und nicht-diagonalen Elementen der obigen Matrix definiert. Damit kann das Auftreten von Übergängen quantifiziert werden:

$$\gamma = \frac{\Delta m_m^2}{4E |d\theta_m/dx|} .$$

Gilt für alle Punkte der Neutrino-Trajektorie $\gamma \gg 1$, wird die Entwicklung des Masseneigenzustandes als adiabatisch bezeichnet. In diesem Fall sind die Beiträge von nicht-diagonalen Elementen

⁵³Dies ist ein wesentlicher Unterschied zur Oszillation im Vakuum, denn die Oszillationswahrscheinlichkeit ist hier symmetrisch unter der Transformation $\theta \rightarrow \pi/2 - \theta$.

vernachlässigbar. Die sogenannte Flipwahrscheinlichkeit $P(\nu_1^m \rightarrow \nu_2^m)$, welche die Wahrscheinlichkeit eines Überganges von ν_1^m nach ν_2^m beschreibt, ist in diesem Szenario ~ 0 . Im Falle einer nicht-adiabatischen Entwicklung $\gamma \ll 1$ der Masseneigenzustände nimmt die Flipwahrscheinlichkeit ungefähr den Wert $P(\nu_1^m \rightarrow \nu_2^m) \sim 1$ an. Die Zustände ν_1^m und ν_2^m tauschen aus. Die beiden Fälle sind in Abbildung 1.5 veranschaulicht dargestellt⁵⁴.

Sind die Überlebens- und Flipwahrscheinlichkeiten der Neutrinoeigenzustände bekannt, ist es möglich auch diejenigen der Flavoureigenzustände zu berechnen. Im adiabatischen Fall findet man für die Überlebenswahrscheinlichkeit eines an der Stelle $x = 0$ erzeugtes, ν_e den folgenden Ausdruck:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e; x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\theta_m(0) \cos 2\theta_m(x) + \frac{1}{2} \sin 2\theta_m(0) \sin 2\theta_m(x) \cos \left(\int_0^x \frac{\Delta m_m^2 x'}{2E} dx' \right) .$$

In der Praxis ist eine adiabatische Evolution bei Sternen mit einem flachen Dichtegradient gegeben.

⁵⁴Intermediäre Werte für γ werden in der vorliegenden Arbeit nicht diskutiert. Es sei angemerkt, dass diese hochkomplex sind und stark vom gegebenen Dichteprofil abhängen. Für eine weitere Betrachtung wird auf [25] und Referenzen in dieser verwiesen.

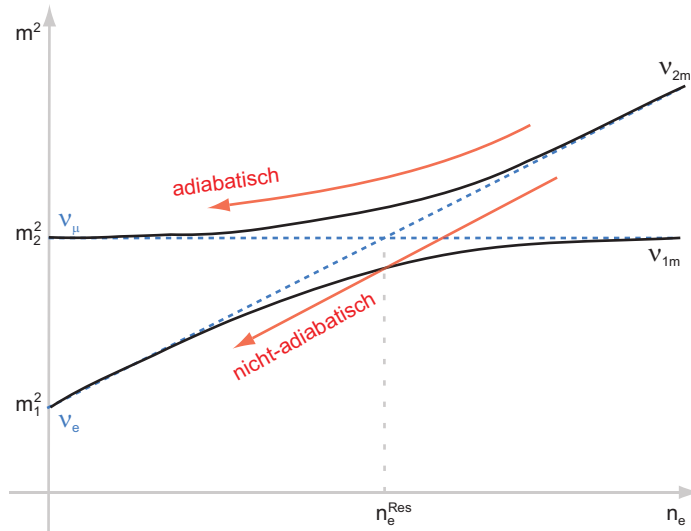


Abbildung 1.5.: Die Abbildung illustriert eine bei inhomogenen Medien auftretende Zwei-Flavour-Resonanz. Anhand dieses Diagramms kann die Neutrinoevolution in Materie leicht eingesehen werden. Neutrinos werden bei einer hohen Elektronendichte n_e , beispielsweise im inneren eines Sterns erzeugt. Der Flavoureigenzustand $|\nu_e\rangle$ ist aufgrund des wirkenden effektiven Potentials und der Wechselwirkung diesem schwerer als der Flavoureigenzustand $|\nu_\mu\rangle$, das heißt ν_e kann mit dem schwereren Masseneigenzustand $|\nu_2^m\rangle$ assoziiert werden, ν_μ mit dem leichteren. Während die Neutrinos nach außen propagieren nimmt die Dichte des Mediums ab. Ist der Resonanzpunkt bei n_e^{Res} erreicht, sind die Massendifferenzen zwischen den beiden Neutrinoszuständen minimal und die Übergangswahrscheinlichkeit maximal. Ein Flip $\nu_1^m \rightarrow \nu_2^m$ wäre an dieser Stelle möglich. Im adiabatischen Fall sind alle Übergänge stark unterdrückt und treten praktisch nicht auf. Dies entspricht der durchgezogenen schwarzen Linie im Diagramm, das Neutrino bleibt im schweren Masseneigenzustand und verlässt das Medium als ν_μ . Im Falle einer nicht-adiabatischen Resonanz findet ein Wechsel der Masseneigenzustände statt, dies ist durch die gepunktete blaue Linie skizziert. Für den Übergang von Materie in Vakuum gilt $n_e \rightarrow 0$, was dazu führt, dass die Mischungswinkel und die quadratischen Massendifferenzen in ihre Vakuumwerte übergehen. Daraus folgt, dass Neutrinos massive Objekte in Masseneigenzuständen verlassen.

Dass heißt im Allgemeinen, dass solare- oder Supernovae-Neutrinos der betrachteten Näherung gehorchen. Da die Detektion in der Natur nicht am Erzeugungsort stattfindet, sondern in der Regel sehr weit entfernt ist gleichen die effektiven Größen an der Detektorposition x den Größen in Vakuum. Es folgt somit $\theta_m(x) = \theta$ und $\Delta m_m^2(x) = \Delta m^2$. Aufgrund der endlichen Detektoraufösung muss P über Δx und ΔE integriert werden, was zur folgenden messbaren mittleren distanzunabhängigen Überlebenswahrscheinlichkeit führt:

$$\bar{P}(\nu_e \rightarrow \nu_e; x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\theta_m(0) \cos 2\theta \quad .$$

Anzumerken ist hier noch, dass bei sehr hohen Dichten, wie sie in massiven Sternen auftreten, auch die Zustände $|\nu_\tau\rangle$ und $|\nu_3^m\rangle$ berücksichtigt werden müssen. Dies führt zu einem komplexeren

Sachverhalt, der Formalismus bleibt allerdings gleich.

1.4.3. Neutrinooszillationen in Sternmaterie

Die bei Supernovae freigesetzten Neutrinos werden im inneren eines massiven Sterns erzeugt. Auf ihrem Weg in den interstellaren Raum diffundieren sie durch das gewaltige Dichtegefälle des erzeugenden Sterns. Im Folgenden soll ein einfaches Dichteprofil der Form $\rho \propto r^{-n}$ mit $n = 3$ für den betrachteten Stern angenommen werden. In einem solchen stark vereinfachten Dichteprofil werden zwei MSW-Resonanzen hervorgerufen. Dominiert werden die auftretenden Resonanzen jeweils von den atmosphärischen sowie den solaren Oszillationsparametern (siehe Tabelle 1.4). Diese werden, in Abhängigkeit der Parameter, bei einer Dichte von

$$\rho_{Res} \approx \frac{1}{2\sqrt{2}G_F} \frac{\Delta m^2}{E} \frac{m_N}{Y_e} \cos 2\theta$$

mit der Fermikonstanten G_F , der Nukleonenmasse m_N und der Leptonenzahl pro Baryon Y_e sowie den bekannten Größen aus dem Neutrinosektor, gebildet [35].

Die eine Resonanz befindet sich in einer Region hoher Dichte und wird als H-Resonanz (*high resonance*) bezeichnet, diese wird anhand der atmosphärischen Parameter gebildet. Weiter außen in einem Gebiet niedriger Dichte befindet sich die zweite Resonanz, die sogenannte L-Resonanz (*low resonance*), welche durch die solaren Parameter hervorgerufen wird. Aufgrund der unterschiedlichen Dichten sind diese räumlich deutlich separiert. Beide Resonanzen liegen außerhalb des kompakteren Sternkerns und beeinflussen deshalb die physikalischen Prozesse oder die Dynamik des Sternkollaps nicht. Aufgrund der Separierung der Resonanzonen können die, Konversionen zweier Neutrinoeigenzustände unabhängig voneinander betrachtet werden.

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P^H(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \times P^L(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \ .$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Konversionen des Neutrinos innerhalb einer Resonanz stattfindet, wird als Flipwahrscheinlichkeit bezeichnet. Die Flipwahrscheinlichkeiten für Neutrinos $P^L(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, $P^L(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ und Antineutrinos $P^L(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$, $P^H(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ innerhalb eines massiven Sterns können durch die modifizierte Landau-Zener-Formel^{55 56} beschrieben werden:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{\exp(-\frac{\pi}{2}\gamma F) - \exp(-\frac{\pi}{2}\gamma F / \sin^2 \theta)}{1 - \exp(-\frac{\pi}{2}\gamma F / \sin^2 \theta)} \ .$$

In diesem Zusammenhang stellt F eine von der Dichte abhängige Funktion des Mischungswinkels dar. Anzumerken ist ebenfalls, dass die Flipwahrscheinlichkeit außerhalb der Resonanzzone nahezu den Wert Null annimmt und somit keine Konversion auftritt. Zieht man ein realistisches Dichteprofil von

$$\rho(r) = \frac{4 \cdot 10^{28} \text{ kg}}{r^3 \text{ m}^3}$$

heran [36], so definieren sich die Adiabatizitätsparameter wie folgt:

$$\gamma_H = 2,6 \cdot 10^4 \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{\cos 2\theta_{13}} \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{10^{-3} \text{ eV}^2} \right)^{2/3} \left(\frac{\text{MeV}}{E} \right)^{2/3} \ ,$$

⁵⁵Lew Dawidowitsch Landau (★1908 - +1968) russischer Physiker.

⁵⁶Clarence Melvin Zener (★1905 - +1993) US-amerikanischer Physiker.

Resonanz	Neutrino-parameter	ρ [kg m ⁻³]	Radius [R_\odot]	$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$
H	$\Delta m_{atm}^2, \theta_{atm}$	$10^6 - 10^7$	0,05 - 0,1	0 - 1
L	$\Delta m_\odot^2, \theta_\odot$	$2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$	0,1 - 0,2	0

Tabelle 1.4.: Die in massiven Sternen möglichen MSW-Resonanzen sowie beteiligte Neutrino-parameter, Resonanzdichten und Resonanzradien sind in dieser Tabelle zusammengefasst. Zu bemerken ist hier, dass in unserer Sonne nur die bei niedrigen Dichten auftretende L-Resonanz auftreten kann, da die Sonne aufgrund ihrer geringen Masse eine maximale Zentralsdichte von $1,5 \cdot 10^5$ kg/m³ aufweist [37].

sowie im zweiten Fall

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

Die L-Resonanz ist mit den derzeitigen Neutrino-parametern (siehe Tabelle 1.3) für alle bei einer Supernova auftretenden Neutrinoenergien (siehe Abschnitt 2) adiabatisch, es gilt also $P^L(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P^L(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = 0$. Alle Neutrinos verweilen demnach in ihrem jeweiligen Masseneigenzustand.

Derzeitige Grenzen auf θ_{13} lassen Raum für verschiedene Szenarien der H-Resonanz:

- I. Adiabatische Region: Nimmt $\sin^2 2\theta_{13}$ einen Wert von $> 10^{-3}$ an, so führt dies zu einem adiabatischen Verhalten; die Flipwahrscheinlichkeit beträgt $P^H(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P^H(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \approx 0$. Die Neutrinos verharren somit in ihrem ursprünglichen Masseneigenzustand.
- II. Übergangsregion: Für Werte zwischen $10^{-5} < \sin^2 2\theta_{13} < 10^{-3}$ verändert sich die Flipwahrscheinlichkeit mit der Energie, es kann zu Übergängen kommen. Das Verhalten ist jedoch kompliziert und wird hier nicht behandelt.
- III. Verletzung der Adiabaticität: Bei Werten von $\sin^2 2\theta_{13} < 10^{-5}$ ist das Verhalten nicht-adiabatisch, die Flipwahrscheinlichkeit ist maximal $P^H(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P^H(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \approx 1$. In diesem Fall tauschen die Neutrinos ihren Masseneigenzustand.

Bei kleinen Werten für den Mischwinkel θ_{13} wäre ein Nachweis von Supernovaneutrinos sensitiv auf die 13-Mischung und könnte einen interessanten Einblick in die zugrundeliegende Physik der Elementarteilchen liefern.

In der Basis der Flavoureigenzustände ν_α wird die Neutrinoentwicklung innerhalb massiver Sterne beschrieben durch einen effektiven Hamiltonoperator [35]:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & m_{\mu\tau}^2 \\ m_{e\tau}^2 & m_{\mu\tau}^2 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix} .$$

Da das effektive Potential V nur auf das Element \mathcal{H}_{ee} wirkt, beeinflusst eine Rotation im $(\nu_\mu - \nu_\tau)$ Unterraum die Physik nicht. Eine Drehung der Neutrinozustände $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) \rightarrow (\nu_e, \nu_{\mu'}, \nu_{\tau'})$ ist

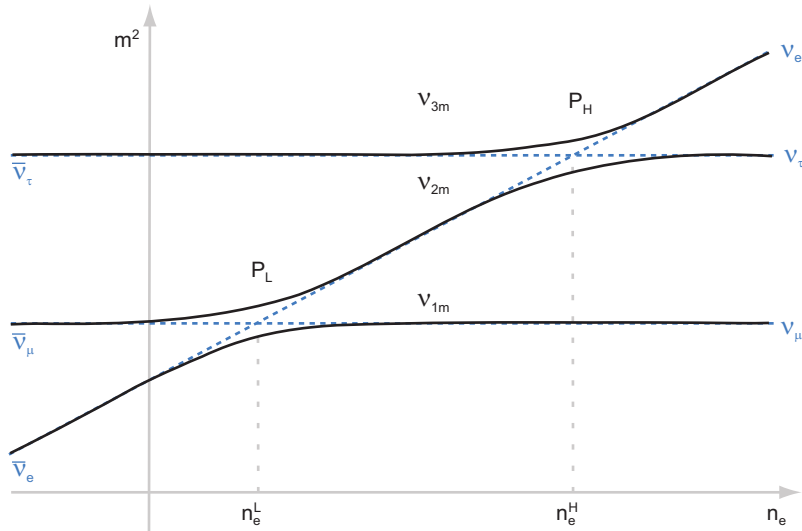


Abbildung 1.6.: Im Fall der normalen Massenhierarchie $m_1 < m_2 < m_3$ werden die Elektroneneutrinos innerhalb der Neutrinosphäre bei hohen Elektronendichten n_e erzeugt und wandern in ihrem Flavoureigenzustand, welcher bei diesen Dichten gleich dem schwersten Masseneigenzustand $|\nu_3^m\rangle$. $\nu_{\mu'}$ und $\nu_{\tau'}$ befinden sich in den Masseneigenzuständen $|\nu_1^m\rangle$ und $|\nu_2^m\rangle$. Durch die Dichteabnahme erreichen die Neutrinozustände die erste Resonanzzone, dort gilt $m_{ee}^2 + 2EV \approx m_{\tau'\tau'}^2$. Es kommt zur Konversion. Das Elektroneneutrino befindet sich nun im Masseneigenzustand $|\nu_2^m\rangle$. $|\nu_3^m\rangle$ repräsentiert $\nu_{\tau'}$. Im Bereich niedriger Dichten kommt es in der zweiten Resonanzzone ($m_{ee}^2 + 2EV \approx m_{\mu'\mu'}^2$) zu einer analogen Konversion zwischen ν_e und $\nu_{\mu'}$. Im Antineutrinosektor tritt in diesem Fall keine Konversion statt.

nützlich, da diese $(\nu_{\mu} - \nu_{\tau})$ diagonalisiert. Es folgt damit:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu'}^2 & m_{e\tau'}^2 \\ m_{e\mu'}^2 & m_{\mu'\mu'}^2 & 0 \\ m_{e\tau'}^2 & 0 & m_{\tau'\tau'}^2 \end{pmatrix} .$$

Es ist ersichtlich, dass der Unterraum $(\nu_{\mu'} - \nu_{\tau'})$ orthogonal ist und somit dort keine Mischungen auftreten. Unter den gegebenen Bedingungen innerhalb der Neutrinosphäre ($\rho \gg \rho_H, \rho_L$)⁵⁷ sind alle Neutrinomischungen unterdrückt, der gesamte effektive Hamiltonoperator \mathcal{H} ist als diagonal anzusehen. In diesem Fall sind die Basiszustände $(\nu_e, \nu_{\mu'}, \nu_{\tau'})$ gleich den Masseneigenzuständen. Dies sind die Zustände, welche inkohärent und unabhängig voneinander in die Resonanzonen gelangen. Dort sind aufgrund der unbekanntenen Massenhierarchie zwei Szenarien, für die weitere Entwicklung der Neutrinozustände bis zum Austritt aus dem Stern möglich. Die beiden Szenarien sind in den Abbildungen 1.6 und 1.7 dargestellt und können anhand dieser leicht eingesehen werden. Innerhalb des Sterns propagieren die Neutrinos in ihren Masseneigenzuständen $|\nu_i^m\rangle$; durch das Dichtegefälle, verlassen sie den Stern in ihren Vakuummasseneigenzuständen $|\nu_i\rangle$, in welchen sie auch die Erde und somit den Detektor erreichen (*gleiches gilt für Antineutrinos*).

Die Kenntniss der Flüsse der Masseneigenzustände auf der Sternoberfläche ist unabdingbar bei

⁵⁷Im Allgemeinen können die Mischungsbeiträge der Elektroneneutrino-Masse bei $V \gg m_{ij}^2/2E$ vernachlässigt werden.

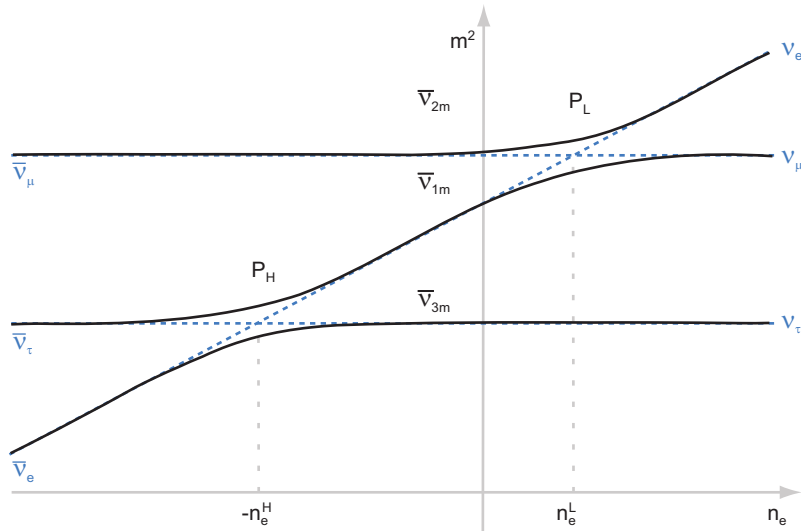


Abbildung 1.7.: Im Fall der invertierten Massenhierarchie $m_3 < m_1 < m_2$ werden die Elektroneneutrinos ebenfalls im schwersten Masseneigenzustand erzeugt, dieser ist in diesem Szenario $|\nu_2^m\rangle$. $\nu_{\mu'}$ und $\nu_{\tau'}$ befinden sich in den Masseneigenzuständen $|\nu_1^m\rangle$ und $|\nu_3^m\rangle$. Ist der Punkt n_e^L erreicht tauschen die Masseneigenzustände, so das $\nu_{\mu'}$ mit $|\nu_2^m\rangle$ assoziiert werden kann und ν_e mit $|\nu_1^m\rangle$. Die zweite Resonanzzone wird im Antineutrinossektor erreicht, wo das Antielektroneneutrino im leichtesten Masseneigenzustand $|\bar{\nu}_2^m\rangle$ startet bevor es im Punkt n_e^H mit $\nu_{\tau'}$ in den Masseneigenzustand $|\bar{\nu}_1^m\rangle$ wechselt. Die L-Resonanz liegt immer im Neutrinossektor, da $\Delta m_{21}^2 > 0$ gilt.

der Simulation eines Supernovaneutrinosignals. Im Folgenden soll auf diese Flüsse eingegangen werden. Um die Flüsse der Masseneigenzustände F_α an der Oberfläche eines massiven Sterns und der Berücksichtigung der Flipwahrscheinlichkeiten innerhalb der beiden Resonanzzonen aus den initialen Flüssen F_α^0 zu berechnen, muss den Linien (sowie gepunktet als auch durchgezogen) innerhalb der Abbildungen 1.6 und 1.7 unter Teilnahme aller möglichen Konversionen gefolgt werden. Am Anfang bei Dichten von $\rho \gg \rho_H, \rho_L$, sind die beschriebenen Konversionen unterdrückt. Die dort entstehenden Flavoureigenzustände korrespondieren mit den gegebenen Masseneigenzuständen:

$$|\nu_3^m\rangle = |\nu_e\rangle, |\nu_1^m\rangle = |\nu_{\mu'}\rangle, |\nu_2^m\rangle = |\nu_{\tau'}\rangle \quad ,$$

und führen zu den folgenden Flüssen:

$$F_{3m}^0 = F_e^0, F_{1m}^0 = F_{\mu'}^0, F_{2m}^0 = F_{\tau'}^0 \quad .$$

Im Weiteren werden identische Flüsse für Myon- und Tauneutrinos $F_{\mu'}^0 = F_{\tau'}^0 \equiv F_x^0$ angenommen. Analoges soll für den Antineutrinossektor Gültigkeit haben \bar{F}_e^0, \bar{F}_x^0 . Generalisiert können die Flüsse, welche den Stern verlassen, wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} F_i &= a_i F_e^0 + (1 - a_i) F_x^0 \\ \bar{F}_i &= \bar{a}_i \bar{F}_e^0 + (1 - \bar{a}_i) \bar{F}_x^0 \quad . \end{aligned}$$

Hier stellen a_i beziehungsweise (\bar{a}_i) die Beiträge zum Vakuumzustand i des ursprünglichen Elektronneutrinostrahls dar. Anhand der Übergangswahrscheinlichkeiten der vorigen Abbildungen können die Koeffizienten in folgender Tabelle zusammengefasst werden. Um die Flüsse pro

Massenhierarchie	a_1	a_2	a_3	\bar{a}_1	\bar{a}_2	\bar{a}_3
normal	$P_L P_H$	$P_H - P_L P_H$	$(1 - P_H)$	1	0	0
invertiert	P_L	$(1 - P_L)$	0	P_H	0	$(1 - P_H)$

Tabelle 1.5.: Die Tabelle listet die Beiträge der ursprünglichen Elektron- (*Antielektron*-) neutrinos zum Vakuumzustand auf.

Flavour auf der Erde angeben zu können, muss die Mischung der Neutrinos berücksichtigt werden. Für den Fluss der Elektronneutrinos auf der Erde gilt:

$$F_e = \sum_i |U_{ei}|^2 F_i \quad .$$

Dies kann mit Hilfe der Unitäritätsbedingung $\sum_i |U_{ei}|^2 = 1$ und der Substitution $p = \sum_i |U_{ei}|^2 a_i$ folgendermaßen umgeformt werden:

$$F_e = p F_e^0 + (1 - p) F_x^0 \quad .$$

Entsprechendes ist auch im Antineutrino Sektor gültig. Aufgrund der Erhaltung des Gesamtflusses ($F_e^0 + 2F_x^0 = F_e + 2F_x$) können die Flüsse der Myon- und Tau-Neutrinos berechnet werden:

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

Die effektiven Übergangswahrscheinlichkeiten p und \bar{p} sind in Tabelle 1.6 zusammengefasst. Die

Massenhierarchie	p	\bar{p}
normal	$P_H U_{e2} ^2 + (1 - P_H) U_{e3} ^2$	$ U_{e1} ^2$
invertiert	$ U_{e2} ^2$	$\bar{P}_H U_{e1} ^2 + (1 - \bar{P}_H) U_{e3} ^2$

Tabelle 1.6.: Die effektiven Überlebenswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Szenarien sind in dieser Tabelle zusammengefasst.

Überlebenswahrscheinlichkeiten p und \bar{p} hängen implizit von den Mischungsmatrixkomponenten U_{ei} ab. Dies führt zu einer möglichen Kombination der Mischungsschemata. Wie bereits im Text erwähnt, tritt die L-Resonanz bei gegebenen Parametern nur adiabatisch auf. Die ebenfalls angeführten Szenarien für die 13-Mischung müssen ebenfalls im Fall der H-Resonanz beachtet werden. Eine detaillierte Betrachtung mit Bezug auf das IceCube-Projekt ist in [38] zu finden.

2. Supernovae

Twinkle, Twinkle, little star
How I wonder what you are!
Up above the world so high,
Like a diamond in the sky!

(Jane Taylor, *The Star*)

Der 1933 von Fritz Zwicky¹ und Walter Baade² eingeführte Begriff der Supernova [39] bezeichnet das, durch eine spektakuläre Explosion begleitete Ende eines Sterns.

Während einer Supernova Explosion werden gewaltige Energiemengen freigesetzt. Diese freiwerdende Energie wird im wesentlichen durch emittierte Neutrinos abgeführt. Diese Eigenschaft macht es möglich galaktische Supernovae auf der Erde mit Hilfe von Neutrinoteleskopen zu beobachten. Die Geburtsstunde der Neutrinoastronomie wird durch die, in Neutrinodektoren nachgewiesenen Neutrinos der SN1987A (siehe Abschnitt 2.6) markiert, welche bis zum heutigen Tag die einzige nachgewiesene Quelle extrasolarer Neutrinos ist. Obwohl nur ein Bruchteil der ursprünglich freiwerdenden Explosionsenergie von Photonen und abgestoßener Materie transportiert wird, erscheint der explodierende Stern fast so hell am Firmament wie eine ganze Galaxie aus mehreren hundert Milliarden Sternen. Trotz der niedrigen Rate an galaktischen Supernovae führte diese Eigenschaft zu bereits frühen historischen Beobachtungen von Supernovae. So wurde bereits 186 n.Chr. die erste überlieferte Supernova (SN186) im Sternbild Zentaurus (*Stier*) von chinesischen Astronomen beobachtet [40]. Wie gewaltig diese Ereignisse sind, zeigen Aufzeichnungen von arabischen und chinesischen Astronomen aus dem Jahr 1006 n.Chr. Die am Nachthimmel erscheinende Supernova (SN1006) im Sternbild Lupus (*Wolf*) nahm ein Fläche halb so groß wie der Mond ein und war so hell, dass bei Nacht Manuskripte gelesen werden konnten [41]. Bis heute folgten nur noch eine Hand voll galaktischer Supernovae, welche mit bloßem Auge am nächtlichen Himmel gesehen wurden (siehe Tabelle A.1). Ihre Überreste (*Supernova-Remnants*) können heute noch mit Hilfe von Teleskopen beobachtet werden; ein bekanntes Beispiel ist der Überrest der Supernova des Jahres 1054 n.Chr., welcher den Krebsnebel (*Crab Nebulae*) formte [42] [43]. Eines der wichtigsten Ereignisse der modernen Astronomie war die 1572 n.Chr. von Tycho Brahe³ beobachtete Supernova (SN1572). Mit dem Erscheinen dieses neuen Sterns am Himmel wurde das in Europa vorherrschende Weltbild, welches an einen unveränderlichen Fixsternhimmels glaubte, zerstört. Dieses Umdenken leitete den Beginn der modernen Astronomie ein [44].

Im Wesentlichen gibt es zwei grundlegend verschiedene Mechanismen, welche zu einer Supernova-Explosion führen. Man unterscheidet zwischen thermonuklearen und Kernkollaps-Supernovae. Beide Arten der Supernovae sind in der Kosmologie, der Astroteilchenphysik und der Astrophysik aus verschiedenen Gründen von höchstem Interesse und sollen im folgenden Kapitel detailliert beschrieben werden.

¹Fritz Zwicky (★1898 - †1974) schweizerisch-amerikanischer Physiker und Astronom.

²Wilhelm Heinrich Walter Baade (★1893 - †1960) deutscher Astronom und Astrophysiker.

³Tyge Ottesen Brahe (★1546 - †1601) dänischer Adliger und Astronom.

2.1. Stellare Evolution

Ähnlich wie Lebewesen werden Sterne geboren, leben - nach menschlichen Maßstäben sehr lange - und sterben schließlich. Das Leben eines Sterns insbesondere seine Lebenszeit sind durch seine initiale Masse vorbestimmt. Die verschiedenen Stadien der stellaren Entwicklung lassen sich anschaulich mit Hilfe des sogenannten Hertzsprung-Russel Diagramms (HRD) diskutieren.

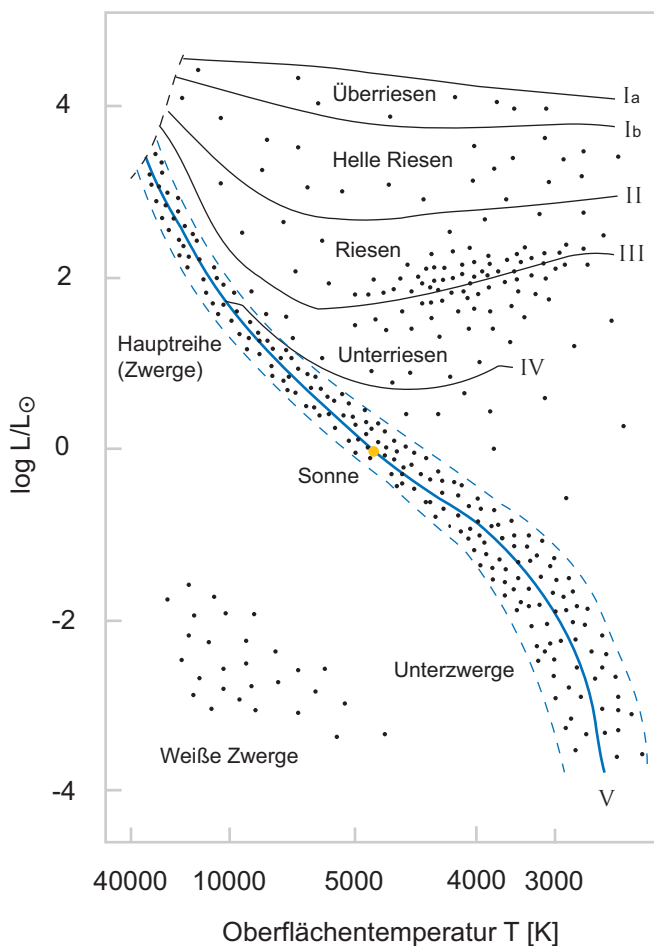


Abbildung 2.1.: Hertzsprung-Russel Diagramm. Auf der Ordinate ist der Logarithmus der Leuchtkraft in Einheiten der Sonnenleuchtkraft L_{\odot} angegeben. Bearbeitete Abbildung aus [45].

Bereits 1913 erkannten die Astronomen Ejnar Hertzsprung⁴ und Henry Russel⁵ den Zusammenhang zwischen der gesamten, in allen Frequenzbereichen abgestrahlten Leistung des Sterns, der sogenannten Leuchtkraft L , und dessen Oberflächentemperatur T [46] [47]. Im Hertzsprung-Russel- oder Farben-Helligkeits-Diagramm werden die besagten Observablen gegeneinander aufgetragen (siehe Abbildung 2.1). Die verschiedenen Entwicklungsstadien der Sterne lassen sich anhand erkennbarer Gruppen in diesem Diagramm bestimmen. Sterne mit einer stabilen Brenn-

⁴Ejnar Hertzsprung (*1873 - †1967) dänischer Astronom.

⁵Henry Norris Russel (*1877 - †1957) US-amerikanischer Astronom.

phase befinden sich auf der sogenannten Hauptreihe (*Main Sequence*). Hier befinden sich die meisten beobachteten Sterne, unter anderem auch unsere Sonne. Neben der ausgeprägten Hauptreihe lassen sich noch weitere Gruppen oder „Äste“ identifizieren. Die massereichen Riesensterne ($M \gg M_{\odot}$) befinden sich rechts überhalb der Hauptreihe. Massenärmere Sterne, wie zum Beispiel Weiße Zwerge, gruppieren sich im linken unteren Teil. Sir Arthur Eddington⁶ gelang es mittels des Farben-Helligkeits-Diagramm die folgende empirische Massen-Leuchtkraft Beziehung abzuleiten [48].:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\alpha}$$

L_{\odot} und M_{\odot} beschreiben die Leuchtkraft und die Masse der Sonne. Der empirische Exponent α kann die Werte $3 < \alpha < 6$ annehmen. Für Sterne der Hauptreihe mit Massen $2 M_{\odot} < M < 20 M_{\odot}$ gilt näherungsweise $\alpha = 3,5$ [49]. Leichte Sterne werden durch verschiedene Werte von α beschrieben. Es gilt für Sterne mit $0,43 M_{\odot} < M < 2 M_{\odot}$, $\alpha = 4$. Alle leichteren Sterne können teilweise noch mit $\alpha = 2,3$ beschrieben werden. Dies ist durch den unterschiedlichen Energiestransportmechanismus zu erklären, der bei leichten Sternen ($M < 0,43 M_{\odot}$) durch Konvektion dominiert wird. Durch das Anwachsen des Strahlendrucks bei massereichen Sternen ($M > 20 M_{\odot}$) flacht die Beziehung ab, sodass $L \propto M$ gilt.

2.1.1. Prästellare Formation und die Geburt eines Sterns

Astronomische Beobachtungen legen nahe, dass Sterne in gigantischen Molekülwolken (*Giant Molecular Clouds*) gebildet werden [50]. Diese viele Lichtjahre großen Gase und Staubwolken bestehen zu einem Großteil aus molekularem Wasserstoff H_2 sowie „älteren“ schwereren Elementen, welche vorher durch stellare Quellen synthetisiert und an das Interstellare Medium (*ISM*) abgegeben wurden.

Eine solche Molekülwolke wird instabil und beginnt zu kollabieren, wenn die gravitative Energie größer als die thermische Energie der Moleküle und Atome wird. Die Kontraktion der Wolke ist an eine kritische Dichte und Temperatur gebunden, bei welcher die Wolke aufgrund ihres eigenen Gewichts anfängt zu kollabieren. Diese Bedingung wird durch das aus dem Virial-Satz folgende Jeans⁷-Kriterium beschrieben. Es gibt eine Mindestmasse M für eine gravitativ instabile Gaswolke mit gegebener Temperatur T und Dichte ρ

$$M \geq \sqrt{\frac{6}{\pi}} \cdot \left(\frac{kT}{G \cdot \bar{\mu} \cdot m_H} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho}}$$

an. m_H ist die Masse eines Wasserstoff-Atoms und $\bar{\mu}$ die mittlere atomare Massenzahl der betrachteten Wolke. Eine Grenzmasse von $4 M_{\odot}$ kann anhand des Jeans-Kriteriums mittels einer typischen Dichte einer Molekülwolke 10^{-19}g/cm^3 und dessen typischer Temperatur von 10 K abgeschätzt werden [51]. Verschiedene Ursachen werden als Erklärung für eine lokale Kompression, über die kritische Dichte hinaus, angeführt. Die Ausbreitung einer Schockwellenfront einer vergangenen Sternexplosion ist in diesem Zusammenhang als Beispiel zu nennen [52]. Kollabiert die Wolke nun aufgrund ihres eigenen Gewichtes, steigt die Dichte ρ sowie der Gasdruck p der Wolke stetig an. Die Temperatur der Wolke bleibt zunächst etwa gleich, da bei kleinem ρ die freiwerdende potentielle Energie als radiative Energie abgeführt werden kann. Erreicht die Dichte der

⁶Sir Arthur Stanley Eddington (*1877 - †1944) britischer Astrophysiker.

⁷Sir James Hopwood Jeans (*1877 - †1946) englischer Physiker und Astronom.

Teilwolke 10^{-13} g/cm^3 so wird das Medium opak, das heißt optisch undurchsichtig. Die bei der Kontraktion entstehende potentielle Energie kann nicht mehr durch Strahlungsenergie abgeführt werden, die Temperatur steigt innerhalb der Wolke an (*adiabatische Kompression*). Der Gasdruck wächst und bremst den Kollaps ab. Das gebildete Objekt wird als Protostern bezeichnet. In dieser frühen Phase der Sternbildung können ebenso Doppelsternsysteme gebildet werden. Hat die kontrahierende Wolke einen initialen Drehimpuls, kann es durch Instabilitäten zu einer Spaltung des rotierenden Protosterns kommen. Ein Doppelsternsystem würde sich dann ausbilden [53]. Im Weiteren soll unser Augenmerk aber weiterhin auf einzelnen Protosternen liegen. Steigt die Temperatur in diesen auf 1800 K an, wird der molekulare Wasserstoff dissoziiert. Die für diesen Vorgang benötigte kinetische Energie der Teilchen führt zu einer Verringerung des Temperatur- und Druckanstieges, da die Energie für die Dissoziation des molekularen Wasserstoffs verbraucht wird. Der gravitative Druck steigt währenddessen weiter an und führt so zu einer erhöhten Kontraktionsgeschwindigkeit.

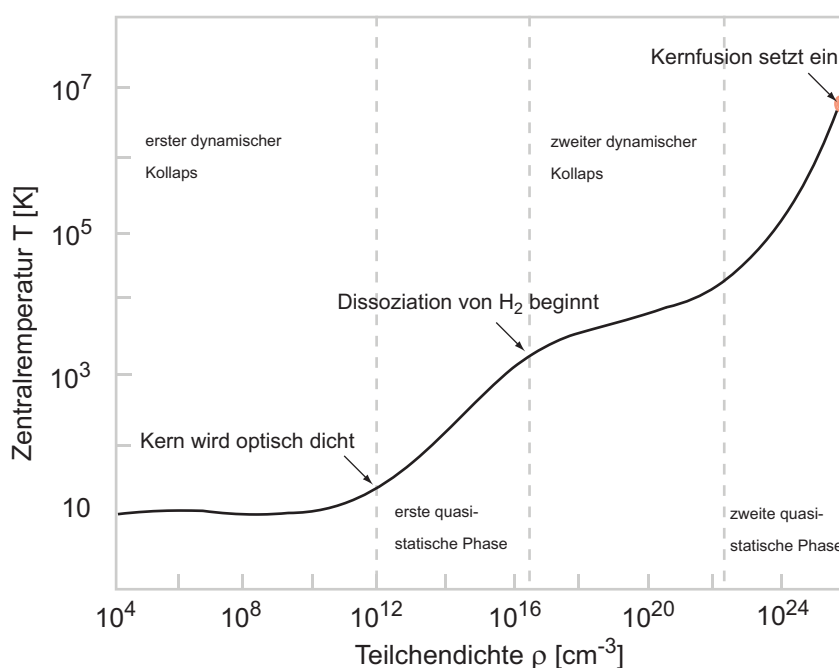


Abbildung 2.2.: Skizzierter Verlauf der Zentraltemperatur als Funktion der Teilchendichte im Zentrum einer kollabierenden Molekülwolke bis zur Bildung eines Hauptreihensterns. Abbildung modifiziert entnommen aus [54].

Nach der vollständigen Dissoziation des molekularen Wasserstoffs steigt der Gasdruck wieder an und stoppt somit den Kollaps. Durch weitere Massenakkretion steigt die Dichte und Temperatur im Kernbereich des Protosterns. Ähnlich wie bei der Dissoziation, führt die Ionisierung des Wasserstoffs bei ungefähr 6000 K zu einer Verringerung seiner Kontraktionsgeschwindigkeit. Nachdem der Wasserstoff ionisiert wurde erreicht der Kern ein hydrostatisches Gleichgewicht, das heißt der Gravitationsdruck ist gleich dem Gasdruck des ionisierten Gases. Dieser hydrostatische Kern akkretiert nun weiterhin Materie aus der Wolke, dies führt zu einem langsamen Massenzuwachs und weiterer langsamer Kontraktion. Was einem langsamen Anstieg der Temperatur bedingt. Ein solches Objekt wird als T-Tauri Stern bezeichnet [55]. In seinem inneren ist die Temperatur je-

doch noch nicht hoch genug um eine Wasserstoffkernfusion zu zünden⁸. Der Energietransport zwischen Kern und Hülle ist konvektiv, dies führt zu einem geringen Temperaturgradienten zwischen Hülle und Kern. Die Oberflächentemperatur ist somit bereits relativ hoch, der T-Tauri Stern findet sich deshalb im rechten oberen Bereich des Hertzsprung-Russel-Diagramms wieder (eine genauere Betrachtung wird in Abbildung 2.3 skizziert). Der Stern kontrahiert nun langsam stetig weiter bis er die nötigen Bedingungen für das Zünden des Wasserstoffbrennens erreicht hat, dieser Prozess dauert im Allgemeinen einige Millionen Jahre. Diese T-Tauri Phase setzt ein, wenn der Strahlungstransport im inneren des Sternes eintritt. Der Stern wandert im Hertzsprung-Russel Diagramm nach links in Richtung der Hauptreihe. Die geforderten Bedingungen für das Einsetzen des Wasserstoffbrennens sind erreicht, wenn der Stern die Hauptreihe erreicht. Zu bemerken ist, dass dieser instabile Übergang begleitet ist von starken irregulären Schwankungen in Temperatur und Radius des T-Tauri Sterns.

2.1.2. Brennphasen eines massereichen Sternes

Mit dem Erreichen der Hauptreihe im Hertzsprung-Russel Diagramm und der damit verbundenen Zündung des Wasserstoffbrennens beginnt für einen Stern ein Leben, welches durch ein empfindliches Gleichgewicht bestimmt wird: auf der einen Seite der nach innen gerichtete gravitative Druck, der den Stern zusammenpresst, auf der anderen Seite der nach außen gerichtete thermale Druck aus Plasma, Strahlung und Elektronen, welcher den Stern auseinander drückt. Dieses Gleichgewicht zwischen gravitativer und thermaler Energie ist gegeben durch das Virial-Theorem. Es kann für ein Atom im Stern mit einer zeitlich gemittelten kinetische Energie $\langle E_{kin} \rangle$ und gravitativer Energie $\langle E_G \rangle$ wie folgt ausgedrückt werden:

$$\langle E_{kin} \rangle = -\frac{1}{2} \langle E_G \rangle .$$

Wird der Stern durch Kontraktion kompakter, wird $\langle E_G \rangle$ negativer. Zugleich steigt die kinetischen Energie $\langle E_{kin} \rangle$ und damit die Temperatur, wenn der Radius des Sterns schrumpft (*negative Wärmekapazität*). Dieser Effekt stabilisiert den Stern und ermöglicht ein durch Fusionsreaktionen dominiertes Leben.

Für ein bestimmten stellaren Radius sind Gravitation und thermischer Druckgradient im Gleichgewicht (*hydrostatisches Gleichgewicht*). Durch das Abstrahlen von Photonen und Neutrinos verliert der Stern Energie. Dieser Energieverlust wird dadurch kompensiert, dass der Stern genau soviel seines Treibstoffs verbrennt wie er benötigt um im Gleichgewicht zu bleiben. Diese Fusionsreaktionen laufen in der Entwicklung eines Sterns stufenweise ab (Übersicht siehe Tabelle 2.1). Es werden immer schwerere Elemente aus den Aschen der vorherigen Brennstufen erbrütet. Die hierfür nötige hohe Zentraltemperatur T_K steigt über die folgende Relation, unter Vernachlässigung von Strahlungsverlusten, mit der Dichte $\rho_k \propto T_K^3$ an [56].

Die Fusionsreaktionen im Inneren des Sterns beginnen mit der Fusion des leichtesten Elements, dem Wasserstoff. Das sogenannte Wasserstoffbrennen erzeugt Energie durch Fusion von vier ^1H zu ^4He . Zu beachten ist hier, dass der gravitative Druck um so stärker steigt, je höher die Zentraltemperatur T_K im Sterninneren und somit die Energieabstrahlung ist. Daraus folgt, dass massive Sterne ihren Brennstoff mit einer höheren Rate verbrennen und somit im Allgemeinen eine kürzere Lebensdauer als leichte Sterne haben. Aufgrund der Kernfusionsreaktionen reichert sich mehr und mehr Helium im Zentrum des Sterns an. Wenn der Wasserstoff im Inneren als Treibstoff der Re-

⁸T-Tauri Sterne werden auch oftmals als Vor-Hauptreihensterne - pre-main sequence stars - bezeichnet

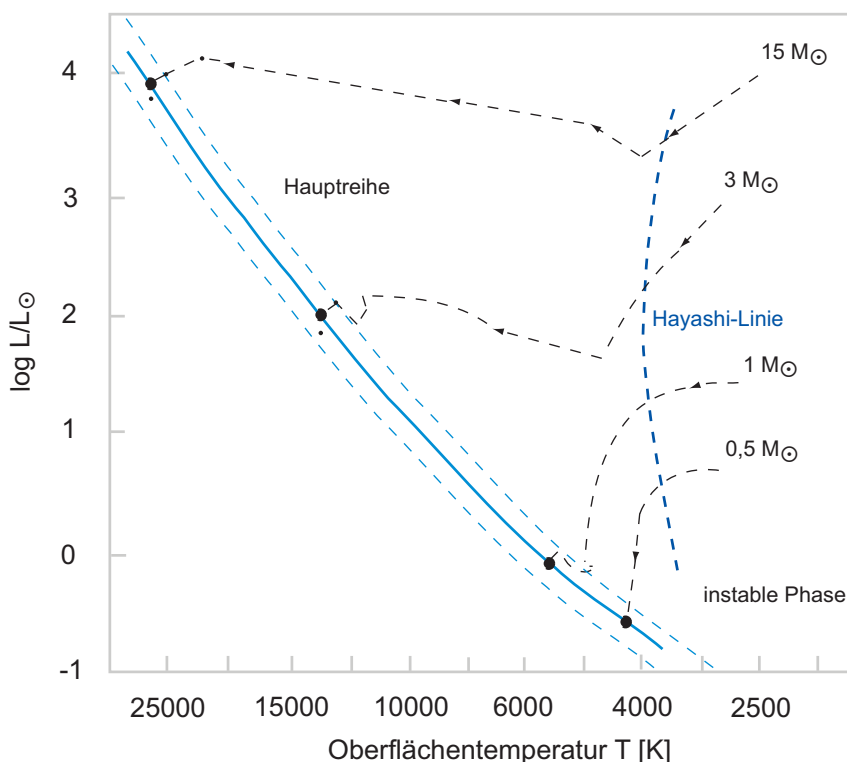


Abbildung 2.3.: Falls sich ein konvektiver Stern im Gleichgewicht befindet kann ein Zusammenhang zwischen seiner Oberflächentemperatur und seiner Leuchtkraft hergestellt werden. Diese Bedingung entspricht im HRD einer fast senkrechten Linie, die Hayashi-Linie (*Chūshirō Hayashi* (*1920) japanischer Astrophysiker). Protosterne, welche noch nicht die Gleichgewichtebedingung erfüllen befinden sich rechts dieser Linie im HRD. Die Leuchtkraft eines Sterns ist umso größer je größer seine Masse ist, massereiche Sterne treffen deshalb weiter oben im HRD auf die Hayashi-Linie. Es erfolgt eine langsame Kontraktion, ohne dass die Temperatur wesentlich ansteigt, dies hat zur Folge, dass die Leuchtkraft abnimmt und der Stern im HRD nach Unten wandert. Setzt der Strahltransport ein, geht der Stern in seine T-Tauri Phase über und bewegt sich nach links im HRD. Abbildung modifiziert entnommen aus [54].

aktion nahezu verbraucht ist, wird die Fusionsreaktion in dem nun von Helium dominierten Kern aussetzen. Die gravitative Kontraktion führt nun zu einem Dichte- und somit Temperaturanstieg bis bei ausreichend hoher Temperatur ($T_K \approx 10^8$ K) das Heliumbrennen zündet. Es wird durch die neue Brennphase mehr Energie im Kern erzeugt als zunächst an der Oberfläche abgestrahlt werden kann. Die Schichten um den Kern expandieren und kühlen sich graduell ab, der Sternradius nimmt um ein Vielfaches zu. Somit wird der Stern heller, seine Oberfläche allerdings kühler (*rötlicher*). Der Stern steigt im Hertzsprung-Russell-Diagramm und bewegt sich nach rechts, er wird zu einem sogenannten Roten Riesen.

Während des Heliumbrennens werden im sogenannten Triple- α -Prozess drei ^4He zu einem Kohlenstoff ^{12}C fusioniert. Der starke Temperaturgradient der Kernfusionsreaktion sorgt für eine räumliche Trennung der verschiedenen Fusionsprozesse; so findet weiterhin das Wasserstoffbrennen in einer Hülle um den Helium brennenden Kern statt. Überschreitet die Sternmasse $M >$

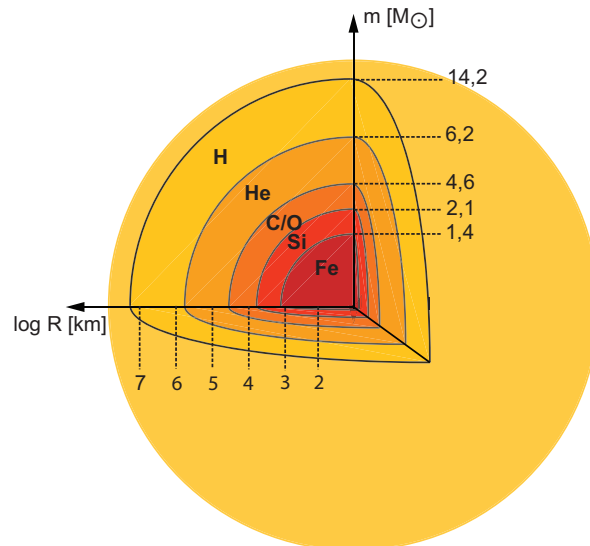


Abbildung 2.4.: Zwiebelschalenmodell eines massereichen Sterns vor dem Kernkollaps. Die Grenzen zwischen den Brennzonen sind in Wirklichkeit nicht streng separiert. Durch Konvektion kommt es zu Mischungen an den Grenzschichten. An diesen bilden sich Übergangszonen mit Vermischungen der beteiligten Fusionsprodukte.

$8 M_{\odot}$ so werden sukzessive schwere Elemente aus den Aschen der vorherigen Brennphasen erbrütet. Es bildet sich eine Zwiebelschalenstruktur des Sterns aus (siehe Abbildung 2.4).

Die Kette aufeinanderfolgender Fusionsreaktion kann nicht beliebig lange fortgesetzt werden. Bei der Fusion immer schwererer Elemente wird immer weniger Energie während der Fusion gewonnen. Hinzu kommt, dass sich die Reaktionsraten durch den Temperaturanstieg drastisch erhöhen. Es wird immer mehr Material in kleineren Zeiten verbrannt. Ebenfalls wird die Energieabstrahlung durch erzeugte Elektronenutrinos und aus der Annihilation thermischer Elektronen und Positronen entstandener Neutrino-paare dominiert. Neutrinos können den Stern ungehindert verlassen und tragen somit einen Großteil der in den Fusionen erzeugten Energie fort. Das Ende der Nukleosynthese im Stern ist erreicht, wenn dieser in seinem Kern Eisengruppenelemente synthetisiert hat. Diese Elemente haben die höchste Bindungsenergie pro Nukleon, folglich wird zur Fusion schwe-

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

Tabelle 2.1.: Brennphasen eines $15 M_{\odot}$ Sterns. Aufgeführt sind die Zentraltemperatur (Kern) T_K , die Zentraldichte ρ_K sowie die auf die Sonne normierten Photo- und Neutrinoluminositäten L_{γ} und L_{ν} [56].

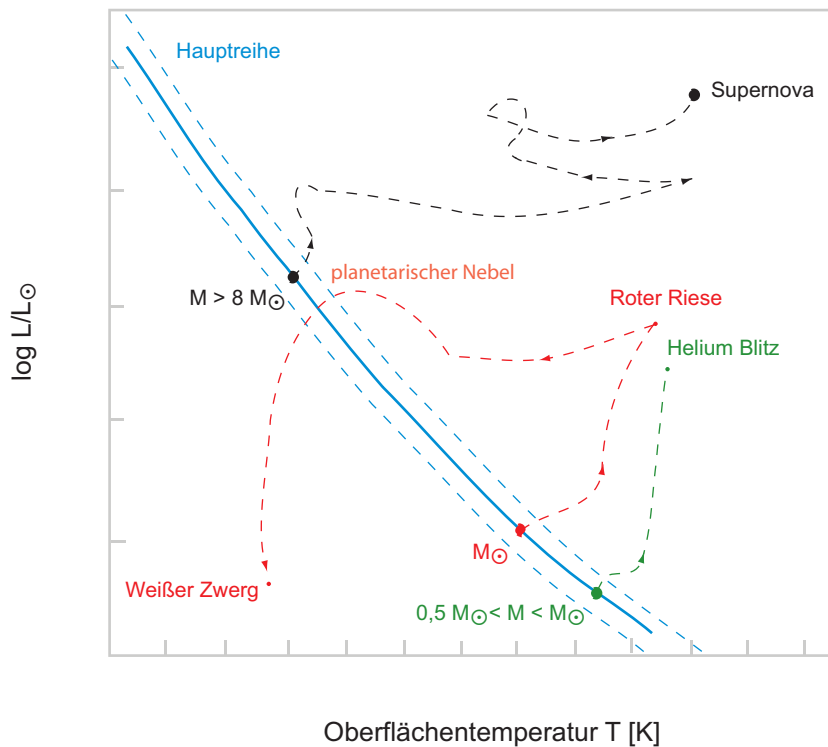


Abbildung 2.5.: Die grüne Linie zeigt den Weg eines massearmen Sterns im HRD. Am Ende des Wasserstoffbrennens ist die Zentraltemperatur nicht hoch genug um das Heliumbrennen zu zünden. Ist die Temperatur für das Heliumbrennen erreicht zündet dieses explosionsartig. Die Rote Linie zeigt die Entwicklung eines sonnenähnlichen Sterns, nach dem Erreichen des Roten Riesen Stadiums wird ein Großteil der Masse durch Sonnenwinde abgeblasen [57]. Die Zentraltemperatur reicht nicht aus um weitere Brennphasen zu zünden, der Stern endet als Weißer Zwerg. Die Schwarze Linie zeigt den Werdegang eines massereichen Sterns bis zur Supernova-Explosion.

rer Elemente mehr Energie benötigt als gewonnen wird. Die Reaktion wird endotherm, die Fusion erlischt. Durch das Ausbleiben des Strahlendrucks nach dem Erlöschen des Brennens überwiegt erneut der Gravitationsdruck und komprimiert die Sternmaterie. Diese Kompression endet in einer Kernkollaps-Supernova welche im Abschnitt 2.4 detailliert beschrieben wird.

2.2. Klassifizierung einzelner Supernova Typen

Die Supernova Taxonomie wurde durch R. Minkowski⁹ ins Leben gerufen. Dieser erkannte, dass es mindestens zwei verschiedene Arten von Supernovae geben muss, welche sie durch das Auftreten von Wasserstoff (Typ II) oder das Fehlen von Wasserstoff (Typ I) im Spektrum unterscheiden [58]. Eine Klassifizierung der Supernova wird im Allgemeinen durch das optische Spektrum und zum Teil auch durch die Lichtkurve vorgenommen. Heute unterscheidet man zwischen mindestens vier Arten von Supernovae aufgrund der bereits angeführten eindeutigen spektroskopischen

⁹Rudolph Minkowski (*1895 - +1976) US-amerikanischer Astrophysiker.

Verschiedenheiten. Die historisch gewachsene Nomenklatur der Supernova-Arten ist leider nicht an die unterschiedlichen, zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen der Sternexplosion gekoppelt. Dies führt zu einer teilweise verwirrenden Benennung, welche im Weiteren dargestellt werden soll.

Im Idealfall werden die spektroskopischen Untersuchungen für die Taxonomie in der Nähe des Lichtkurvenmaximas durchgeführt. Das gemessene Spektrum basiert auf der chemischen Zusammensetzung und den physikalischen Eigenschaften der äußeren Hülle des explodierenden Sterns. Dies macht es möglich, die bereits erwähnten Typen I und II in weitere Subklassen zu unterteilen. Supernovae vom Typ I, also Supernovae ohne Wasserstofflinien im Spektrum, lassen sich in die drei Subklassen Ia, Ib und Ic einteilen. Der Typ Ia wird durch eine, durch einfach ionisiertes Silizium erzeugte, Absorptionslinie bei $\lambda = 620 \text{ nm}$ (λ_{6355}) identifiziert, da diese bei Supernovae vom Typ Ib und Typ Ic nicht verifizierbar ist [59]. Eine Unterscheidung zwischen den Typen Ib und Ic wird durch das Auftreten von He I Linien (*vor allem die He I λ_{5876} Linie*) möglich. Typ Ic Supernovae zeigen keine der genannten Linien (siehe Abschnitt 2.6).

Betrachtet man die optischen Spektren zu einem späteren Zeitpunkt ($t \gtrsim 120 \text{ d}$) so lassen sich die einzelnen Klassifizierungen der Supernovae Typen durch weitere spektrale Untersuchungen bestätigen. Typ Ia Supernova-Spektren werden dominiert von Eisen und Kobalt Emissionslinien (*hauptsächlich Fe II, Fe III und Co II Linien*), Typ Ib und Ic zeigen vor allem Emissionslinien von Elementen mit mittlerem Atomgewicht, wie Sauerstoff und Calcium [60]. Im Fall der grundverschiedenen Supernovae vom Typ II sind auch noch zu diesem späten Zeitpunkt Wasserstoff Linien präsent.

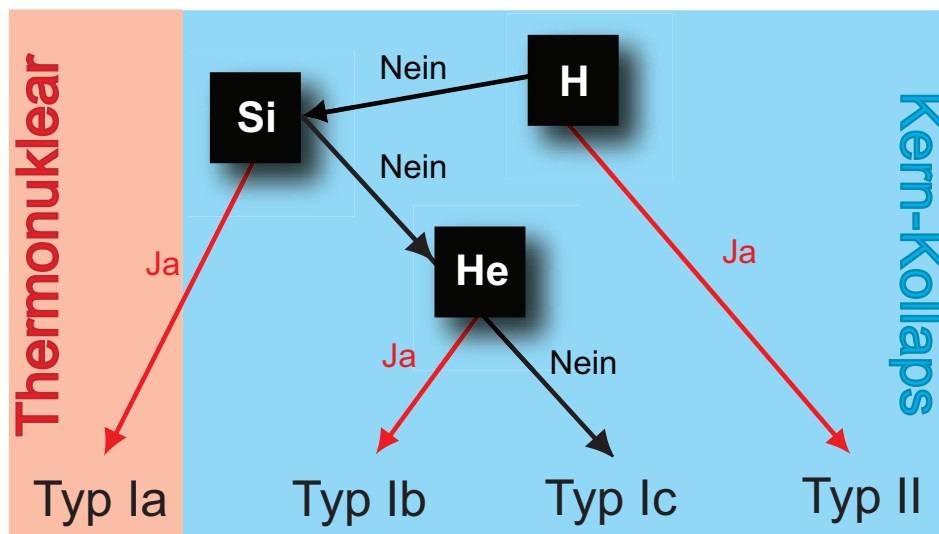


Abbildung 2.6.: Schematik der Supernova Taxonomie. Diese Abbildung ist stark vereinfacht entnommen aus [61].

Dies alles deutet auf verschiedenartige physikalische Szenarien hin. Der grundlegenden Unterschied liegt in der Art der Sternexplosionen und der damit zusammenhängenden Eigenschaften des Vorläufersterns. Es wird im Allgemeinen zwischen thernuklearen Supernova (Typ Ia) und Kernkollaps (Core-Collapse) Supernovae (Typ Ib, Ic, II) unterschieden.

2.3. Supernova Typ Ia

In der letzten Dekade konnten im optischen Bereich durch verbesserte Technik, zahlreiche Supernovae des Types Ia am Nachthimmel nachgewiesen werden [62] [63]. Dies liegt an der enormen Leuchtkraft dieser Art Supernovae, welcher die hellste aller Supernova Klassen ist. Dies kann, legt man eine Sternexplosion als Ursache zugrunde, im Allgemeinen nur durch zwei mögliche Energiequellen erklärt werden: Zum einen durch die bei einem Kollaps des Sterns freigesetzte, Gravitationsenergie, zum anderen durch die nukleare Fusionsenergie des Sterns. Da die Kernfusion leichter Elemente zu immer größeren Temperaturen (siehe Abschnitt 2.1.2) führt, wird in diesem Fall von einer thermonuklearen Supernovae gesprochen. Typ Ia Supernovae werden mit diesen thermonuklearen Reaktionen assoziiert.

Wie bereits in Abschnitt 2.2 besprochen unterscheidet sich die Supernova des Types Ia von allen anderen durch das Fehlen von Wasserstoff und Helium im optischen Spektrum. Bedenkt man, dass diese Elemente eigentlich die häufigsten im Universum sind und die meisten Sterne aus Wasserstoff und Helium bestehen, ist diese Eigenschaft sehr ungewöhnlich. Diese Eigenart erlaubt es Annahmen über den Vorläuferstern der Supernova anzustellen. Der Stern muss im Laufe seines Lebens, Wasserstoff und Helium bereits verbrannt oder durch Winde verloren haben, eine Eigenschaft die durch Weiße Zwerge erfüllt wird. Ein weiteres Argument welches für diese ausgebrannten Sterne spricht, ist das Auftreten von Typ Ia Supernovae in Elliptischen Galaxien, welches auf eine alte Sternpopulation hindeutet [64]. Bereits 1960 haben Fred Hoyle¹⁰ und Willy Fowler¹¹ die These aufgestellt, dass Type Ia Supernovae durch explosives Kohlenstoffbrennen ausgelöst werden [65]. Diese These entwickelte sich zu der heute etablierten Vorstellung einer thermonuklearen Explosion eines Weißen Zwerges in einem binären Sternsystem [66].

In einem engen kataklysmisch veränderlichen binären Sternsystem (*CV - cataclysmic variable star*),¹² bestehend aus einem regulären Stern in einer seiner frühen Brennhasen (*i. A. Hauptreihenstern oder Roter Riese*) und einem aus Kohlenstoff und Sauerstoff bestehenden Weißen Zwerg, wird aufgrund des engen Abstandes der Sterne Material innerhalb des Roche-Volumens¹³ ¹⁴ über den Lagrangepunkt vom Begleitstern auf den Weißen Zwerg transferiert. Dieses akkretierte wasserstoff- oder heliumreiche Material wird auf der Oberfläche des Weißen Zwerges komprimiert. Erreicht die dünne Schicht von akkretiertem Material ausreichende Dichte und Temperatur, kann auf der Oberfläche des Weißen Zwerges durch Wasserstoff- und Heliumbrennen zu Kohlenstoff und Sauerstoff fusioniert werden. Somit wird die initiale geringe Kernmasse des Weißen Zwerges von $\sim 0,6 M_{\odot}$ stetig erhöht. Dieser Mechanismus erlaubt es dem Weißen Zwerg bis zur Chandrasekhar-Grenzmasse $M_{Ch} = 1,457 M_{\odot}$ [67] anzuwachsen. Diese obere Massengrenze M_{Ch} , gilt für alle nicht rotierende Objekte, die sich durch einen durch den Druck des entarteten Elektronengases gegen die Gravitation stabilisieren. Jenseits dieser von S. Chandrasekhar¹⁵ aufgestellten Grenzmasse ist das Objekt gravitativ instabil, es kollabiert (*Chandrasekhar Mass Explosion Model*).

Durch die Kontraktion erhöhen sich Dichte und somit Temperatur im Kerngebiet des Weißem

¹⁰Sir Fred Holye (*1915 - †2001) britischer Astronom und Mathematiker.

¹¹William Alfred Fowler (*1911 - †1996) US-amerikanischer Astro-Physiker.

¹²Kataklysmische Veränderliche sind enge halbgetrennte Doppelsternsysteme in welchen von dem einen Stern Materie auf den anderen Stern überströmt. Der Name leitet sich vom gr. *κατακλυσός* die Überschwemmung, Sintflut ab.

¹³Édouard Albert Roche (*1820 - †1883) französischer Astronom und Mathematiker.

¹⁴Das Roche-Volumen oder die Roche-Grenze ist ein Kriterium zur Beurteilung der inneren Stabilität eines Himmelskörpers, der einen anderen umkreist. Dabei werden die Gravitationskräfte, die den Himmelskörper innerlich zusammenhalten, mit den Gezeitenkräften verglichen, die ihn auseinander ziehen. Ursache der Gezeitenkräfte ist der Umstand, dass die Anziehungskraft durch den Partner auf der ihm zugewandten Seite des Himmelskörpers größer ist als auf der abgewandten.

¹⁵Subrahmanyan Chandrasekhar (* 1910 - † 1995) indisch amerikanischer Astrophysiker

Zwerges, die Fusion von Kohlenstoff und Sauerstoff zu Elementen der Eisengruppe setzt ein. Die dadurch freiwerdende Energie zündet die thermonukleare Explosion. Wie diese Explosion im Detail abläuft, ist noch nicht vollständig verstanden und Gegenstand gegenwärtiger Forschung [68]. Eine prompte Detonation des Weißen Zwerges durch das Einsetzen der Fusionsreaktionen ist inkonsistent mit den beobachteten Spektren der Typ Ia Supernovae. In diesen Spektren finden sich viele mittelschwere Elemente (*IME - Intermediate-Mass Elements* wie z. B. Kalium, Silizium, Magnesium etc.), welche durch reine Detonation nicht gebildet werden können, da in diesem Fall die Fusion ausschließlich Elemente der Eisengruppe bilden würde. Da sich in den Spektren sowohl schwere als auch mittelschwere Elemente finden, wird eine Deflagration¹⁶ als Auslöser für die Sternexplosion vermutet [69] [70] [71].

Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der Kernreaktionsraten finden die Fusionsprozesse nur in dünnen, eingeschlossenen Schichten statt. Diese Schichten propagieren durch Wärmeleitung in die äußeren Bereiche des Sterns. Die Deflagrationsfronten bewegen sich mit einem Bruchteil der Schallgeschwindigkeit im Medium, dies gibt dem Weißen Zwerg genug Zeit sich auszudehnen. Die durch diese Ausdehnung bedingten niedrigeren Dichten bewirken eine Fusion von vorwiegend leichteren Atomkernen. Die Kernfusion in einem Weißen Zwerg wird demnach vorwiegend durch solche „Flammen“ (*subsonic deflagration flames*) voran getrieben. Beobachtungen zeigen jedoch, dass der Weiße Zwerg vollständig zerstört wird. Es findet sich keine massiven Objekte in den entstehenden Nebeln einer Supernova Typ Ia Explosion. Die beschriebene Deflagration reicht jedoch noch nicht aus um den Stern zu zerreißen. Dies wird durch Turbulenzen, hervorgerufen durch hydrodynamische Instabilitäten der stellaren Materie, erklärt. Diese Turbulenzen vergrößern die Oberflächen der Deflagrationsfronten, es wird somit mehr Materie pro Zeiteinheit verbrannt. Die freiwerdende Energie bewirkt durch einen großen Temperaturgradienten weitere Turbulenzen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Deflagration erhöht sich schnell, der Weiße Zwerg kann sich nun nicht mehr schnell genug ausdehnen. Aus der Deflagration wird eine Detonation. Während dieser Detonationsphase werden, aufgrund der hohen Dichten, die um das Spektrum zu erklärenden nötigen Eisengruppenelemente fusioniert. Hauptsächlich wird der radioaktive doppelt-magische $N = Z$ Kern, mit der höchsten Bindungsenergie pro Nukleon, ^{56}Ni aus den $N = Z$ Kernen ^{16}O und ^{12}C hergestellt [72]. Ein Großteil der freigesetzten Fusionsenergie wird für die Überwindung der gravitativen Bindung des Sterns und die Beschleunigung der Ejekta in den interstellaren Raum aufgewendet. Eine diffuse Wolke aus gasförmigen Explosionsprodukten entsteht. Nur wenig Energie wird in Form von Photonen emittiert. Die enorme Helligkeit der Typ Ia Supernova ist so nicht zu erklären. Das Problem ist, dass sich eine durch die Explosion stark beschleunigte Gaswolke schnell abkühlen würde und somit nicht leuchten würde. Die Lichtkurve, also die Abhängigkeit der Leuchtkraft von der Zeit, zeigt jedoch nach ungefähr zwei Wochen ein ausgeprägtes Maximum. Stirling Colgate¹⁷ erkannte, dass die in den Überresten der Supernova erzeugte Energie in dem radioaktiven Zerfall des generierten ^{56}Ni gespeichert ist [74]. Der β^+ -Zerfall des Nickel Isotopes mit einer Halbwertszeit von $\tau_{1/2} = 6,07 d$ in das ebenfalls radioaktive ^{56}Co setzt ein hochenergetisches γ -Quant von 1,72 MeV frei. Die entstandenen hochenergetischen Photonen streuen an den Explosionsprodukten im entstandenen Nebel und erzeugen somit sichtbares Licht. Dieser Prozess kann in der Lichtkurve der Supernova genau rekonstruiert werden. Diese steigt zunächst stark an, da immer mehr Photonen entstanden aus dem radioaktiven Nickel Zerfall, aus dem immer diffuser werdenden Supernova Überrest entweichen können. Nachdem Erreichen des Maximums, fällt die Lichtkurve über Monate hinweg exponentiell ab. Dies ist

¹⁶Bei einer Deflagration verläuft die Verbrennung mit einer Geschwindigkeit kleiner als die Schallgeschwindigkeit im verbrennenden Medium. Die Geschwindigkeit der Verbrennung bei einer Detonation ist schneller als die Schallgeschwindigkeit im verbrennenden Medium.

¹⁷Stirling A. Colgate (* 1915) US-amerikanischer Physiker.

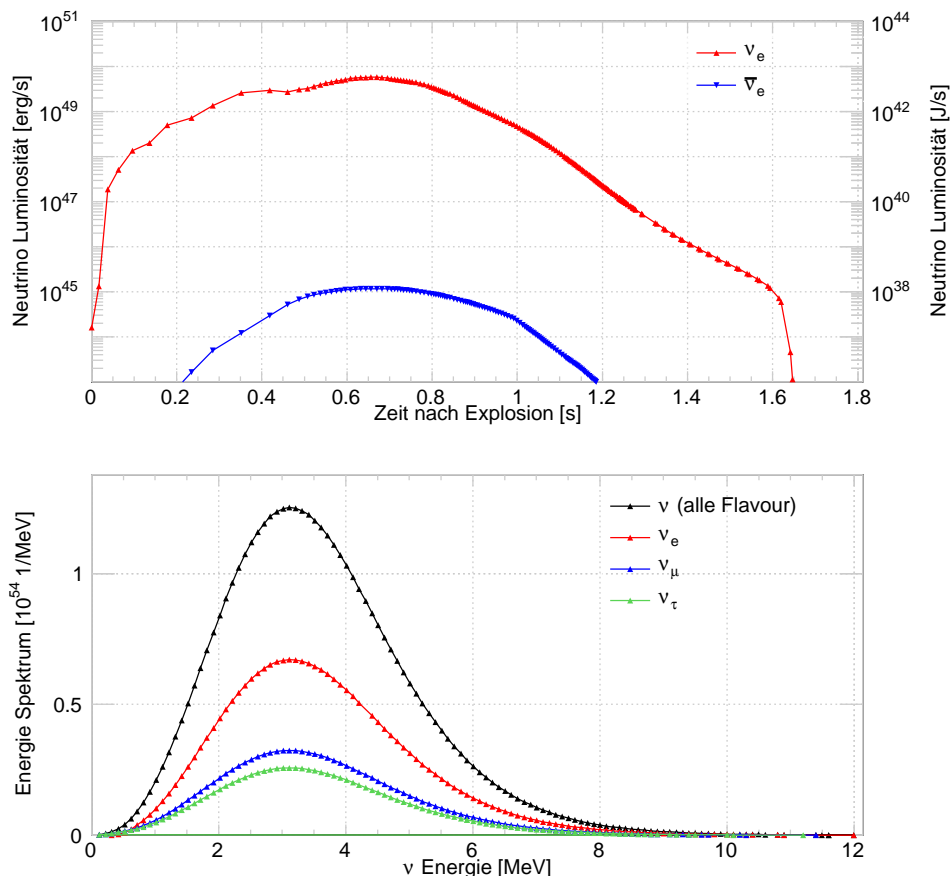


Abbildung 2.7.: Oben: Neutrino und Antineutrino Lichtkurven als Funktion der Zeit nach der Explosion. Unten: Zeitintegrierte Neutrinoenergie-Spektren. Durch Oszillationseffekte entstehen ν_μ und ν_τ , dies verringert das Spektrum von ν_e signifikant. Die gezeigten Spektren wurden generiert aus [75] [76].

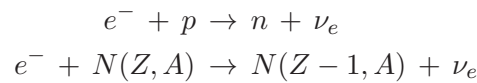
durch den Zerfall des entstandenen Kobalt zu erklären, welches wiederum durch einen β^+ -Zerfall in das stabile ^{56}Fe Isotop zerfällt. Die Zerfallskette $^{56}\text{Ni} \xrightarrow{6,1 \text{ d}} ^{56}\text{Co} \xrightarrow{77,1 \text{ d}} ^{56}\text{Fe}$ ist somit eng mit der Lichtkurve der Supernova verknüpft. Berechnungen zeigen, dass nur ungefähr 11% der umgesetzten thermonuklearen Energie in der genannten Zerfallskette freigesetzt werden. Dies entspricht einer Energie von ungefähr $5 \cdot 10^{44} \text{ J}$ [77].

Aufgrund der Homogenität der Lichtkurven, bedingt durch die obengenannten Explosionsbedingungen und dem damit verbundenen nahezu immer gleichen Energieumsatz, dienen Supernovae des Typ Ia als kosmische Standardkerzen zur Entfernungsmessung in der Kosmologie [78].

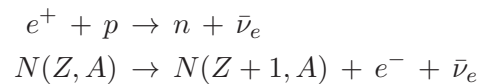
2.3.1. Neutrinoemission

Im Vergleich zu den im Folgenden beschriebenen Kernkollaps-Supernovae des Typs II, Ib, c zeigen thermonukleare Supernovae des Typ Ia keine vergleichbaren Neutrinoausbrüche. Sie sind deshalb für diese Arbeit von untergeordnetem Interesse, da ihre Detektion mit IceCube unwahrscheinlich ist.

Hinter der Deflagrations- beziehungsweise Detonationswelle findet Elektroneneinfang an den heißen Fusionsprodukten und freien Protonen statt. Die folgenden Reaktionen führen zur Abstrahlung von Elektron Neutrinos [75]:



Es ist ebenfalls zu erwarten, dass durch β^- -Zerfälle und Positron-induzierte Einfänge Anti-Elektron-Neutrinos durch folgende Prozesse



entstehen. Der so produzierte Neutrino-Ausbruch ist mit mittleren Neutrino Energien von ~ 3 MeV und Luminositäten von $\sim 10^{43}$ J/s nur aus kürzester Distanz mit IceCube detektierbar (siehe Abschnitt A.2.2). Nichtsdestotrotz würde die Vermessung eines solchen Neutrinosausbruch, speziell dessen Zeitprofil, wichtige Einblicke in den Explosionsmechanismus der Supernova liefern. Beispielsweise könnte so indirekt die Geschwindigkeit der Deflagrations- bzw. Detonationsfront gemessen werden. Zur Zeit herrschen hier vor allem theoretische Unsicherheiten, da der Übergang von Deflagration zu Detonation nur schwer modellierbar ist. Der Vollständigkeit halber zeigen die Abbildungen 2.7 und 2.7 die simulierten Neutrinospektren der Energie und der Luminosität.

2.4. Supernova Typ II

Im Gegensatz zu den bereits beschriebenen thermonuklearen Supernovae kennzeichnen sich Kernkollaps-Supernovae oder Supernovae des Typ II, Ib, c durch ihre ausgeprägte Neutrinosignatur. Während dieser Art des Sternentodes werden in etwa 10^{46} J in Form von Neutrinos emittiert. Dies entspricht in etwa 99 % der in diesem Prozess freiwerdenden Energie. Die kinetische Energie der Ejekta entspricht ungefähr 1 % der umgesetzten Energie, nur 0,01 % wird durch abgestrahlte Photonen abgeführt [79]. Der Mechanismus, welcher für eine solche Energieproduktion verantwortlich ist, soll im Folgenden ausführlich beschrieben werden.

Neben dem Begriff der Supernova formulierten Zwicky und Baade 1934 als erste die Theorie des gravitativen Kollapses. Sie vermuteten, dass die enorme Energieproduktion aus dem gravitativen Kollaps eines Sterns, beziehungsweise aus dem inneren eines Sterns - dessen Kerns - zu einem Neutronenstern gewonnen wird [80] [81]. Dieses von Lew Landau postulierte exotische Objekt ist ein sehr dichter Stern mit einem Durchmesser von wenigen Kilometern, welcher im Fall einer Supernovae als kompaktes Objekt im Zentrum des expandierenden Explosionsnebels zurück bleibt [82]. Dies ist ein wesentliches Merkmal und ein gravierender Unterschied zur Supernova des Typ Ia, in welcher keine Sternleiche gebildet wird.

Die obere Schranke für die Masse solcher stellaren Objekte, welche aus entarteter Neutronenmaterie bestehen, wird durch die Tolman-Oppenheimer-Volkoff-Grenze^{18,19,20} beschrieben [83] [84]. Sollte der kollabierende Stern eine hohe Masse inne haben ($> 25 M_\odot$), wird diese Grenze überschritten. Die Kontraktion des Zentralobjektes kann nicht mehr gestoppt werden. Ein Schwarzes Loch entsteht [85].

Die Ejekta der Sternexplosion, also der Ausstoß der gebildeten Fusionsprodukte in den interstel-

¹⁸Richard Chace Tolman (★1881 - †1948) US-amerikanischer theoretischer Physiker.

¹⁹Julius Robert Oppenheimer (★1904 - †1967) US-amerikanischer theoretischer Physiker.

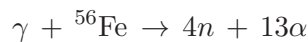
²⁰George Michael Volkoff (★1914 - †2000) kanadischer Physiker.

laren Raum, sind für die Elementkomposition im Universum verantwortlich. Durch zahllose Supernovae wurde auch die Elementverteilung in der Milchstraße festgelegt und ermöglichte so die Entstehung von Leben in unserem Sonnensystem.

Die in dieser vorliegenden Arbeit angeführten Studien zum Nachweis von Supernovae beschäftigen sich hauptsächlich mit Neutrinosignaturen von Kernkollaps-Supernovae. Aus diesem Grund folgt eine detaillierte Betrachtung dieses Typs der Supernova.

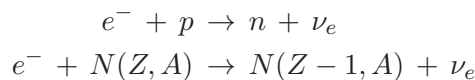
2.4.1. Gravitationskollaps

Massereiche Sterne mit einer Initialmasse von mehr als $8 M_{\odot}$ erreichen in ihren Zentren Dichten und Temperaturen die hoch genug sind um die in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Fusionsreaktionen zu durchlaufen. Die Endprodukte der aufeinanderfolgenden thermonuklearen Brennphasen sind die durch Silizumbrennen erbrüteten Eisengruppenelemente, welche im Zentrum des Sterns angelagert werden. Durch Kontraktion der Schale die den stellaren Eisenkern umgibt, steigt die Temperatur an und das Silizumbrennen wird fortgeführt. Der Eisenkern wächst immer weiter während die, durch die Kernreaktionen gebildeten Elektroneneutrinos ungehindert entweichen. Die Grenze zur Instabilität ist erreicht, wenn der stellare Eisenkern eine maximale Masse in der Nähe der Chandrasekhar-Grenzmasse M_{Chr} erreicht hat. Zu diesem Zeitpunkt ist die zentrale Dichte des Kerns auf $\rho_c \simeq 10^{13} \text{ kg m}^{-3}$ sowie dessen Temperatur auf $T_c \simeq 10^{10} \text{ K}$ angestiegen. Sein Radius R_{Fe} beträgt einige tausend Kilometer. In solch einer Umgebung befindet sich das stellare Medium im thermodynamischen Gleichgewicht, das heißt, dass die Reaktionen der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung unter den gegebenen Bedingungen extrem schnell ablaufen. Das nukleare statistische Gleichgewicht bestimmt die anteilige Zusammensetzung von Atomkernen und freien Nukleonen. Da die Elemente der Eisengruppe die höchste Bindungsenergie pro Nukleon aufweisen, bewirkt eine Verschiebung des Gleichgewichts mit steigender Temperatur den Verbrauch von Energie [86]. Die Photodissoziation von Atomkernen, wie zum Beispiel



ist eine endotherme Reaktion und benötigt ungefähr 124 MeV pro Kern. Dieser Energieverbrauch verringert die kinetische Energie der freien Elektronen und vor allem den thermischen Beitrag zum Druck des stellaren Mediums. Das Gleichgewicht zwischen thermischem und gravitativen Druck ist somit gestört, der Eisenkern beginnt zu kontrahieren.

Die Kontraktion führt zu einer Erhöhung der Dichte, der Entartungsdruck der Elektronen steigt weiter an. Somit wird der Elektroneneinfang an freien Protonen und Atomkernen



begünstigt. Der kollabierende Eisenkern ist zunächst transparent für die in den Kernreaktionen entstandenen Elektroneneutrinos. Diese können die Kernregion ungehindert verlassen, da sie als schwach wechselwirkende Teilchen bei den herrschenden Dichten nicht mit dem stellaren Plasma ins Gleichgewicht gelangen (siehe Abbildung 2.8 oben rechts). Dieser Prozess wird als Deleptonisierung oder Neutronisierung bezeichnet, da er die Elektronenzahl im stellaren Medium verringert und die Neutronenzahl erhöht. Ebenfalls wird das Verhältnis von Elektronen zu Baryonen $Y_e = n_e/\rho_c N_A$ reduziert, was wegen des Zusammenhangs von $M_{Chr} \propto Y_e^2$ zu einer Verringerung der Grenzmasse

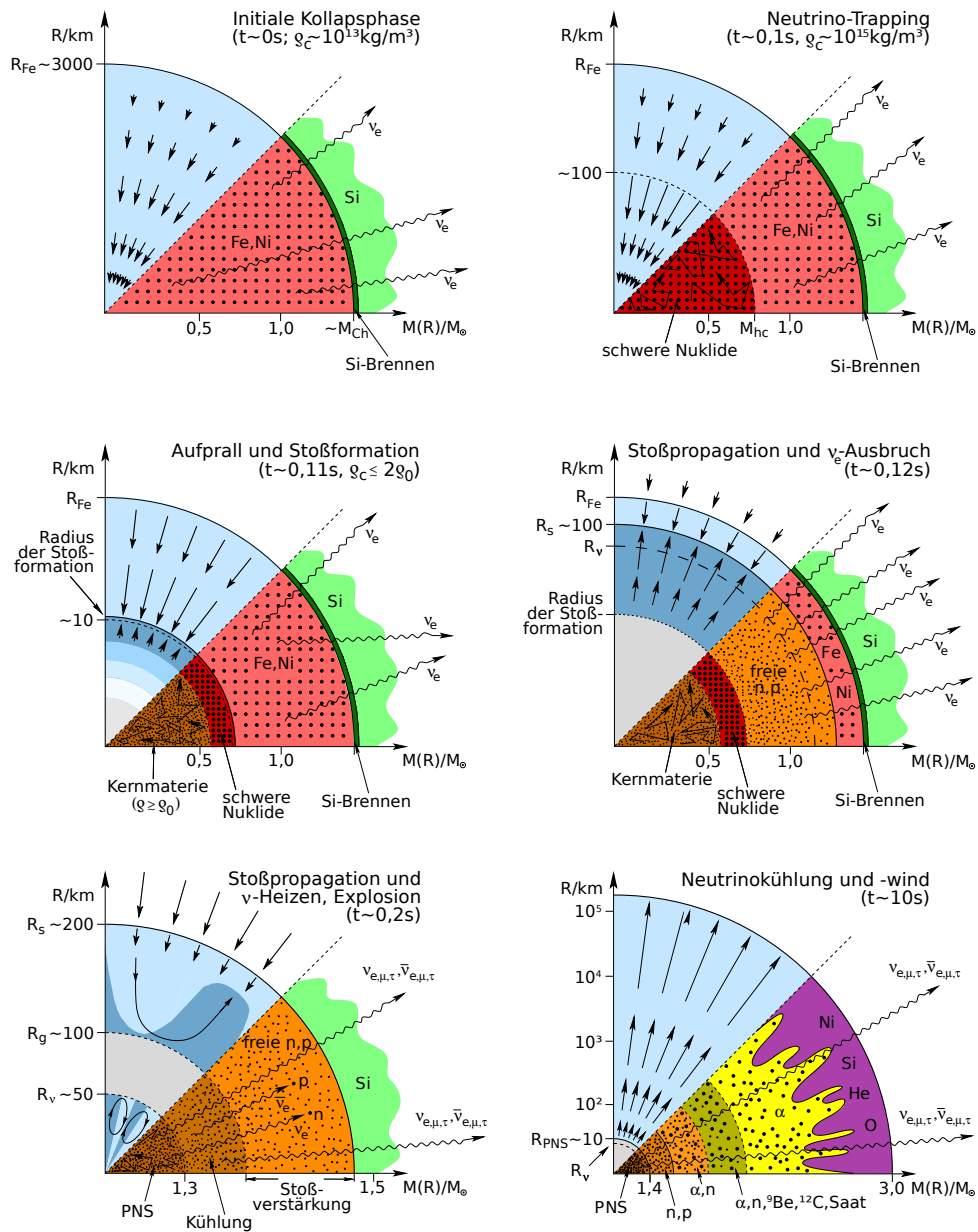
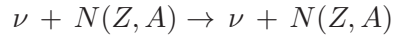


Abbildung 2.8.: Darstellung der im Text beschriebenen Phasen des gravitativen Kollapses. Die linken Achtel jeder Teilabbildungen stellen durch Geschwindigkeitsvektoren die Kinematik der stellaren Materie dar. Zusammensetzung der stellaren Materie sowie schwache Prozesse sind in den weiteren Achteln angedeutet. Die ursprüngliche Bildfolge ist aus [87] entnommen und wurde leicht modifiziert.

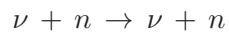
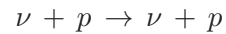
führt. Der gravitative Kollaps des Eisenkernes ist nun unwiederrufflich; dieser überschreitet das Stabilitätslimit durch Herabsetzung der Grenzmasse M_{Chr} . Der Kollaps des stellaren Eisenkerns beginnt schlagartig, der innere Bereich des Kerns stürzt homolog²¹ ins Zentrum [88]. Die Kern-

²¹Homolog bedeutet gleichförmig, was in diesem Kontext bedeutet, dass proportional zum radialen Abstand der Betrag der Geschwindigkeit anwächst. Dies führt, trotz steigender Zentralsdichte nicht zu einer Änderung des radialen Dichteprofiles.

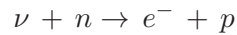
dichte ρ_c erhöht sich während des Kollapses stetig. Dies verringert die freie Weglänge der Neutrinos durch Wechselwirkung mit der einfallenden stellaren Materie. Erreicht die Dichte einen Wert von $\rho_c \simeq 10^{15} \text{ kg m}^{-3}$, können die Neutrinos nicht mehr aus der Kernregion entkommen, da die Wahrscheinlichkeit für Neutrinostreuungen und Neutrinoabsorptionen durch die Verringerung der freien Weglänge zu groß geworden ist. Die Neutrinos werden vor allem durch kohärente Streuung an Atomkernen



mit der einfallenden Materie mitgerissen. Die Opazität gegenüber Neutrinos wird weiterhin durch Streuung an freien Nukleonen



sowie Absorptionen an Neutronen



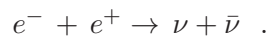
erhöht. Man spricht vom Neutrinotrapping (siehe Abbildung 2.8 oben links). Eine geringe Abstrahlung von Neutrinos findet in Regionen des Kernmantels bei geringeren Dichten statt, die so abgeführte Energie ist jedoch minimal. Die sphärische Schale um das Volumen in welchem die Neutrinos durch Streuung gefangen sind wird als Neutrinosphäre bezeichnet. Der Löwnanteil der generierten Neutrinos wird mit der einfallenden Materie mitgerissen, weiterhin sorgt eine kontinuierliche Konvertierung von Elektronen zu Elektronneutrinos für eine weitere Beschleunigung der Fallbewegung. Die ansteigende Beschleunigung der Fallbewegung führt zu einem weiteren Anstieg der Dichte. Nach einem Bruchteil einer Sekunde erreicht der Kern eine zentrale Dichte in der Größe von Kernmateriedichten $\rho_c \simeq 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$, was zu einen schlagartigen Anstieg der Inkompressibilität führt. Der freie Fall des stellaren Plasmas wird abrupt gestoppt. Der Aufprall der Materie auf das starre Zentralobjekt führt zu Impulsumkehr (siehe Abbildung 2.8 mitte links). Es bildet sich so eine nach außen gerichtete Schockwelle aus, welche bei einem Radius von einigen zehn Kilometern beginnt. Die sich so gebildete Stoßfront propagiert durch die fortwährend einfallenden Schichten. Beim Durchlauf der Stoßfront wird die kinetische Energie des einfallenden stellaren Plasmas in thermische Energie umgewandelt. Die so freiwerdende thermische Energie wird für die Dissoziation von Atomkernen zu freien Nukleonen verbraucht. Der dazu nötige Energieaufwand liegt bei $\sim 9 \text{ MeV}$ pro Nukleon, dieser Energieverbrauch führt zu einer Abschwächung der Stoßexpansion. Im stoßgeheizten Medium werden Elektronneutrinos in sehr großen Raten produziert. Dies ist aufgrund des signifikant größeren Einfangquerschnittes von Elektronen an freien Protonen im Vergleich zum Einfang an den in Atomkernen gebundenen Nukleonen möglich. Durch die Neutronisation der Materie wird der Elektronendruck weiter verringert. Zusätzlich führt die Produktion der Elektronneutrinos zu weiteren Energieverlusten. Bereits wenige tausendstel Sekunden nach der Stoßentstehung im hochdichten stellaren Kern erreicht die Schockfront ein Gebiet von Dichten um $\sim 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$. Unter diesen Bedingungen streuen Elektronneutrinos nur noch selten; ihre Diffusionsgeschwindigkeit wird größer als die Geschwindigkeit der Stoßpropagation. Das stellare Medium wird somit transparent, die generierten Neutrinos durchbrechen die Neutrinosphäre und entweichen ungehindert (siehe Abbildung 2.8 mitte rechts). Dies ist mit einem plötzlichen Anstieg der Neutrinoluminosität um mehr als eine Größenordnung auf bis zu 10^{47} J s^{-1} verknüpft [89]. Man bezeichnet diesen Ausbruch als Deleptonisierungsblick oder Deleptonisierungsspitze da er zu einer starken Reduktion der Leptonenzahl im Medium hinter

der Stoßfront führt. Die abgestrahlte Energie ist mit ungefähr 1 % der durch Neutrinos abgeführten Gesamtenergie relativ gering. Da sich die austretenden Elektronneutrinos aufgrund ihrer kurzen Wechselwirkungslängen nicht im thermischen Gleichgewicht mit dem Plasma befanden, ist ihre Energie erniedrigt. Die Kerndissoziation und die Neutrinoabstrahlung schwächen den Stoß zunehmend ab bis seine nach außen gerichtete Bewegung noch vor dem Verlassen des Eisenkernes vollständig zum Erliegen kommt²² [90].

Der hinter der Schockfront zurückgebliebene, durch den Kollaps gebildete Kern wird als Proto-Neutronenstern²³ (PNS) bezeichnet. Dieser wächst durch die Akkretion einfallender Materie und speist durch die Umwandlung der gravitative Bindungsenergie in thermische Energie den größten Teil der Neutrinolumiosität. Im heißen Inneren kommt es durch Positroneneinfänge an freien Neutronen und Elektroneneinfang auf freien Protonen zur Produktion von Antielektronneutrinos und Elektronneutrinos. Weiterhin kommt es zur sogenannten thermischen Neutrinoproduktion, durch Nukleon-Nukleon Bremsstrahlungsreaktionen



und Neutrino-Antineutrino Paarproduktionen durch die Annihilation von Elektron-Positron-Paaren



Es werden in diesen Reaktionen Neutrino-Antineutrino Paare aller drei Leptonenflavours ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$) erzeugt [91]. Dieser Mechanismus kühlt den Proto-Neutronstern ab. Die generierten Neutrino-Antineutrino Paare diffundieren nach außen und thermalisieren mit dem heißen stellaren Medium, erreichen sie die Neutrinosphäre entweichen sie ungehindert in den interstellaren Raum (siehe Abbildung 2.8 unten links). So werden in ungefähr 10 s 99 % der freigesetzten gravitativen Bindungsenergie durch Neutrinos fortgetragen. Dies führt zu einem Anstieg der Neutrinolumiositäten aller Flavours auf etwa den Wert der Antielektronneutrinos.

Da der Wirkungsquerschnitt von Photonen viele Größenordnungen größer als der von Neutrinos ist, können diese aufgrund ihrer viel kürzeren Wechselwirkungslänge erst einige Stunden nach den Neutrinos in den interstellaren Raum entweichen.

2.4.2. Explosion

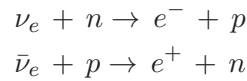
Um eine Explosion des Sterns herbeizuführen ist es nötig, den zum Stillstand gelangten Stoß erneut zu beschleunigen. Dies ist nur möglich, wenn die durch Komprimierung des PNS entstandene gravitative Energie an das stellare Medium übertragen werden kann. Dieser Energieübertrag kann effizient durch die in großen Mengen produzierten und abgestrahlten Neutrinos geliefert werden [92]. Man spricht vom Modell des verzögerten Neutrinoheizens; dieses Modell ist derzeit in der Lage zuverlässige Explosionen von Sternen mittlerer Massen von $8 - 15 M_\odot$ zu simulieren. Die Wiederbelebung der Schockfront durch den Mechanismus des Neutrinoheizens kann wie folgt erklärt werden.

Die aus der Neutrinosphäre austretenden Neutrinos tragen die meiste, durch den gravitativen Kollaps freigesetzte Energie des PNS aus den Zentralregionen des Sterns fort. Ein Bruchteil dieser Neutrinos wird in der Zone zwischen entstehendem Neutronenstern und stagniertem Schock absorbiert und deponieren so einen Teil ihrer Energie im stellaren Medium (siehe Abbildung 2.8

²²Heutige Modelle schließen eine Explosion durch einen prompten Schock aus, da die initiale Energie des Stoßes nicht ausreicht, um diesen aus dem Eisenkern zu treiben.

²³Proto-Neutronsterne sind noch nicht erkaltete Neutronensterne. Sie werden als Vor-Neutronensterne bezeichnet da ihre Neutronisierung noch nicht abgeschlossen ist.

unten links). Dies wird vor allem durch Reaktionen mit geladenen Strömen, wie Elektronenneutrino-einfängen an freien Nukleonen, welche die Komposition in dieser Region des Sterns dominieren, realisiert:



Das Neutrinoheizen führt zu einer Erhöhung des Drucks hinter der Schockfront. Die so geheizten Schichten beginnen zu expandieren, was zur Bildung einer heißen Blase (*hot-bubble*), das heisst einer Region geringerer Dichte und erhöhter Temperatur zwischen Schockfront und Oberfläche des aufkeimenden Neutronensterns führt. Diese Expansion führt wiederum zu einer Verringerung des Materieeinfalls aus äußeren Schichten. Diese Verzögerung erhöht die, zur Absorption der Neutrinoenergie zur Verfügung stehende Zeit. Somit wirkt das Neutrinoheizen selbstverstärkend und hält den Druck in der Region konstant hoch, dies treibt die Schockfront weiter nach außen. Es kommt so, nach wenigen 100 ms, zur Wiederbelebung der Stoßfront, welche zur Explosion führt. Nur wenige Prozent der gesamten abgestrahlten Neutrinoenergie sind dazu nötig. Ungefähr 10 – 20 % der Energie der Elektron- und Antielektronneutrinos müssen lokal in thermische Energie der Nukleonen, Leptonen und Photonen umgewandelt werden um eine effektive Explosion auszulösen. Obwohl die kanonische Explosionsenergie einer Supernova nur ungefähr 1 % der totalen, durch Neutrinos abgeführten, gravitativen Energie entspricht wäre ein Explosion ohne den Mechanismus der Konvektion nicht möglich [93]. Die Konvektion trägt entscheidend in zweierlei Weise zum Gelingen einer Explosion bei. Zum einen steigt geheiztes Material aus der Region nahe der Oberfläche des PNS auf und kühlt dabei adiabatisch ab, dies konvertiert die von den absorbierten Neutrinos deponierte Energie in kinetische und potentielle Energie und macht somit eine erneute Abstrahlung von Neutrinos unwahrscheinlich. Zum anderen sammelt sich das abkühlende Material nicht hinter der Schockfront sondern konvektiert in Richtung der Oberfläche des PNS. Dort wird es entweder auf diesem akkretiert und erhöht somit den Beitrag zur Neutrinoemission, oder es wird erneut geheizt und steigt wieder auf.

Die Konvektion erhöht die Effizienz mit welcher die Neutrinoenergie vom stellaren Medium absorbiert wird und reduziert gleichzeitig die für die Explosion benötigte Energie durch Herabsetzung des Drucks [94]. Ist genügend Energie deponiert, wird der wiederbelebte Stoß durch die immer noch einfallenden Schichten getrieben, der Stern explodiert. Die Schockwelle durchläuft die stellare Materie und zersetzt diese teilweise. Aufgrund der entsetzenden hohen Neutronenflussdichten wird dieses Umgebung als mögliches Szenario für den Rapiden-Neutron-Einfang Prozess (*r-Process*) gehandelt (siehe Abbildung 2.8 unten rechts). In diesem werden die meisten der schweren Elemente erzeugt und in den interstellaren Raum geschleudert [95][96]. Von dem einstmaligen massiven Stern bleibt nun ein diffuser Nebel mit einem massiven Zentralobjekt zurück, das Leben des Sterns ist beendet.

Die Prozesse, welche die Explosion eines massereichen Sterns letztlich einleiten, sind zum gegenzeitigen Stand der Forschung nicht befriedigend verstanden. Bis zum heutigen Zeitpunkt existiert kein Standardmodell der Supernova-Explosion, welches die hochkomplexen Vorgänge während der Explosion zufriedenstellend beschreibt. Der erläuterte Prozess des verzögerten Neutrinoheizens hat sich als einer der derzeitigen Explosions-Zündungs-Mechanismen aufgrund seines Erfolges bei Sternen mittlerer Masse etabliert. Alle derzeitigen Modelle sind nicht selbstkonsistent, da die Zustandgleichungen, welche Energie und Druck mit Temperatur und Elementarteilchenkomposition verknüpfen nicht genügend bekannt sind. Dies liegt an den extremen Bedingungen im Supernovaszenario, in welchem alle vier Elementarkräfte zu beachten sind: So ändern und bestim-

men schwache und nukleare Reaktionen die Zusammenstetzung des stellaren Plasmas. Die thermodynamischen Eigenschaften werden durch elektromagnetische und starke Wechselwirkungen festgelegt. Die Schwache Wechselwirkung bestimmt die Energie der Leptonen und deren Verlust beim Neutrino-transport. Dies alles ist eingebunden in das starke Gravitationsfeld des Supernova-Vorläufersterns. Begünstigt durch die wachsenden Rechnerkapazitäten ist es erst seit wenigen Jahren möglich multidimensionale Simulationen durchzuführen [97]. Diese sind jedoch aufgrund der benötigten Rechenleistung abgespeckt und beinhalten keine Rotation des Vorläufersterns oder andere Defizite und lassen so Spielraum für weiteren Fortschritt [98].

SASI

Derzeitige Modelle von schweren Sternen ($> 15 M_{\odot}$) können nur bedingt zur Explosion gebracht werden, da die durch effektives Neutrinoheizen an das Medium abgegebene Energie nicht ausreicht um eine Schockfront gegenüber der vermehrten Menge an einfallender Materie erneut zu beschleunigen. Um den Stern trotzdem zur Explosion zu bringen, bedarf es weiterer Effekte, welche unter dem Begriff Standing Accretion Shock Instability (SASI) zusammengefasst werden. Diese zusätzlichen Effekte erzeugen akustische Schockwellen, welche den fehlenden, entscheidenden Beitrag zur Explosion des massereichen Sternes liefern sollen [99].

Zum einen entstehen akustische Schockwellen durch starkes Pulsieren des PNS. Gravitative Bindungsenergie wird in sonische Energie umgewandelt. Diese Energie wird durch Druckwellen an die Umgebung abgegeben. Hervorgerufen werden diese Schockwellen durch anisotrope Akkretion von Materie auf den PNS, welcher in seinem kompakten Inneren zu amplitudenstarken, bipolaren Oszillationen, sogenannten Kern-Gravitäts-Moden (*g-Moden*) angeregt wird [94][100]. Die Modellierung dieser Moden ist hochkompliziert und noch nicht vollständig verstanden, da ihre Entstehung eng mit dem unzugänglichen Inneren des PNS verknüpft ist. Zum anderen entstehen diese akustischen Schockwellen durch turbulente Plasmabewegungen an den Randgebieten des PNS.

Die sich durch das Neutrinoheizen ausdehnenden Schichten verursachen durch sogenannte Rayleigh-Taylor-Instabilitäten^{24,25} heftige Konvektionen. Diese Zwei-Phasen-Instabilität ist aus der Hydrodynamik bekannt und beschreibt das Verhalten, zweier Flüssigkeiten mit unterschiedlicher Dichte, wenn diese gegeneinander beschleunigt werden. Eine schwere Flüssigkeit lässt sich nicht auf eine leichtere Flüssigkeit schichten, ohne dass diese sich vermischen. Typisch für die Rayleigh-Taylor-Instabilitäten sind pilzförmigen Ausstülpungen innerhalb des Gemischs. Die Pilzstrukturen quillen bis in weiter außen liegende Schalen und zerstören so die Zwiebelchalenstruktur des Sterns. Es steigen Blasen von geheiztem Plasma auf, während kühleres Plasma in engen Schläuchen abwärts sinkt. Dies transportiert lokale Störungen auf die Oberfläche des PNS. Beim Aufprall der Materie auf dessen Oberfläche bilden sich Schallwellen aus, welche nach außen propagieren und die Störungen an der Schockfront verstärken.

Diese, sowie die in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen, Mechanismen tragen zur Explosion des massiven Sterns bei, lösen diese jedoch einzeln nicht aus. Beide angeführten SASI Mechanismen verstärken nichtradiale hydrodynamische Instabilitäten benachbarter Schichten, und treiben so die Schockfront weiter nach außen in Regionen geringerer Einfallraten. Dies führt zu einem wesentlich effektiveren Neutrinoheizen durch die SASI-Mechanismen, da durch die längeren Durchlauf durch die Schockfront mehr Zeit für die Neutrinoabsorption bleibt. Die daraus folgende höhere Temperaturen des stellaren Plasmas. Meist enden diese Instabilitäten in einer stark asymmetrischen Explosion, ausgehend von initialen stochastischen Störungen [101][102].

²⁴John William Strutt, 3. Baron Rayleigh (*1842 - +1919) englischer Physiker.

²⁵Geoffrey Ingram Taylor (*1886 - +1975) englischer Physiker.

2.4.3. Zusammenfassung der Neutrinoemissions-Phasen

Die Detektion von Supernova-Neutrino würde zu tieferem Verständnis der während des Kollaps ablaufenden Prozesse führen. Gegebene Theorien des Sternkollapses und des Explosionsmechanismus, wie in vorigen Abschnitten beschrieben, könnten durch eine Beobachtung der Neutrinoleuchtkurve mit hoher Statistik verifiziert oder widerlegt werden. Vor allem würde sich die frühe Akkretions- von der späteren Kühlphase unterscheiden lassen. Das Profil der Kühlphase würde wichtige Rückschlüsse über die Theorie des Neutrino-transportes im heißen stellaren Plasma liefern. Die Detektion von kurzzeitigen Variationen während der Akkretionsphase könnten auf großflächige Konvektionen zurückgeführt werden und so die Wichtigkeit der Konvektion vor der Explosion bestätigen. Neben den wichtigen Informationen über die Dynamik des Kollapses und der Explosion des Sterns, eröffnet die Neutrinoleuchtkurve auch noch einen direkten Zugang zu fundamentalen Eigenschaften des Neutrinos selbst. Hier sind vor allem die Messung des θ_{13} -Mischungswinkels und die Bestimmung der Neutrino-Massenhierarchie zu nennen. Die Bildung exotischer Objekte, wie die eines Schwarzen Lochs, könnten durch einen abrupten Abbruch der Neutrinosignatur detektiert und somit bestätigt werden.

Wie in Abschnitt 2.4.1 und 2.4.2 beschrieben folgt die Neutrinoemission den physikalischen Prozessen beim Gravitationskollaps und der Explosion. Die so entstehende Signatur weist, mit kleinen Abweichungen, die gleichen Charakteristika auf. Sie folgt den beschriebenen Entwicklungen des Kollapses und der Explosion und findet sich in allen generischen Modellen wieder. Im Allgemeinen wird diese Metamorphose des stellaren Eisenkernes zum Neutronenstern in vier für die Neutrinoemission charakteristische Phasen unterteilt. Man unterscheidet zwischen dem Neutrino-Trapping, der Deleptonisierungsspitze beziehungsweise dem Deleptonisierungsblick, der Akkretion und der Kühlung. Ein weiteres wichtiges Merkmal ist das Energiespektrum der Neutrinos, dessen Verständnis ebenfalls bei dem Neutrino-Nachweis benötigt wird. Neutrinoleuchtkurven und Energiespektren sind für unterschiedliche Supernovamodelle mit Vorläufersternen unterschiedlicher Massen in Abbildung 2.9 und Abbildung 2.10 dargestellt. Die angeführten Phasen sollen nun im folgenden erläutert werden:

- I. **Neutrino-Trapping:** Der Eisenkern ist zunächst transparent für die durch Elektroneinfänge an freien Protonen und Nukleonen generierten Elektronneutrinos, die in dieser frühen Phase werden ausschließlich erzeugt werden. Die Energie der durch Diffusion aus dem Kernbereich entweichenden Elektronneutrinos liegt aufgrund der Thermalisierung durch inelastische Streuungen an Elektronen bei Zentraltemperaturen von $T_c = 10^{10}$ K im Bereich einiger MeV. Durch das Entweichen der Neutrinos steigt die Neutrino-Luminosität bereits während des Siliziumbrennens vor dem Gravitationskollaps an. Mit Beginn des Kernkollapses steigt die Dichte im Zentralbereich allerdings schnell auf $\rho_c \simeq 10^{15} \text{ kg m}^{-3}$ an. Bei solchen Dichten dominiert die Neutrino-Nukleon-Streuung, die Neutrinos werden mit der einfallenden Materie mitgerissen und können nicht mehr entweichen (*Neutrino-Trapping*). Dies verringert die Luminosität, was auch dem Spektrum zu entnehmen ist.
- II. **Deleptonisierungsspitze:** Die Deleptonisierungsspitze oder der Deleptonisierungsblick bildet sich beim Durchbruch der Elektronneutrinos durch die Neutrinosphäre. Diese wurden hinter der Stoßfront durch Einfang von Elektronen an freien Protonen und Neutronen erzeugt. Somit wächst die Luminosität der Elektronneutrinos für einige Millisekunden stark an.

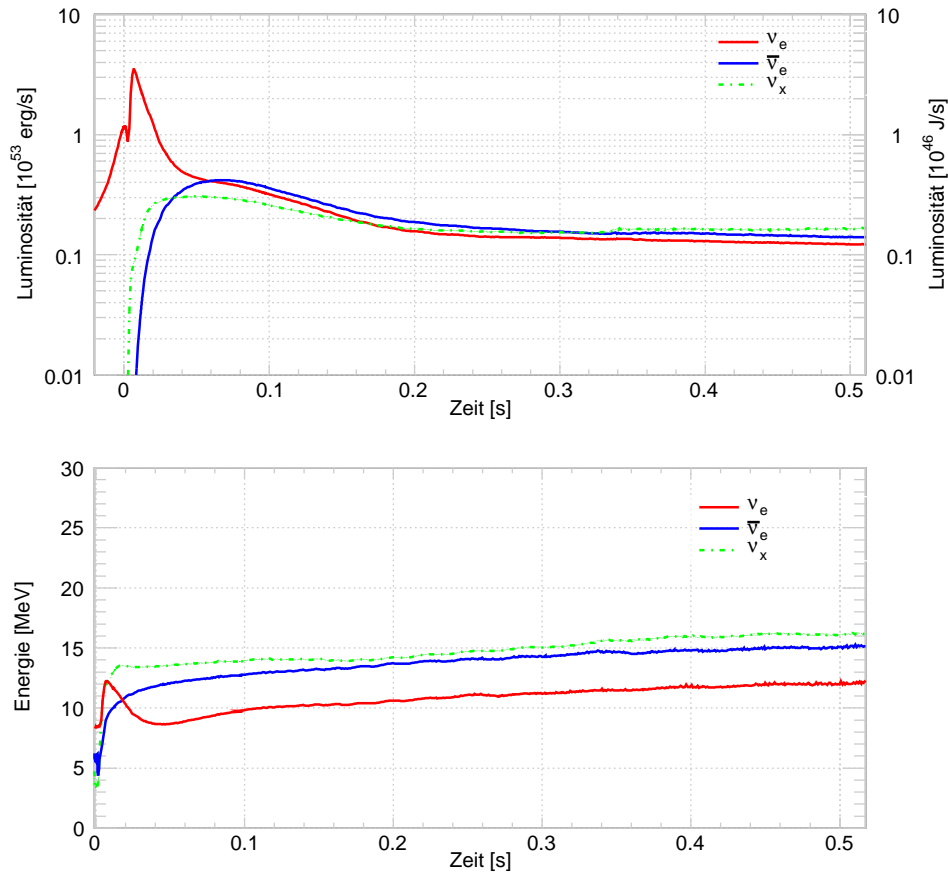


Abbildung 2.9.: Obigen Abbildungen liegt die Explosion eines $8 - 10 M_{\odot}$ Stern zugrunde. Es handelt sich um einen relativ neuen Simulationscode der Garching-Gruppe [103]. Die Simulation beinhaltet die ersten 0.8 s nach dem Aufprall der einfallenden Schichten auf das Zentralobjekt. Die in 2.4.3 erläuterten Phasen sind in der Abbildung markiert.

Da stellarer Kern und äußere Hüllen in dieser frühen Phase des Kollapses getrennt betrachtet werden können²⁶ und der Kern unabhängig vom Supernova-Modell und unabhängig vom Vorläufersternmodell die gleiche Masse hat, zeigt der Deleptonisierungsblitz immer die gleiche Energie von ungefähr 10^{44} J. Ebenfalls ist die zeitliche Breite von $5 - 7$ ms (FWHM) unabhängig vom verwendeten Modell.

III. **Akkretion:** Während der Akkretionsphase entstehen Neutrinos aller Leptonenfamilien. Diese werden durch Neutrino-Antineutrino-Paarproduktionen durch die Anihilation von Elektron-Positronpaaren gebildet. Weiterhin sorgt die thermische Neutrinoproduktion durch Nukleon-Nukleon-Bremsstrahlungsreaktionen für die Produktion von Neutrinos aller Arten. Die so generierten ν_{μ} , $\bar{\nu}_{\mu}$, ν_{τ} , $\bar{\nu}_{\tau}$ werden als ν_x zusammengefasst²⁷. Aufgrund der tiefer liegenden

²⁶Aufgrund des homologen Einfalls des Kerns, sind Eisenkern und Brennschalen zunächst entkoppelt.

²⁷In allen Modellen werden die genannten Neutrinoarten als ν_x zusammengefasst und nicht getrennt betrachtet. Nötige Korrekturen hervorgerufen durch die unterschiedliche Streuung von Teilchen und Antiteilchen an Nukleonen

Neutrinosphären der ν_x ist die Neutrinoenergie bis zu zweimal geringer. Es gilt im Allgemeinen: $L_{\nu_e} \approx L_{\bar{\nu}_e} \approx 2L_{\nu_x}$. Durch weiteren Einfall werden die genannten Reaktion aufrecht erhalten und tragen so zur Aufheizung des stellaren Mediums bei.

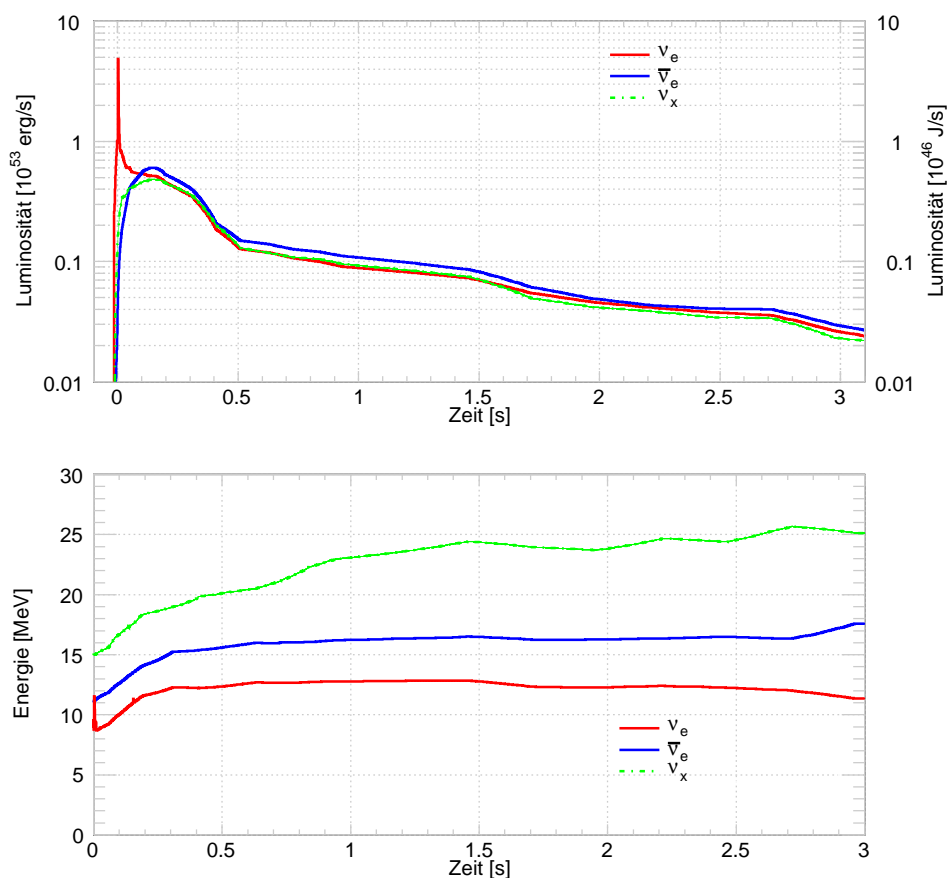


Abbildung 2.10.: Die in dieser Abbildung gezeigten Energiespektren und Neutrinoenergiekurven wurden mit dem veralteten Lawrence-Livermore-Modell [104] erzeugt. Dieses Supernovamodell bringt einen $20 M_{\odot}$ Stern durch gezielte Einstellung der Neutrinoenergie zur Explosion (*in weiteren Fällen wird die Bewegung eines Kolbens eingeführt um den Schock nach außen zu treiben*). Es weißt trotz der Einfachheit des Modelles alle in 2.4.3 beschriebenen Charakteristika der Neutrinoenergieemission auf. Es ist ebenfalls eines der wenigen Modelle mit welchen die komplette 15 s dauernde Kühlung simuliert wurde (*das Spektrum wird aus Gründen der Übersicht nur bis 3 s dargestellt*).

IV. **Kühlung:** Die Kühlung des sich bildenden Zentralobjekts setzt direkt nach dem Kollaps ein. Zu diesem frühen Zeitpunkt ($< 0,5$ s) der Kühlung wird die Neutrinosignatur noch durch die zu vor beschriebenen Phasen überlagert. Die Kühlung des PNS dominiert das Spektrum erst ab ungefähr 0,5 s. Hier werden etwa 90 % der gravitativen Bindungsenergie durch Neutrinos

verursacht durch den schwachen Magnetismus können vernachlässigt werden.

aller Familien abgestrahlt. Sie werden zu ungefähr gleichen Teilen im Inneren des sich von außen nach innen kühlenden PNS durch Paarprozesse gebildet. Die Kühlung ist abhängig von der Masse und kann deshalb 10 – 60 s andauern. Sie gilt als beendet, wenn die Temperatur auf unter 10^{10} K sinkt und der Kern transparent für Neutrinos wird. Die Neutrinoluminosität und die Energie der emittierten Neutrinos nimmt dabei stetig ab.

Abschließend soll nun das Energiespektrum der Neutrinos betrachtet werden. Unter Kernkollapsbedingungen ist anzunehmen, dass durch inelastische Streuprozesse der Elektronen und Positronen an Neutrinos ein Energieaustausch stattfindet. Dies führt zur Übernahme des thermischen Spektrums von Elektronen und Positronen durch die Neutrinos. In erster Näherung stimmt dieses Spektrum sehr gut mit einer Fermi-Dirac-Verteilung²⁸ überein.

Tatsächlich jedoch wird diese Verteilung hauptsächlich durch zwei Effekte modifiziert. Der hochenergetische Schwanz der Verteilung wird gestaucht. Die Ursache dieser Stauchung liegt in den wenigen elastischen Nukelonenstreuungen. Durch die energieabhängigkeit des Radiuses der Neutrinosphäre kommt es zu einer Verengung des Spektrums. Erklärt werden kann dies wie folgt: Die Opazitäten der Elektron- und Antielektronneutrinos sind dominiert durch Reaktionen mit geladenen Strömen $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Diese Prozesse erlauben den Austausch von Energie und Leptonenzahl zwischen Neutrino und stellarem Medium. Hiermit kann ein energieabhängiger Radius für die Neutrinosphäre definiert werden und zwar genau dort, wo die Reaktion für Neutrinos einer bestimmten Energie ausfriert. Die Oberfläche des PNS besteht vorrangig aus Neutronen und ist somit neutronenreicher als tiefere Schichten. Dies führt zu einer höheren Elektronneutrino-Opazität im Vergleich zur Antielektronneutrino-Opazität. Bei gegebener Energie entsteht der Antielektronneutrinofluss in tieferen und somit heißeren Schichten des PNS, während der Elektronneutrinofluss in kühleren Schichten entsteht. Das heißt der Großteil des Antielektronneutrinoflusses wird bei höheren Energien gebildet. Diese höherenergetischen Neutrinos wechselwirken länger und geben somit mehr Energie im Vergleich zu den niederenergetischen, an das Medium ab, was die Verengung im Spektrum erklärt. Die Modifikationen der Energiespektren der schweren Neutrinos sind weitaus komplexer und in [105] detailliert beschrieben. Das Neutrinoenergiespektrum kann wie folgt parametrisiert werden:

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

In diesem Ausdruck stellt Φ_0 den Gesamtfluss dar. Der Parameter α variiert zwischen Werten von 2, 5 und 5. Beide Parameter sind zeitabhängig wie das Energiespektrum selbst, dieses ist normiert so dass

$$\int F^0 dE = \Phi_0 = L/\langle E \rangle$$

gilt.

Die mittleren Neutrinoenergien der einzelnen Arten sind verschieden. Anzunehmen ist, dass aufgrund der geringen Kopplung mit dem stellaren Medium durch den neutralen Strom Tau- und Myonneutrinos eine höhere Energie als die effektiv auch über den geladenen Strom wechselwirkenden Elektronenneutrinos aufweisen. Dies ist während der Kühlphase nicht mehr der Fall. Werden alle erlaubten Wechselwirkungen berücksichtigt kann gezeigt werden, dass sich die mittleren Energien der ν_x denen der Antielektronneutrinos angleichen [88]. Elektronneutrinos verlieren mehr kinetische Energie bei der Diffusion als andere Neutrinosorten. Dies liegt an der Tatsache,

²⁸Enrico Fermi (*1904 - +1954) italienisch-amerikanischer Kernphysiker.

dass der PNS zum Großteil aus Neutronen besteht. Die mittlere Energie der Elektronenneutrinos liegt demnach ungefähr 10 – 20 % unter der mittleren Energie der anderen Neutrinfamilien, sie haben das weichste Spektrum. Somit folgen die mittleren Neutrinenenergien der Hierarchie:

$$\langle E_{\nu_x} \rangle > \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle > \langle E_{\nu_e} \rangle .$$

2.5. Supernova Typ Ib und Typ Ic

Diese Supernovae gehören allem Anschein nach zu den in Abschnitt 2.4 beschriebenen Kernkollaps-Supernovae. Der Unterschied zur Supernova des Typ II besteht darin, dass der massive Stern vor dem Einsetzen des gravitativen Kollapses den meisten Wasserstoff seiner äußeren Hülle verloren hat (*im Fall einer Typ Ic Supernova ist auch noch die Helium Schale abgegeben worden*). Dieser Verlust kann durch stellare Winde oder Interaktion mit einem Begleitstern herbeigeführt werden [106]. Es wird angenommen, dass Typ Ib Supernovae bei einem Kollaps eines Wolf-Rayet^{29,30} Sterns entstehen. (WR) Wolf-Rayet-Sterne sind in ihrer Entwicklung fortgeschrittene massive, heiße Sterne ($< 20 M_{\odot}$), welche einen hohen Massenverlust durch stellare Winde erleiden³¹. Durch die initiale Masse des WR-Sterns ist dessen Entwicklung festgelegt, es kann aber neben dem Verlust der äußeren Wasserstoff-Schale auch noch zum Verlust von weiteren Brennschalen kommen, was im Falle eines Kollaps zu einem veränderten Spektrum führt. Derzeitige Modelle der WR-Sterne und deren gravitative Kollapse sind nur unzureichend simuliert und Gegenstand derzeitiger Forschung. Neueste Ansätze legen die Vermutung nahe, dass einige Prozent der Typ Ic Supernovae Gamma-Blitze (*Gamma Ray Bursts GRB*) erzeugen. Es wird vermutet, dass jede Typ Ib oder Typ Ic Supernova einen GRB auslösen kann, abhängig von der Geometrie der Explosion [107]. Um dies im Detail zu verstehen, sind weitere Detektionen solcher Ereignisse und ein Ausbau der Modelle nötig.

2.6. SN1987A

Astronomen auf der Erde konnten die Explosion des $18 M_{\odot}$ schweren blauen Überriesen *Sanduleak* ($-69^{\circ} 202a$) in der Großen Magellanschen Wolke (*Large Magellanic Cloud, LMC*) am 23. Februar 1987 beobachten [108] [109]. Der Tod dieses Sternes erzeugte die hellste detektierte Supernova seit der Erfindung des Teleskopes und die erste, mit bloßem Auge sichtbare, Supernova seit dem 1604 von Johannes Kepler beobachteten Sternentod (*SN1604A*)³². Dieses Ereignis ging in die Geschichte der Astronomie unter dem Namen Supernova 1987A (*SN1987A*) ein.

Der 51 kpc [110] entfernte Überrest dieser Explosion bleibt das am besten beobachtete Objekt in der Historie der Sternbeobachtung. Über einen weiten Frequenzbereich, von γ -Strahlen bis zu Radiowellen, konnten emittierte Photonen der SN1987A detektiert werden. Bereits eine Stunde vor dem ersten detektierten optischen Signal [111] kam es in mindestens zwei unterirdischen Wasser-Tscherenkow-Detektoren zu einem koinzidenten Nachweis von extrasolaren Neutrinos.

²⁹Charles Joseph Étienne Wolf (*1827 - †1918) französischer Astronom.

³⁰Georges-Antoine-Pons Rayet (*1839 - †1906) französischer Astronom.

³¹Der Massenverlust eines WR-Sterns liegt bei ungefähr $\dot{m}_{WR} = 10^{-5} M_{\odot}$ pro Jahr. Unsere Sonne verliert im Vergleich in der selben Zeitspanne nur ungefähr $\dot{m}_{\odot} = 10^{-14} M_{\odot}$.

³²SN1604 auch bekannt als die Keplersche Supernova war eine 6 kpc entfernte Supernova vom Typ Ia im Sternbild Schlangenträger (*lat. Ophiuchus*), welche im Oktober 1604 durch Johannes Kepler (* 1571 - † 1630) beobachtet wurde. Die Ergebnisse seiner Beobachtungen faßte Kepler in seinem Buch *De Stella nova in pede Serpentarii* zusammen.

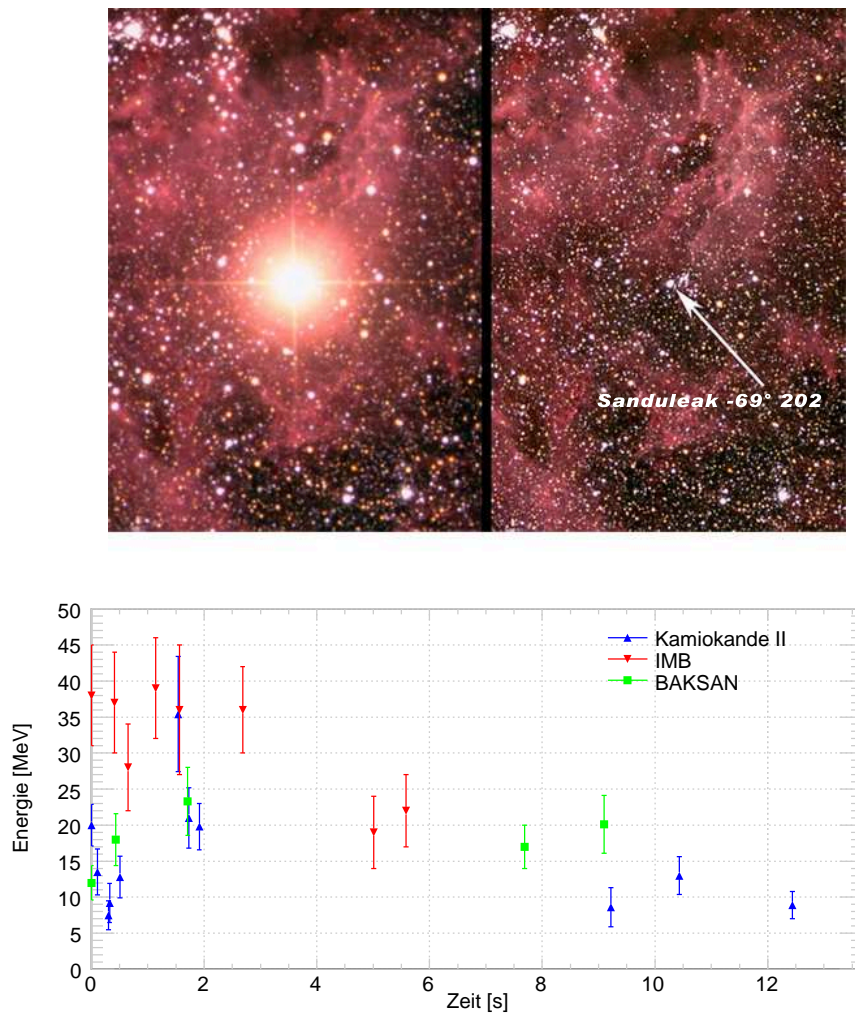


Abbildung 2.11.: Oben sind zwei Aufnahmen des Anglo-Australian Observatory zu sehen [112]. Die rechte Aufnahme wurde am 5. Februar 1987A erstellt. Sie zeigt das Zentrum des Tarantula-Nebels mit dem, durch Pfeil markierten, Supernova-Vorläufer Sanduleak $-69^\circ 202a$. Die linke Aufnahme wurde am 10. März belichtet und zeigt die SN1987A. Der Unterschied in der Auflösung liegt an der Erdatmosphäre, diese war zum Zeitpunkt der Aufnahme vor der Supernova stabiler als danach.

Unten sind die 8 von IMB und die 11 von Kamikande-II detektierten Anti-Elektroneutrinos der SN1987A gegen die Zeit dargestellt. Der Vollständigkeit halber wurden ebenso die 5 von BAKSAN beobachteten Ereignisse aufgeführt. Das erste Ereignis wurde für jeden Detektor auf $t = 0\text{ s}$ gesetzt. Die durch Kamikande-II gemessene mittlere Neutrino-Energie von 15,5 MeV ist konsistent zu den Modellvorhersagen. Der erhöhte Wert des IMB Detektors für die mittlere Neutrino Energie von 32 MeV kann durch die höhere Triggerschwelle und die schlechtere Triggereffizienz bis $E_\nu = 20\text{ MeV}$ erklärt werden.

Diese erstmals gemessenen Neutrinos von einer extrasolaren Quelle wurden in den unterirdischen Wassertanks des Irvine-Michigan-Brookhaven-Experiments (IMB) [113] und dem Vorgänger des

japanischen Super-Kamikande, dem Kamiokande-II Experiment nachgewiesen [114]. Das Baksan Liquid Scintillation Telescope (*BAKSAN*) berichtete im Rahmen der zeitlichen Ungenauigkeiten ebenfalls von 5 gemessenen Neutrino-Ereignissen [115] in Koinzidenz mit den oben genannten Neutrinoteleskopen. Diese Ereignisse sind jedoch umstritten, da das erwartete Signal, im Vergleich zu den wesentlich größeren Detektoren IMB und Kamiokande-II, nur ungefähr ein Ereignis betragen sollte. Es bleibt deshalb fraglich, ob diese gemessenen *BAKSAN*-Ereignisse mit SN1987A assoziiert werden können [116] [117]. Weitere zu dieser Zeit aktive Neutrino-Experimente, wie der Liquid-Scintillation-Detektor *LSD* und das Homestake Solar Neutrino Experiment waren nicht in der Lage vom Untergrund unterscheidbare Ereignisse nachzuweisen.³³ Die am 25. Februar 1987 gemessenen Absorptionslinien der Balmerreihe in Chile [119] und Südafrika [120] zeigen die Präsenz von Wasserstoff im optischen Spektrum und klassifizieren die SN1987A als Kernkollaps-Supernova vom Typ II (siehe Abschnitt 2.2). Obwohl nur 20 Neutrino-Ereignisse der insgesamt $\sim 10^{58}$ emittierten Neutrinos aller Flavours nachgewiesen werden konnten, war es möglich anhand der mittleren Neutrino Energien und deren Zeitinformationen gegebene Explosionsmodelle hinsichtlich des Kernkollaps-Mechanismus und der im Prozess freiwerdenden gravitativen Bindungsenergien rudimentär zu bestätigen. Um den Explosionsmechanismus im Detail verstehen zu können, ist eine statistisch genaue Detektion von Supernova-Neutrinos, zum Beispiel mit den IceCube oder Super-Kamikoande Detektoren, nötig. Jedoch könnten mit einer solchen Messung nicht nur Aussagen über den Explosionsmechanismus der beteiligten Supernovae getroffen werden, ebenso wäre es möglich grundlegende teilchenphysikalische Fragen zu beantworten. Dies zeigen die Aussagen über die elektrische Ladung und Lebensdauer des Anti-Elektronneutrinos, welche wie eine obere Grenze an die Masse, anhand der wenigen nachgewiesenen SN1987A-Neutrinos getroffen werden konnten [36]. So finden sich mit 90 % C.L. die folgenden abgeleiteten Grenzen:

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

2.7. Supernova-Rate und Verteilung

Supernova-Raten abzuschätzen ist ein schwieriges Problem. Die meisten Supernovae ($\sim 75\%$) sind durch Staub im interstellaren Medium verdeckt und können optisch nicht detektiert werden. Aufgrund der Verknüpfung zwischen Vorläuferstern und Supernovae Typ und der damit verbundenen unterschiedlichen langen Lebensdauern der beteiligten Sterne, ist die Supernova Rate stark vom Galaxientyp abhängig. Es finden sich beispielsweise keine Kernkollaps-Supernovae in elliptischen Galaxien. Diese sind sehr alt und haben nur sehr kleine Sternentstehungsgebiete, welche nicht in der Lage sind, benötigte sehr massive Sterne für eine Typ II Supernova, hervorzubringen. Ungefähr zwei Drittel aller in der Natur auftretenden Supernovae sind Supernovae des Typ II [121], die Mehrheit der detektierten Supernovae jedoch sind vom Typ I, da diese im optischen Bereich signifikant heller sind [122].

Die entscheidende Frage für die Neutrinoastronomie ist, die Frage nach der Kernkollaps-Supernova-Rate R_{SN}^{cc} in unserer Milchstraße. Die Reichweite der zur Zeit größten Neutrinoteleskope ist beschränkt auf unsere Galaxie und deren Satellitengalaxien, die Große Magellansche Wolke (*LMC*) und die Kleine Magellansche Wolke (*SMC*) sowie die elliptische Zwerggalaxie Sagittarius (*Sag*-

³³LSD berichtete von 5 nachgewiesenen Neutrino-Ereignissen in Verbindung mit der SN1987A [118], welche ungefähr 4h vor den IMB und Kamikande-II detektiert wurden. Diese kontrovers diskutierten Ereignisse werden aus heutiger Sicht nicht mit der SN1987A in Zusammenhang gebracht [116].

Rate [$10^{-2} a^{-1}$]	Referenz
$5,8 \pm 2,4$	Tammann (1982)
$1,2^{+1,7}_{-0,7}$	Ratnatunga et al. (1989)
3^{+2}_{-1}	Strom (1990)
$4,0 \pm 2,0$	Muller et al. (1992)
$2,0 \pm 1,1$	Capellaro et al. (1993)
$3,0 \pm 1,5$	van den Berg (1993)
$2,5^{+0,8}_{-0,5}$	Tammann et al. (1994)
$5,7 \pm 1,7$	Strom (1994)
$1,3 \pm 0,9$	Cappellaro et al. (1997)
$3,4 \pm 2,8$	Timmes et al. (1997)
$8,4 \pm 2,8$	Dragicevich et al. (1999)
$1,5 \pm 1,0$	Cappellaro et al. (2000)
1 – 2	Reed (2005)
$1,9 \pm 1,1$	Diehl et al. (2006)

Tabelle 2.2.: Abschätzungen über Kernkollaps-Supernovae in der Milchstraße. Angegebene Referenzen sowie die der Großteil der Tabelle finden sich in [25] weitere Abschätzungen finden sich in [125].

DEG)³⁴. Es kann davon ausgegangen werden, dass 82–91 % aller in unserer Galaxie auftretenden Supernovae Kernkollaps-Supernovae in die Kategorien II, Ib oder Ic einzuordnen sind. Dieses Typenverhältnis ist gestützt durch eine Untersuchung an 330 Galaxien. Die hohe Unsicherheit ist vor allem in der nicht genauen Kenntnis der Topologie unserer Galaxies zu suchen [123]. Das im Kaukasus befindliche und seit Juni 1980 betriebene BAKSAN Experiment liefert eine Obergrenze für die Kernkollaps-Supernova-Rate in unserer Galaxie. Diese wird mit 90 % C.L. auf < 13 pro Jahrhundert beschränkt [124]. Überwiegend theoretische Ratenabschätzungen verschiedener Autoren aus den letzten Dekaden sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Diese liefert eine Ratenabschätzung der Kernkollaps-Supernovae in unserer Galaxie im 3σ -Intervall von

$$R_{SN}^{cc} = (1,7 - 2,5) \cdot 10^{-2} a^{-1}$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Auftreten einer Supernova in einem Abstand d zur Erde ist nicht bekannt, kann aber mit Hilfe verschiedener Überlegungen konstruiert werden. Zum einen kann die Dichteverteilung der Sterne unserer Galaxie ermittelt werden, welche sich am Ende ihres Lebens zu einer Supernova entwickeln könnten. Zum anderen kann nach den Überresten von vergangenen Supernovae gesucht werden. Die Verteilung von solchen SNR (*Supernova Remnants*) oder Pulsaren folgt der gesuchten Supernovae Wahrscheinlichkeitsverteilung. Sie ist nicht gleichverteilt. Da eine Supernovae den letzten Evolutionsschritt eines massiven kurzlebigen Sterns darstellt, ist damit zu rechnen, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines solchen Sterntodes in einem Gebiet aktiver Sternentstehung überhöht ist [127]. Im Allgemeinen ist dies

³⁴Die nächst nähere Galaxie ist Andromeda (*M31*) mit einer Entfernung von 760 kpc. Aufgrund effizienter Untergrundunterdrückung könnte Superkamiokande 1-2 Neutrinoereignisse von einer möglichen Supernovae in dieser Galaxie nachweisen.

2. *Supernovae*

der Fall für die Spiralarme unserer Galaxie. Die im weiteren benutzten Verteilungen sind in Abbildung 2.13 dargestellt. Abschließend anzumerken ist, dass die Nachweisfähigkeit von IceCube für Kernkollaps-Supernovae innerhalb der Milchstraße nahezu 100 % beträgt.

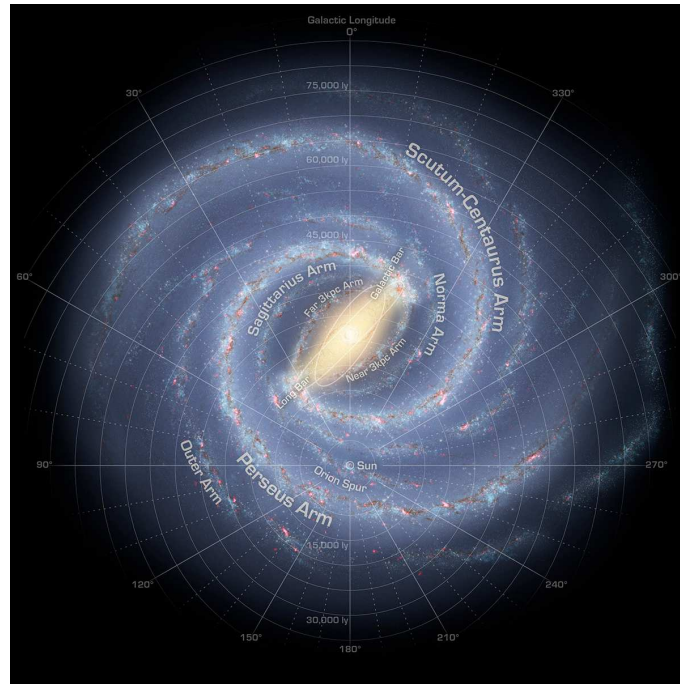


Abbildung 2.12.: Die Abbildung zeigt eine graphische Darstellung unserer Milchstraße, basierend auf den Daten des Weltraumteleskops Spitzer [128]. Unsere Milchstraße ist eine sogenannte Balkenspiralgalaxie. Ihre beiden Hauptarme Scutum-Centaurus und Perseus Arm weisen die größten Dichten an jungen Sternen und Roten Riesen an und sind deshalb die wahrscheinlichsten Orte einer Supernova Explosion. Unsere Sonne befindet sich in einem Abstand von ~ 10 kpc vom galaktischen Zentrum im Orion-Neben-Arm.

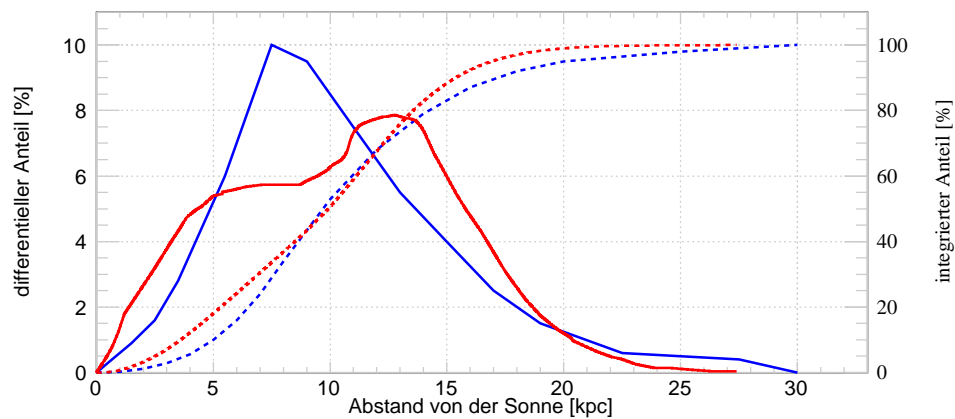


Abbildung 2.13.: Integraler (*gepunktet*) und differentieller Verlauf der Sternverteilung unserer Milchstraße, welche in einer Supernova enden können. Die blauen Verteilungen beruhen auf [127]. Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für das Auftreten einer Supernova wurden gleichsam übernommen aus [128] (*rot*).

Detektor

De|tek|tor, [de'tɛktoʁ] -der; -s ...oren

[lat. detector = der Offenbarer bzw. detectare = aufdecken, aufspüren, entdecken]

1.(techn.) Nachweisgerät, Aufspürgerät

2.(Funk) einfacher Empfänger

3. IceCube

Neutrinos are the most penetrating of the elementary particles...
The experiments really should not have produced any result worth mentioning.
But they did.

(Stanisław Lem, *His Masters Voice*)

Das IceCube Neutrino Observatorium ist das weltgrößte Neutrinoobservatorium und befindet sich in der antarktischen Eiskappe in unmittelbarer Nähe des geographischen Südpols. Das zur Zeit noch im Aufbau befindliche Experiment wird aus einer gitterförmigen Anordnung von 5160 Photodetektoren bestehen, welche in druckfesten Glaskapseln in das Eis eingelassen wurden. Sie dienen dem Nachweis von Tscherenkow-Licht, das geladene Teilchen erzeugen. Der Name impliziert bereits die Besonderheit dieser Maschine. Als Detektormedium dient ein Teil des antarktischen Eispanzers. Das so geschaffene instrumentierte Detektorvolumen liegt bei einem Kubikkilometer und eignet sich vortrefflich zum Nachweis hochenergetischer Neutrinos aus kosmischen Quellen.

Nach den Erfolgen des IceCube-Vorläufers AMANDA-II (*Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*) wurde im australen Sommer 2005 mit dem Bau von IceCube; mit dem Einbringen eines sogenannten Strings (siehe Abschnitt 3.2) begonnen. In den folgenden Jahren folgte der Ausbau des Detektors durch das Versenken von 8, 13, 18, 19 und 20 weiteren Strings. Da das Einbringen von neuen Strings nur in den drei Monaten des australen Sommers möglich ist, wurde in der jeweiligen Detektorkonfigurationen mit 1, 9, 22, 40, 59 und 79 Strings bis zum weiteren Ausbau physikalische Daten aufgenommen. Der Endstufe von 86 Strings (IC86) wird in der Sommersaison 2011 errichtet werden.

Auf die wissenschaftlichen Ziele der IceCube-Kollaboration soll im Folgenden kurz eingegangen werden [130].

Das Hauptanliegen ist die Suche nach kosmischen Punktquellen. Aufgrund der genauen Spurrekonstruktion für hochenergetische Myonenneutrinos ist die Winkelauflösung ab ~ 100 GeV präzise genug um Punktquellen auflösen zu können. Als extrasolare Beschleuniger hochenergetischer Teilchen werden, die sich durch ihre kurzen aber massiven Neutrinoausbrüche kennzeichnenden Gammastrahlenblitze (*Gamma Ray Bursts, GRBs*), Aktive Galaktische Kerne (*Active Galactic Nuclei, AGNs*) und Supernova-Überreste (*Supernova Remnants, SNR*) angeführt [132]. Ebenso von Interesse ist die Suche nach nicht lokalisierten kosmischen und atmosphärischen Neutrinos und Myonen. Das Verstehen und die Vermessung dieser diffusen Flüsse stellt eine anspruchsvolle und interessante Aufgabe innerhalb der Kollaboration dar. Weiterhin liegt große Aufmerksamkeit auf der Suche nach Erweiterungen des Standardmodells. Aus diesem Grund wird versucht exotische und schwach wechselwirkende massive Partikel wie relativistische Monopole, Q-Balls, Supersymmetrische-Teilchen oder WIMPS (*Weak Interacting Massive Particles*) nachzuweisen. Das Ziel der Messung des Spektrums und der Zusammensetzung hochenergetischer kosmischer Strahlung, sowie die Vermessung der niederenergetischen solaren Komponente dieser ist Ziel von IceTop, der auf der Oberfläche befindlichen Erweiterung des IceCube-Detektors. Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Suche nach Supernovae-Ausbrüchen.

3.1. Funktionsprinzip eines Neutrino-Teleskops

Neutrinos stellen sich in der Astronomie als idealer Informationsträger heraus. Sie werden nicht durch elektromagnetische Felder abgelenkt, können aufgrund ihres sehr kleinen Wirkungsquerschnittes große Materieansammlungen ungehindert passieren und zeigen somit, selbst wenn diese verdeckt ist, direkt auf ihre Quelle. Dies ermöglicht einen Einblick in durch optische Astronomie unzugängliche Bereiche wie zum Beispiel das Innere eines Sterns oder das Zentrum einer Galaxie und ist daher von hohem wissenschaftlichen Interesse. Der folgende Abschnitt beschreibt das Funktionsprinzip eines auf dem Nachweis von Tscherenkowlicht basierenden Neutrino-Teleskops. Der Nachweis von Neutrinos in einem Neutrino-Teleskop erfolgt indirekt über das Tscherenkowlicht, welches aus den Folgeprodukten von Neutrino-Reaktionen entsteht. Hier sind hauptsächlich geladene Leptonen von Interesse. Diese entstehen hauptsächlich über eine geladenen Stromwechselwirkung zwischen Neutrino und Detektormedium (siehe Abschnitt 1.2).

$$\nu_l + N \xrightarrow{W^+} l + X \quad \text{mit } l = e, \mu, \tau.$$

Um die kleinen Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Reaktionen zu kompensieren, ist eine große Menge reaktives Material nötig. Im Falle eines Tscherenkow-Neutrino-Teleskops muss dieses optisch transparent sein. Um die Kosten des Detektors zu minimieren, ist es vom Vorteil auf ein natürliches Medium zurückzugreifen. Um den Detektor gegen Teilchen aus der sekundären kosmischen Strahlung abzuschirmen, werden diese meist in großen Tiefen platziert. Als mögliche Standorte kommen aus diesem Grund nur Ozeane, tiefe Seen oder tiefe Eisschichten in Betracht. Im Falle von IceCube wurde das tiefe, hochtransparente Eis des Südpolgletschers instrumentiert. Innerhalb dieses optisch durchlässigen Mediums (siehe Abschnitt 3.2.1) erfolgt der Nachweis der durch die Propagation von geladenen Teilchen durch das optisch durchlässige Medium erzeugten Tscherenkowphotonen über ein dreidimensionales Gitter von Sekundärelektronenvervielfachern¹. Mittels der gemessenen Zeiten der Photonsignale kann die Lichtsignatur eines Sekundärteilchens im Detektor bestimmt und somit dessen Flugbahn rekonstruiert werden. Die aus der Teilchenspür bestimmte Flugrichtung ist bei ausreichend hohen Energien in guter Näherung gleich der des ursprünglichen Neutrinos. Dieser Umstand kann bei guter Spurrekonstruktion zu einer gewünschten sehr guten Winkelauflösung des Teleskops führen. Weiterhin schauen die optischen Module zur Lichterkennung in Richtung Erdmittelpunkt und sind somit am sensitivsten für Ereignisse aus dieser Richtung.

3.2. Detektordesign

IceCube besteht aus einer dreidimensionalen Matrix aus Digitalen-Optischen-Modulen (DOM, siehe Abschnitt 3.3), eingelassen in die antarktische Eiskappe des geographischen Südpols. Basierend auf den im Betrieb von AMANDA-II gesammelten Erfahrungen, erstreckt sich das instrumentierte Volumen in Tiefen besonders klaren Eises von 1450 – 2450 m. Jeweils 60 Module sind an vertikal in das Eis eingelassenen Stahltrossen, den sogenannten Strings, mit einem Abstand von 17 m verankert. Angeordnet in Dreiecken mit einer Schenkellänge von 125 m (*Abstand zwischen zwei Kabeltrossen*) bilden 80 dieser Strings eine hexagonale Grundfläche. Der Rasterabstand führt zu einer unteren Energieschwelle von ~ 100 GeV für den Nachweis hochenergetischer Myonen. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Detektoraufbau. Die im Eis eingefrorenen

¹Der Sekundärelektronenvervielfacher wird auch häufig in dieser Arbeit als Photonenvervielfacher bezeichnet und ist in Abschnitt 3.3.2 ausführlich beschrieben.

Detektorkomponenten werden mit Hilfe von Heißwasserbohrungen (EHWD, *Enhanced Hot Water Drill*)

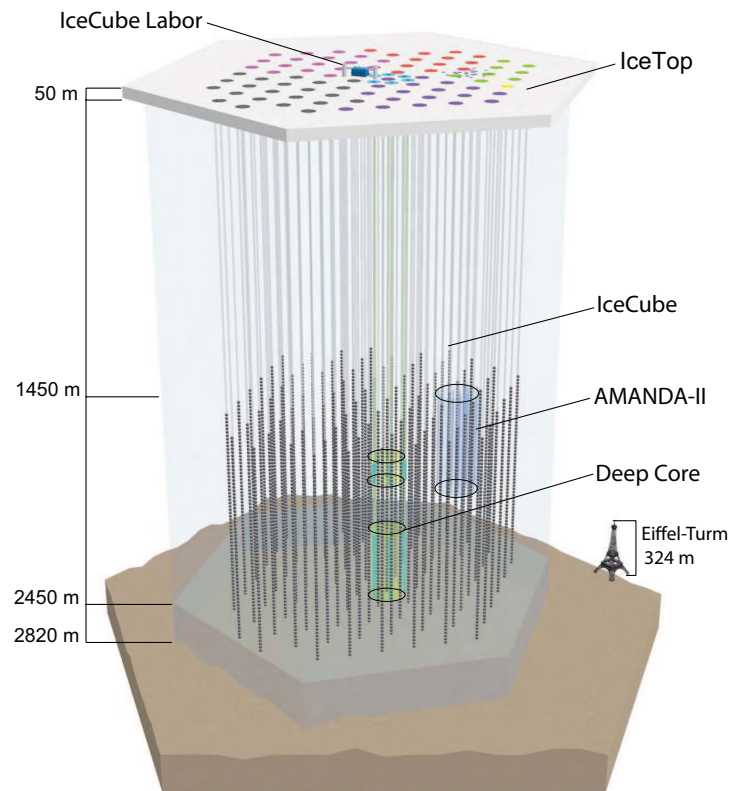


Abbildung 3.1.: Zu sehen ist eine schematische Abbildung des IceCube-Detektors. Fertiggestellt besteht dieser Detektor aus 5160 Digital-Optischen-Modulen, dargestellt durch schwarze Punkte, und instrumentiert ein Volumen von einem Kubikkilometer. Ebenfalls in der Skizze markiert sind der Vorläufer von IceCube AMANDA-II und die Niederenergie-Erweiterung DeepCore. Das IceTop-Experiment ist zusammen mit dem IceCube-Labor auf der Oberfläche verortet. Der nebenstehende Eiffel-Turm soll einen Einblick in die tatsächliche Größe des Detektors geben.

in das Eis eingelassen. Dabei wird ein circa 1,8 cm breiter Wasserstrahl, welcher mit ungefähr 14 bar auf das Eis geschossen wird, ein 2,5 km tiefes und 60 cm breites Bohrloch in weniger als zwei Tagen erzeugt. Im mit Schmelzwasser gefüllten Schacht wird in weniger als 20 h der komplette String eingelassen und auf der Oberfläche verankert. Erst nach etwa drei Wochen ist das Bohrloch wieder völlig zugefroren und der String einsatzbereit.

Die an der Zentralachse befindliche Niederenergie-Erweiterung IceCubes, DeepCore, besteht ebenfalls aus an Trossen befindlichen Digital-Optischen-Modulen. Jedoch befinden diese sich in ei-

nem weitaus engeren Abstand von lediglich 72 m. Weiterhin sind die 60 Module eines Strings nicht gleichmäßig über die volle Länge des Strings verteilt. Die Kenntnis der Eiseigenschaften führten dazu, die DOMs wesentlich engermaschiger in Tiefen mit besonderen hohen optischen Eigenschaften zu positionieren. So befinden sich die ersten 10 Module in relativ geringen Tiefen zwischen 1750 – 1850 m. Die 50 verbleibenden sind in Abständen von nur 7 m in Tiefen zwischen 2100 – 2450 m angebracht. Die verbauten Photonenvervielfacher haben im Vergleich zu den normalen in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen IceCube PMTs eine circa 30 – 40 % höhere Quanteneffizienz. Die sechs DeepCore Strings bilden im unteren Teil mit einem Radius von 125 m und einer Höhe von 350 m einen kompakten 15 Mt Detektor, welcher in der Lage ist, Neutrinos von Energie ab ~ 10 GeV aufzulösen [133].

Zusätzlich zu dem im Eis befindlichen Detektor besitzt IceCube auch noch eine Oberflächeneinheit, IceTop [134]. Die Oberflächeneinheit besteht aus jeweils zwei über jedem versenkten IceCube String, in Tanks befindlichen eingefrorenen DOMs. Ihre Aufgabe ist die Vermessung von Luftschauern, die durch Wechselwirkung kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre entstehen.

3.2.1. Eigenschaften des Südpoleises

Im Gegensatz zu anderen Neutrinoexperimenten nutzt IceCube kein künstliches, von Menschenhand geschaffenes Detektormedium. Um eine Größe zu erreichen, welche für die Vermessung von extrem kleinen astrophysikalische Neutrinoströmen nötig ist, musste ein natürliches vorkommendes Medium herangezogen werden. Als Wechselwirkungsmedium für Neutrino-Nukleon-Reaktionen und als optisches Medium der Tscherenkow-Strahlung dient der antarktische Eispanzer am geographischen Südpol. Dieses ist integraler Bestandteil des Detektors und wird im folgenden genauer beschrieben.

Das Eis am geographischen Südpol ist ungefähr 2820 m dick. Es ist stetig über einen geologischen Zeitraum durch Akkumulierung und Kompression von Schnee angewachsen. Die oberste Schicht besteht aus dem sogenannten Firneis. Dies ist eine Schicht aus leicht komprimiertem Schnee und Luftblasen welche bis in Tiefen von ungefähr 100 – 150 m reicht. In dieser Tiefe findet kein Austausch mit der Atmosphäre mehr statt (*Pore closeoff*). Das von Luftblasen durchsetzte Eis dominiert die Streuung von Licht bis in den Bereich um 1300 m. Messungen mit IceCubes Vorläufer AMANDA zeigen, dass die Luftporen in Tiefen > 1400 m vollständig verschwunden sind. Durch den mit der Tiefe anwachsenden Druck durchläuft das junge Eis einen Phasenübergang. Die im Eis eingeschlossenen Luftblasen werden zu Hydrat-Kristallen; der so entstehende Verbund wird als polykristallines Eis bezeichnet [135]. Dieser hat nahezu die gleichen optischen Eigenschaften wie das umgebende Eis.

Neben Luft und Schnee lagern sich auch noch weitere Partikel auf der Oberfläche des Gletschers an. Die Zusammensetzung des auf den Gletscher fallenden Staubes sowie dessen Konzentration sind abhängig von den atmosphärischen und somit klimatologischen Konditionen. Die Eiseinschlüsse bestehen hauptsächlich aus äolischen Aerosolen². Diese mikroskopischen Staubkörnern durchziehen den Gletscher in fast horizontalen Schichten. Es handelt sich beispielsweise um vulkanische Staubablagerungen oder aus der Wüste stammende Partikel, welche durch starke Winde in der oberen Atmosphäre in die antarktische Region befördert wurden. Ihr Einfluss kommt hauptsächlich ab Tiefen von 1400 m zum Tragen. Da die Konzentration stark abhängig von der Kälte und dem Wind in einer klimatologischen Periode ist, variieren diese Staubschichten stark

²Äolische Sedimente sind vom Wind transportierte (*windgeborene*) Sedimente. Sie können weite Entfernungen in der oberen Atmosphäre zurücklegen und sich deshalb weit von ihrem Ursprungsort entfernt ablagern. Da Luft als Transportmedium im Vergleich z.B. zur Strömung des Wassers eine sehr geringe Dichte und Viskosität hat, sind äolische Sedimente sehr feinkörnig. Ihre maximalen Korngröße liegt im Mittelsandbereich, d.h. 0, 20-0, 63 mm.

mit der Tiefe.

Eiskernbohrungen aus verschiedenen polaren Gebieten zeigen mehrere charakteristische Überhöhungen im vertikalen Staubprofil des antarktischen Eises [136]. Der Fels des antarktischen Hochplateaus ist am geographischen Südpol leicht geneigt. Dies hat zur Folge, dass sich die Oberfläche des Gletschers mit einer konstanten Geschwindigkeit von ungefähr 10 m pro Jahr in Richtung 40° West bewegt. Modellrechnungen und Messungen des Gletscherdriftes implizieren, dass die oberen 2 km des Eises als kompakte Einheit auf den unteren Eisschichten rutschen. Anhand des Temperaturprofils des Südpoleises kann abgeleitet werden, dass die Geschwindigkeit bis zum Felsboden auf Null absinkt [137]. Die Konsequenz dieses Driftes ist eine Verschiebung der tiefsten Module des Detektors. Diese können bis zu 2 m gegenüber höher liegenden Modulen zurückfallen [138]. Für die Supernovadetektion, kann dieser Effekt vernachlässigt werden da im Falle von niederenergetischen Neutrinos keine Spuren rekonstruiert werden können.

Optische Eigenschaften

Die durch Wechselwirkungen im Eis erzeugten Photonen werden auf ihrem Weg durch das Medium an Luftblasen oder Staubpartikeln gestreut, was die zu messende Ankunftszeit verzögert, oder sie werden durch das Eis oder die Staubeinschlüsse absorbiert. Beide Effekte reduzieren die Rate der zu detektierbaren Photonen. Die genaue Bestimmung der Streu- und Absorptionslängen, die mit der Tiefe variieren, ist von größter Wichtigkeit. Erste Messungen der Eigenschaften des Südpoleises wurden mit dem AMANDA-Detektor durchgeführt, der mit Lichtquellen verschiedener Wellenlängen bestückt war. Mit diesen war es möglich über die Lichtankunftszeiten die besagten Streu- und Absorptions-Eigenschaften bei verschiedenen Wellenlängen mit einer Auflösung von (5 – 10) m zu vermessen. In IceCube wurden analoge Messungen mit in den Digital-Optischen-Modulen integrierten Lichtdioden (siehe Abschnitt 3.3) durchgeführt. Eine um einen Faktor 10^5 feinere Vermessung der Eiseigenschaften konnte durch die Benutzung eines sogenannten Dust-Loggers erzielt werden (siehe Abbildung 3.2). Dieses Messinstrument emittiert innerhalb eines Bohrloches Laserpulse in horizontaler Richtung. Vor direktem Licht durch Bürsten abgeschirmt, zählt ein Photonenvervielfacher am unteren Ende der Apparatur die einlaufenden Photonen. Für weiterführende Details soll an dieser Stelle auf [139] verwiesen werden.

Zur Streuung der Photonen kommt es wenn diese ein Gebiet mit einem vom Eis verschiedenen Brechungsindex durchlaufen. Wie bereits erwähnt sind die Quellen in erster Linie Luftblasen und Staubeinschlüsse, jedoch nicht die gebildeten Hydrat-Kristalle [139]. Die weisen nahezu den gleichen Brechungsindex wie reines Eis auf, und tragen deshalb nur zur Streuung bei. Die mittlere Weglänge oder geometrische Streulänge zwischen zwei Streuzentren ist invers proportional zur Dichte der Streuzentren n_C und ihrem geometrischen Wirkungsquerschnitt πr_C^2 und somit durch

$$\Lambda_s = \frac{1}{n_C \langle \pi r_C^2 \rangle}$$

gegeben. Zur vollständigen Beschreibung des Streuprozesses ist zusätzlich zur Streulänge Λ_s auch die Kenntnis des Streuwinkels θ erforderlich. Dieser ist im optisch interessanten Bereich als Wellenlängen unabhängig anzusehen, einzig besteht ein Unterschied in der Art des Streuzentrums. Auf Mie-Streuung³⁴ basierende Simulationen zeigen, dass Luftblasen und Staubeinschlüsse dazu tendieren Photonen in die Vorwärtsrichtung zu streuen. Diese stark anisotrope, vorwärtsgerichtete Streuung wird nicht korrekt durch die Streulänge Λ_s beschrieben. Aus diesem Grund wird eine

³Gustav Adolf Feodor Wilhelm Ludwig Mie (*1868 - +1957) deutscher Physiker.

⁴Als Mie-Streuung bezeichnet man die Streuung elektromagnetischer Wellen an sphärischen Objekten, deren Durchmesser in etwa der Wellenlänge der Strahlung entspricht.

effektive Streulänge eingeführt, diese sich zu Sie ergibt sich zu:

$$\Lambda_e = \frac{\Lambda_s}{1 - \langle \cos(\theta) \rangle}$$

ergibt. Der über alle Wellenlängen gemittelte Kosinus des Streuwinkels im instrumentierten Eis ergibt sich aus beschriebenen Berechnungen zu $\langle \cos \theta \rangle = 0,94$ [140]. Damit gilt $\Lambda_e \gg \Lambda_s$, was bedeutet, dass ein Photon trotz vieler Stöße weiter propagiert als dies bei homogener Streuung der Fall wäre. Im folgenden kann die reziproke effektive Streulänge durch ein Potenzgesetz

$$\Lambda_e^{-1}(\lambda) \propto \lambda^{-\alpha}.$$

mit $\alpha = 0,90 \pm 0,03$ beschrieben werden. Dies verdeutlicht noch einmal die geringe Abhängigkeit der Größe in Bezug auf die Wellenlänge.

Die Absorptionslänge Λ_a eines Mediums ist definiert als die Länge nach welcher die Überlebenswahrscheinlichkeit der Photonen auf $1/e$ abgesunken ist. Im Gegensatz zur Streuung zeigt die Absorption eine starke Wellenlängenabhängigkeit. Die inverse Absorptionslänge, in der Literatur auch als Absorptionskoeffizient bekannt, kann im Eis durch ein empirisch gefundenes Potenzgesetz beschrieben werden [140]:

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

Die Koeffizienten wurden zu $\kappa = 1,08 \pm 0,01$, $A_{\text{IR}} = 6954 \pm 973 \text{ m}^{-1}$ und $\lambda_0 = 6618 \pm 71 \text{ nm}$ bestimmt [140]. Das zwei-komponentige Modell vernachlässigt den ultravioletten Ausläufer des Spektrums. Die Beiträge durch den sogenannten Urbach-Schwanz⁵ sind für Wellenlängen über 300 nm aber zu vernachlässigen. Infrarote Photonen ($\lambda > 500 \text{ nm}$) werden durch die Eismolküle absorbiert und stellen somit ein natürliche Schranke dar [141]. Im dazwischenliegenden Wellenlängenbereich ist das Eis des Südpols der transparenteste natürlich vorkommende Festkörper. Eine Absorption findet fast ausschließlich an den im Eis eingeschlossenen Staubpartikeln statt. Die Staubkonzentration C_{Staub} variiert mit der Tiefe, und spiegelt sich direkt im Beitrag der Absorption wieder. Durch Faltung mit dem Spektrum des Tscherenkowlichtes und den Effizienzen der Photonenvervielfacher lässt sich eine mittlere Absorptionslänge berechnen. Sie ergibt sich zu $\bar{\Lambda}_a = 96 \text{ m}$ [11].

An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass sich das im Bohrloch beim Einfrieren bildende Eis in seinen optischen Eigenschaften vom Umgebungseis unterscheidet. Aufgrund des relativ schnellen Einfrierens und des langsamen Phasenübergangs in die Hydratphase verbleiben Luftblasen im 60 cm breiten Bohrkanal um die eingelassene Kabeltrosse. Die effektive Streulänge des Bohrlocheises ist aufgrund dieser eingeschlossenen Luftblasen sehr klein, sie liegt bei ungefähr $\bar{\Lambda}_a = 0,5 \text{ m}$. Glücklicherweise ist dieser Effekt aufgrund des geringen Durchmessers des Bohrloches nicht sonderlich signifikant, da die Streuung in unmittelbarer Nähe des Digital-Optischen-Modules keine nennenswerte Zeitverzögerung in der Ankunftszeit der Photonen erzeugt. Stattdessen bewirken die Luftblasen eine Modifizierung der Winkelakzeptanz des Moduls, da Luftblasen Photonen auch von der abgewandten Seite des Fotovervielfachers durch Streuung auf die Photokathode gelangen können.

Spricht man zu letzt noch vom optischen Untergrund des Südpol-Gletscher-Eises so kann dieses als sehr dunkel angesehen werden. Die Untergrundrauschrte ist deshalb um viele Größenordnun-

⁵Der Urbach-Schwanz ist eine exponentielle Absorptionskante. Diese tritt in den meisten Festkörpern auf und wird als thermale Fluktuation der Bandabstandsenergie interpretiert. Dieser Bandabstand beträgt für Eis 8 eV und korrespondiert mit dem ultravioletten Schwanz des Photonenspektrums $\lambda < 200 \text{ nm}$.

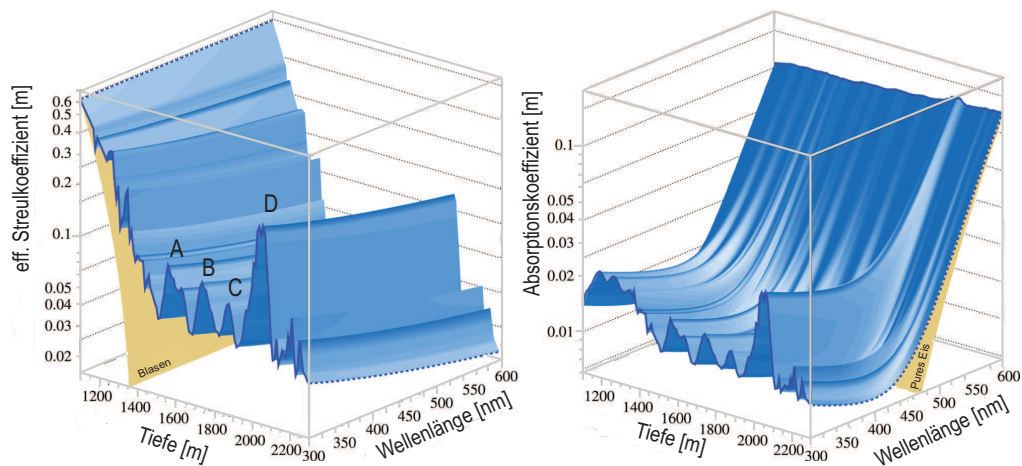


Abbildung 3.2.: Beide Diagramme beschreiben die Eigenschaften des Südpoleises in Abhängigkeit von Tiefe und Wellenlänge in den Bereichen 1100 und 2300 m sowie 300 und 600 nm. Der Einfluss der Luftblasen bei geringen Tiefen auf den Streukoeffizienten ist deutlich zu erkennen (*linke Abbildung*). Die mit A, B, C und D gekennzeichneten Strukturen, welche die Bereiche erhöhter Streuung kennzeichnen, werden durch die eingelagerten horizontalen Staubschichten verursacht und können ebenfalls deutlich identifiziert werden.

gen niedriger als von Tiefsee-Experimenten. Die Ursache ist vor allem in der Abwesenheit von Radioaktiven Isotopen und biolumineszenten Organismen zu suchen.

3.3. Digital Optische Module

Das Digital-Optische-Modul (DOM) ist der wesentliche Bestandteil des IceCubes-Detektors. In einer druckresistenten Glassphäre sind, für den Nachweis von erzeugten Tscherenkowphotonen, Photonenvervielfacher, Hochspannungsversorgung, Kalibrationsleuchten, Magnetfeldabschirmung und Datennamenelektronik untergebracht. Diese kompakte Einheit ist in Abbildung 3.3 dargestellt und soll im Weiteren detailliert beschrieben werden.

Die Anforderungen an dieses Bauteil sind extrem hoch. Einmal im Eis eingefroren muss es leicht fernwartbar sein um periodische Tests, Kalibrationen und Modifikationen durchführen zu können. Eine viele Jahre andauernde Funktionalität bei tiefsten Temperaturen und großem Druck sind Voraussetzung um eine lange Laufzeit des DOMs und somit des Detektors zu gewährleisten. Weiterhin sollten die Module einen geringen Stromverbrauch aufweisen und günstig in der Herstellung sein. Ein weiteres wichtiges Kriterium ist ein großer dynamischer Bereich bei einem Auflösungsvermögen im Nanosekunden-Bereich. Dies ist nötig um die für die Rekonstruktion benötigten Ankunftszeiten der Tscherenkowphotonen präzise zu vermessen [142].

Die Hauptbestandteile des DOM werden in Abschnitt 3.3.1 und 3.3.2 beschrieben. Hier besprechen wir weitere wichtige Komponenten. Zunächst ist hier die bereits erwähnte 12,4 mm dicke Sphäre zu nennen, welche das Modulinnere vor den beim Wiedereinfrieren entstehenden immensen Drücken von bis zu 400 bar schützt. Wichtig ist, dass das Tscherenkowlicht möglichst verlustfrei auf die Oberfläche des Photonenvervielfachers trifft. Aus diesem Grund schmiegt sich der

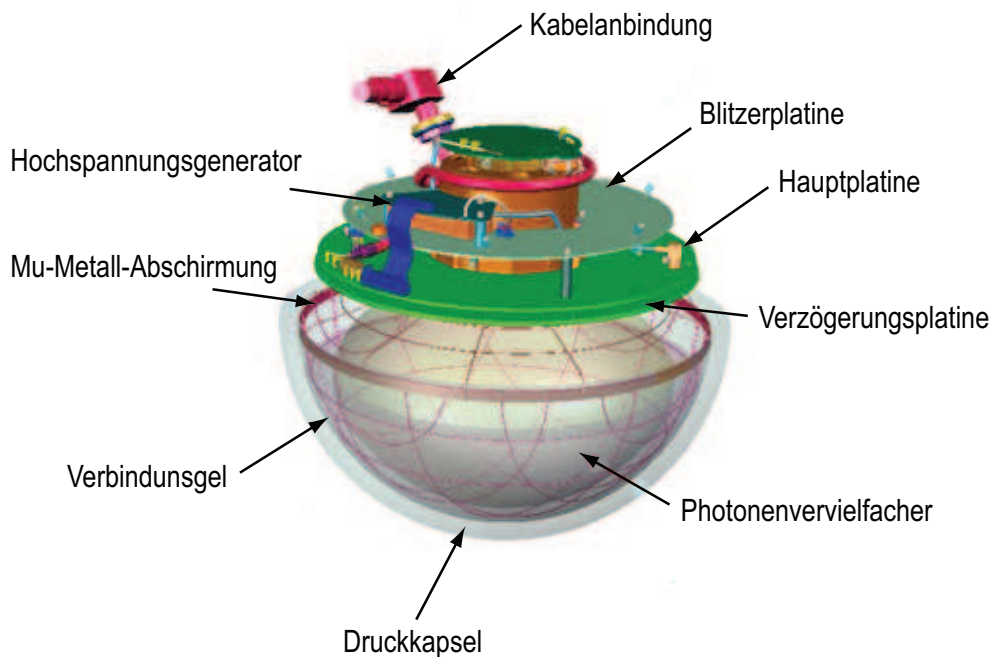


Abbildung 3.3.: Aufbau eines Digital-Optischen-Moduls. Um die, im Text beschriebenen Komponenten sichtbar zu machen, ist in der Skizze die obere Halbschale der Glasummantelung entfernt worden.

Photonenvervielfacher in ein Gel-Bett ein. Dieses RTV⁶-Gel koppelt den Photonemvervielfacher optisch mit dem Glas und bietet einen zusätzlichen Stoßschutz bei der Installation. Glas und Gel sind auf maximale Durchlässigkeiten im Quanteneffizienzmaximum des Photonemvervielfachers optimiert ($\sim 420 \text{ nm}$) und beschneiden das Detektionsspektrum nur bei kleinen Wellenlängen $\sim 3000 \text{ nm}$ signifikant.

Umgeben ist der Photonemvervielfacher von einem Käfig aus Mu-Metall⁷. Bedingt durch seine hohe magnetischer Permeabilität, konzentriert sich der magnetische Fluss niederfrequenter Magnetfelder im Material. Das variierende Erdmagnetfeld wird somit abgeschirmt und verfälscht die Messung nicht.

Die Stromversorgung des Moduls wird durch eine Kabelanbindung zu Oberfläche mit niedriger Spannung von 48 V realisiert. Die für den Betrieb des Photonemvervielfachers nötige Kathodenhochspannung von $1300 - 1500 \text{ V}$ wird auf der im Modul befindlichen Generatorplatine transformiert. Dies hat den Vorteil, dass Schwankungen der bereitgestellten Gleichspannung nicht an den Photonemvervielfacher weitergegeben werden. Die angelegte Stromversorgung stellt zudem den Betrieb aller Elektronik-Baugruppen sicher. Das komplette Modul verbraucht $3,5 \text{ W}$. Dies führt

⁶Es handelt sich dabei um ein kalt vernetzenden Silikonkautschuk. RTV steht für Raumtemperatur vernetzend. Im Falle von IceCube wurde GE6156RTV eingesetzt.

⁷Mu-Metall oder Permalloy ist eine weichmagnetische Nickel-Eisen-Legierung hoher magnetischer Permeabilität.

zu einer Erwärmung des Modules um etwa 10°C gegenüber der umgebenden Eistemperatur. Ein weiteres wichtiges Bauteil ist die Blitzerplatine (*Flasher Board*). Sie dient zum Einem der Moduleleuchtung und zum Anderen zum Vermessen der optischen Eigenschaften des umgebenden Eises. Auf ihr sind zwölf unabhängig ansteuerbare LEDs⁸ angeordnet. Diese sind in der Lage, Lichtpulse von 10 – 100 ns Breite zu emittieren, welche vom Modul selbst oder anderen Modulen registriert werden können. Ein solcher schwacher Lichtpuls kann zur Simulierung eines Einzelphotonenpulses benutzt werden, mittels diesem die Elektronik zur Signalaufzeichnung geeicht werden kann. Ebenfalls kann aufgrund des zeitlich wohl definierten Aussenden eines solchen Signals die Übertragungszeit zwischen Elektronik und Photonenvervielfacher gemessen werden. Diese und weitere Kalibrationsroutinen werden mindestens einmal im Monat mittels der `DOMCal`-Routine durchgeführt. Die Modularität des Detektors erlaubt es in diesem Fall die Hälfte aller DOMs zu kalibrieren während die andere Hälfte weiter physikalische Daten aufnimmt. Die Kalibration führt also zu keinen zusätzlichen Totzeiten des Detektors. Weiterhin können durch Aussenden solcher Blitze und der Vermessung der Lichttransmissionszeiten einerseits die optischen Eigenschaften des umgebenden Eises ermittelt werden, andererseits kann die geometrische Anordnung der DOMs relativ zueinander bestimmt werden.

Die einzige bis jetzt bekannte Schwachstelle des DOMs ist seine Kabelanbindung zur Außenwelt. Sie stellt eine mögliche Bruchstelle beim Einfriervorgang dar und führte in der Vergangenheit zum Ausfall einiger weniger Module. Im Allgemeinen ist anzumerken, dass nur ein Verlust von 2 % aller bis dato platzierten DOMs zu beklagen ist, was aufgrund der extremen Bedingungen hervorragend ist.

3.3.1. Hauptplatine

Das elektronische Herzstück eines DOMs ist seine Hauptplatine. Die auf ihr befindliche Elektronik stellt ist verantwortlich für das Auslesen, Digitalisieren, Prozessieren und Puffern des Photonenvervielfachsignals.

Die Bedingung zur vollständigen Auslese und Digitalisierung eines Wellenzuges ist gegeben, wenn die Anodenspannung einen Wert von $0,25\text{ PE}$ ⁹ überschreitet. Dies bedingt einen Ereignisverlust von $\sim 15\%$. Bei Erreichen der Minimalpulshöhe startet zum folgenden Takt die Digitalisierung des Wellenzuges. Diese wird realisiert durch einen `fADC`¹⁰ und einen `ATWD`¹¹. Um einen Verlust des Signalbeginns zu verhindern, puffert die Verzögerungsplatine (*Delay Bord*) das Signal für 75 ns (*3 Taktzyklen*) und stellt diese für eine weitere Auswertung zur Verfügung. Der `fADC` tastet nun den kontinuierlichen Wellenzug ab und konvertiert diesen in ein diskretes digitales Signal. Dies geschieht mit einer Auflösung von 40 MHz und einer Tiefe von 10 Bit. Insgesamt werden $6,4\ \mu\text{s}$ erfasst, was selbst die durch Streuung verzögerten Photonen eines hoch energetischen Ereignisses berücksichtigt. Zeitgleich startet der `ATWD` die Digitalisierung. Diese ist mit einer Auflösung von 250 MHz-1 GHz sehr viel feiner und kann Strukturen bis 1 ns auflösen. Das schärfere `ATWD`-Sample wird in der Praxis zur Spurrekonstruktion verwendet, da der Triggerzeitpunkt in diesem anhand der feiner aufgelösten Anstiegsflanke bis auf 3,3 ns RMS genau bestimmt werden kann. Auf jeder Hauptplatine befinden sich zwei `ATWD` die in einem sogenannten Ping-Pong-Modus betrieben werden. Dies ist bedingt durch die relativ lange Auslesezeit des Gerätes von 29 μs .

⁸LEDs (Light Emitting Diode) sind eine Klasse von elektronischen Halbleiter-Bauelementen.

⁹Ein PE (Photo Electron) entspricht der Anodenspannung auf welche ein einzelnes Photoelektron nach Durchlauf aller Dynoden verstärkt wird.

¹⁰fast Analog to Digital Converter (`fADC`).

¹¹Analog Transient Waveform Digitizer (`ATWD`).

Die Größe eines digitalisierten Pakets variiert je nach Komplexität des verarbeiteten Wellenzuges, zwischen zwölf und einigen hundert Bytes. Um die Datenrate und somit den Datentransfer zu minimieren, werden die digitalisierten Wellenzüge auf der Hauptplatine komprimiert. Die sogenannte Delta-Kompression reduziert den Datenfluss um einen Faktor von besser als 3, 8. Sie nutzt die Ähnlichkeit aufeinander folgender Wellenpakete aus und überträgt nur deren Unterschied. Weiterhin wird die Datenrate durch das Anwenden verschiedener Koinzidenzbedingungen reduziert. Im Allgemeinen gibt es zwei wesentliche Koinzidenzmodi. Die weiche Koinzidenz (*Soft Local Coincidence, SLC*) und die harte Koinzidenz (*Hard Local Coincidence, HLC*). Die Koinzidenzbedingung beider Modi fordert das mindestens ein darüber oder darunter liegender DOM innerhalb eines Zeitfensters ebenfalls einen Treffer registriert hat. Der Unterschied in beiden Konfigurationen besteht im Versand des Datenpaketes. Im HLC-Modus werden nur bei strikter Erfüllung der genannten Bedingung die aufgenommenen Daten versandt. Im SLC-Modus nicht der Fall werden auch isolierte Treffer verarbeitet. Diese werden mit einem Zeitstempel versehen, das digitalisierte Wellenpaket wird jedoch nicht für den Transfer bereitgestellt. Die Selbstkoinzidenz (*Self Coincidence, SC*) sorgt dafür, dass große Ereignisse (> 2 PE) immer abgetastet und bereit gestellt werden. Die Standardeinstellung im laufenden Betrieb seit 2010 ist die Kombination SLC und SC. Die genannten Maßnahmen reduzieren das stochastische Rauschen um einen Faktor 50 und verringern die Triggerate auf ungefähr 1800 Hz.

Die zentrale Schnittstelle der Elektronikkomponenten auf der Platine ist der FPGA¹². Er realisiert und organisiert jegliche Kommunikation der Komponenten der Hauptplatine untereinander und stellt das Bindeglied zwischen Oberflächen-DAQ und DOM dar. Auf ihm laufen alle softwareseitigen zur Datennahme und Kalibration nötigen Prozesse welche in seinem permanenten Flash-Speicher gespeichert sind. Dies ermöglicht die geforderte Variabilität und Fernwartbarkeit des gesamten Modules, da zu jeder Zeit veränderte Software auf diesen aufgespielt werden kann. Abschließend soll auf den softwareseitig integrierten Überlaufzähler (*Scaler*) eingegangen werden, auf dem die Supernova-Datennahme beruht. Dieser missachtet jegliche Koinzidenzbedingungen und summiert asynchron die diskriminierten Photoenvervielfachersignale in Intervallen von 1, 6384 ms und ordnet diesen einen Zeitstempel aus der laufenden Taktrate zu. Der zur weiteren Prozessierung unhandliche Wert des Zeitfensters ergibt sich aus der Summation von 2^{16} Taktzyklen je Bin: $2^{16}/40 \text{ MHz} = 1, 6384 \text{ ms}$. Aus diesen Supernova-Scaler-Daten werden mittels der Supernova-Datenakquisition (*SNi3DaQ*) die gewünschten synchronisierten Raten gebildet.

3.3.2. Photonenvervielfacher

Als Photonenvervielfacher (PMT) eines IceCube DOMs wurde der Typ Hamamatsu R70881-20¹³ [143] gewählt. Dieser zeichnet sich durch eine gleichförmige, hohe Verstärkung und geringes Rauschen aus. Der Verstärkungsfaktor von $\sim 10^4$ wird durch 10 Dynoden realisiert. Der weite Dynamikbereich von 400 PE/15 ns verhindert eine Übersteuerung bei höchst energetischen Reaktionen. Die Verstärkung ist bei einer Reaktionszeit von unter einer Nanosekunde als nahezu unabhängig von der Eintrittsstelle auf der 10" (25, 4 cm) großen Kathodenoberfläche. Die für die Supernova-Detektion ideale niedrige Dunkelrausrate unter realen Betriebsbedingungen von 470 Hz [144] zeichnet dieses Bauteil weiter aus.

Der Vollständigkeit halber soll an dieser Stelle noch auf die orts- und wellenlängenabhängige Effizienz des Photonenvervielfachers eingegangen werden. Sie ist definiert als das Verhältnis der

¹²Feld Programmable Gate Array (FPGA) ist ein integrierter Schaltkreis der Digitaltechnik, in welchen eine logische Schaltung programmiert werden kann.

¹³Auf die in IceCubes DeepCore verbauten Q.E. DOMs soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Der Unterschied zu den normalen DOMs wird jedoch in allen folgenden Simulationen berücksichtigt.

vom Photonenvervielfacher erzeugten Photoelektronen N_{PE} zu allen auf der Photokathode auftreffenden Photonen N_{PMT}^γ . Die Anzahl der erzeugten Photoelektronen ist eine Funktion der Wellenlänge und des Eintrittswinkels, da die Kathodenoberfläche nicht von überall gleich gut erreicht werden kann. Dies führt zu:

$$\epsilon(\lambda, x, y) = \epsilon_q(\lambda)\epsilon_c(x, y) = \frac{N_{\text{PE}}}{N_{\text{PMT}}^\gamma(\lambda, x, y)} .$$

Wie zu erkennen ist, wird die Effizienz aus messtechnischen Gründen in eine Quanteneffizienz $\epsilon_q(\lambda)$, welche eine Funktion der Wellenlänge ist und somit die Eigenschaften des Kathodenmaterials und des umgebenden Glases trägt, und die Sammeleffizienz $\epsilon_c(x, y)$ separiert, welche ein Funktion des Ortes ist und die aufgeführten geometrischen Effekte berücksichtigt.

Die Bestimmung dieser Effizienzen ist für die Auswertung und Simulation der mit IceCube genommenen Daten von größter Wichtigkeit und wird beständig verbessert.

Untergrundrauschen

Zum Untergrundrauschen des Photonenvervielfachers können neben thermischen und elektrischen Ursachen auch noch weitere physikalische Vorgänge beitragen. Diese wurden anlehend an [38] abgeschätzt.

Anzumerken ist hier, dass der größte Beitrag des Untergrundes durch den saisonal variierenden Fluss atmosphärischer Myonen gestellt wird. Eine detaillierte Abschätzung findet sich in [38]. Im Allgemeinen muss zwischen terrestrischen und extraterrestrischen Neutrinoquellen unterschieden werden. Die erstgenannten, erdgebunden, natürlichen Neutrinoquellen weisen zu geringe Flüsse auf um sie mit IceCube detektieren zu können. Die durch radioaktive Zerfälle innerhalb des Erdmantels erzeugten Neutrinos und Antineutrinos erzeugen lediglich, Flüsse von $10^{10} - 10^{11} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ [145] bei Energien von $0,3 - 3 \text{ MeV}$. Kernkraftwerke fungieren als künstliche Neutrino Fabriken. Sie erzeugen bei der Kernspaltung sechs Antielektronenneutrinos pro gespaltenem Nukleon. Der mittlere Neutrinofluss eines Atomkraftwerkes bei maximalen Energien von 4 MeV , welcher von thermaler Ausgangsleistung, Spaltbreite und der Zusammensetzung der benutzten Brennelemente abhängt, kann durch $\bar{\phi}_{\text{AKW}} = 2,3 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}\text{GW}^{-1}$ angenähert werden [146]. Die weltweit operierenden 436 Atomkraftwerke befinden sich alle zwischen $24 - 60$ nördlicher Breite [147] und erzeugen einen Neutrinofluss von $5,1 \cdot 10^7 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ am geographischen Südpol. Die Signallrate ist somit vernachlässigbar.

Als führende extraplanetare Neutrinoquellen ist unsere Sonne zu nennen. Die, in der pp-Kette bei der Konvertierung von Wasserstoff in Helium erzeugten, Antielektronenneutrinos generieren einen Neutrinofluss von $6 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei relativ geringer maximaler Energie von $0,42 \text{ MeV}$ [145]. Dies induziert lediglich ein Signal von $0,002 \text{ Hz}$ pro DOM und kann aufgrund der fehlenden Richtungsbestimmung somit nicht vom herrschenden Untergrund separiert werden. Integriert man die Neutrino Flüsse aller galaktischen Sterne auf, so stellen diese eine $5 \cdot 10^{-9}$ mal kleinere Rate dar [145]. Der sich aus allen vergangenen Supernovaexplosionen zusammensetzende diffuse Neutrinofluss bewegt sich in der gleichen Größenordnung [148] und kann ebenso vernachlässigt werden.

3.4. Datenakquise

Die in diesem Abschnitt beschriebene Datennahme des IceCube-Detektors unterscheidet im wesentlichen zwischen Hard- und Software-Abläufen. Im Allgemeinen muss weiterhin noch zwischen dem Nachweis hauptsächlich hochenergetischen Neutrinowechselwirkungen ab 10 GeV und die

für diese Arbeit entscheidenden, hauptsächlich e^\pm erzeugenden, niederenergetischen Wechselwirkungen bis 100 MeV unterschieden werden.

Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen werden diese weitgehend in Hard- und Software im Datenakquise-System getrennt behandelt. Im folgenden soll der Datenfluss von der Entstehung im DOM bis zur verarbeitenden Analyse für die Supernova-Datennahme gezeigt werden. Da für diese Arbeit die Analyse beziehungsweise Rekonstruktion von Myonenspuren nicht von Interesse ist soll deshalb für genauere Informationen auf weitere Arbeiten wie zum Beispiel [149] verwiesen werden. Alle in diesem Abschnitt zusammengetragenen Informationen werden in größerem Detail in [150], [151] beschrieben.

3.4.1. Hardware

Die Hauptaufgabe der Datenakquise (DAQ) ist die Bereitstellung und Verarbeitung der erzeugten Modulsignale in feiner Zeitauflösung mit hoher Genauigkeit. Die Anforderung an die verwendete Hardware ist hoch. So müssen die über einen großen Wertebereich erzeugten Modulsignale zuverlässig und zügig verarbeitet werden, weiterhin müssen alle verwendeten Geräte im widrigen Umfeld des Südpoles stabil und dauerhaft voll einsatzfähig sein. Um dies sicherzustellen wurde eine dezentrale DAQ implementiert.

Diese steuert und überträgt die Datennahme der einzelnen DOMs und führt deren Informationen zentral im IceCube-Labor (ICL) zur weiteren Verarbeitung zusammen. Das sich mittig über dem Detektor befindliche ICL beherbergt die gesamte Elektronik sowie alle Computer zum Prozessieren der physikalischen Daten sowie die zur Steuerung und Verwaltung der einzelnen Trossen benötigten Rechner. Anzumerken ist, dass alle verwendeten Computer handelsübliche Geräte sind. Dies gewährleistet einen stetigen Support und eine einfache Wartung beziehungsweise einen einfachen Austausch der Geräte. Ein Austausch ist in regelmäßigen Abständen, bedingt durch die niedrige Luftfeuchtigkeit am Südpol und die damit verbundene vermehrt auftretende statische Aufladung, nötig. So werden mögliche hardwarbedingte Ausfälle minimiert. Vereinzelt auftretenden Fehlfunktionen oder Defekte werden durch die stringente Modularität des Detektors effizient lokal begrenzt, wodurch Totalausfälle verhindert werden. Seit seiner Inbetriebnahme kam es zu keinem fehlerbedingten Komplettausfall. Die einzigen Perioden, in welchen keine Daten durch Hard- und Software aufgenommen werden, sind beschränkt auf die Aktualisierung der Datennahme-Software oder dem Übergang zwischen Datennahmezyklen (*Runs*). Dieser Neustart ist mit einer ungefähr einminütigen Pause, bedingt durch die Reinitialisierung der gesamten Hardware, verknüpft. Vorgreifend kann erwähnt werden, dass das Gesamtedatennahmepaket extrem robust und zuverlässig operiert. Die durchschnittliche Laufzeit (*Uptime*) liegt trotz des alljährlichen Ausbaus des Detektors parallel zur Datennahme bei $\sim 98\%$.

Alle an einer Trosse befindlichen DOMs sind über spezielle Schnittstellenkarten, den sogenannten DOM Receiver Boards (*DOR-Karten*) an einem DOMHub-Rechner angeschlossen. Eine DOR-Karte kann acht DOMs separat ansteuern; in den DOMHubs sind jeweils acht dieser Karten eingebaut. Diese erlauben auch eine Steuerung der beiden auf der Oberfläche verorteten IceTop-Module. Die Aufgabe der DOR-Karte ist die Steuerung und Verwaltung der einzelnen an sie angeschlossenen DOM-Einheiten. Sie initiiert und programmiert die für die Datennahme und Kalibration nötigen Aktionen. Sie kontrolliert zudem die Stromversorgung und ist für die Zeitsynchronisation des Moduls verantwortlich. Ihre wichtigste Aufgabe besteht allerdings im Abruf der Rohdaten. Dieser Vorgang geschieht bis zu zehnmal pro Sekunde. Anfallende Daten werden an den Analyserrechner der übergeordneten DAQ weitergeleitet (siehe Abschnitt 3.4.2).

Die physikalische Verbindung zwischen den DOMs und der Oberfläche wird durch das circa 3 cm dicke Trossenkabel - den String - gewährleistet. In diesem Trossenkabel sind 16×4 Twisted-Pair-

Kabel¹⁴ zur Kommunikation der 60 DOMs mit dem DOMHub beziehungsweise den DORs und benachbarten DOMs untereinander untergebracht. Neben sämtlichen Daten zur Kommunikation und Zeitsynchronisation wird über dieses Kabel auch noch die Gleichspannungversorgung der einzelnen Module von 48 V übertragen. Diese Spannung wird im DOM selbst auf die benötigte Hochspannung von ~ 2 kV für die Photonenvervielfacher und die zur Steuerung der Hauptplatine nötige Niederspannung von 1,8 – 3,3 V transformiert (siehe Abschnitt 3.3). Das Trossenkabel selbst ist derart beschaffen, dass es keine nennenswerte Längenänderung durch sein Eigengewicht aufweist. Diese wichtige Eigenschaft gewährleistet, dass die Module im gewünschten Abstand einfrieren.

Die digitale Übertragung der Daten ist mit dem in der Telekommunikation weit verbreiteten T1-Multiplexlevel¹⁵ realisiert und ermöglicht eine maximale Datenrate von 155 MBit/s. Lediglich die Kommunikation zwischen DOM und DOR-Karte ist halbduplex. Information zwischen beiden Schnittstellen können also nur jeweils in eine Richtung übertragen werden. Obwohl im wechselseitigem Betrieb Daten nur immer in eine Richtung versandt werden können, ist die in der Praxis anfallende Höchststrafe von 900 kB problemlos zu verarbeiten. Der gesamte Datentransfer basiert auf dem in der Netzwerktechnik weit verbreitetem TCP/IP¹⁶-Protokoll. Dieses Internet-Standard-Protokoll erkennt und verhindert durch zyklische Redundanzprüfung den Verlust von Datenpaketen und eignet sich somit vortrefflich für den dauerhaften Datenaustausch.

Eine besondere Schwierigkeit im Betrieb des Detektors liegt in der Zeitsynchronisation der einzelnen Komponenten. Bedingt durch den modularen Aufbau treten dort erhebliche Probleme auf, welche durch einen nicht unerheblichen Aufwand von Hard- und Software bewältigt ist.

Die „Eigenzeit“ eines einzelnen Moduls wird durch einen temperaturstabilisierten, auf 40 MHz gedoppelten, individuell getakteten Kristall erzeugt. Auftretende Unterschiede in den Modulzeiten entstehen durch geringe Frequenzunterschiede der einzelnen Kristalle. Die Modulzeiten müssen deshalb stetig synchronisiert werden, da ein asynchroner Betrieb zum Beispiel eine genaue Spurrekonstruktion unmöglich machen würde. Die für die zeitliche Auflösung des Detektors geforderten 10 ns werden durch periodischen Synchronisieren auf die IceCube-Time (ICT) mittels RAPcal (*Reciprocal Active Pulsing Calibrartion*) erreicht.

Das am DESY entwickelte RAPcal ermöglicht eine Zeitauflösung von unter 3 ns RMS für den gesamten IceCube-Detektor. Die erreichte Zeitauflösung der einzelnen DOMs liegt bei 1 – 2 ns RMS und wird auf folgende Weise erreicht. Ein auf der DOR-Karte generierter Testpuls wird zum DOM versandt. Dieser digitalisiert diesen Puls und ermittelt basierend auf vier Stützstellen einen Zeitstempel. Die Zeitinformation wird mit einem identischen Testpuls an die DOR-Karte zurückversandt. Diese digitalisiert den Testpuls erneut und errechnet anhand der Zeitstempel eine mittlere Zeitdifferenz Δt_{DOR} zwischen Ab- und Ankunftszeit des Pulses. Der gleiche Prozess wird auf dem DOM durchgeführt und stellt demnach die Zeitmessung Δt_{DOM} bereit. Mittels dieser Zeitdifferenzen lässt sich das Verhältnis der Oszillationsfrequenzen berechnen:

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

¹⁴Als Twisted-Pair-Kabel oder Kabel mit verdrehten Adernpaaren bezeichnet man ein in der Netzwerktechnik übliches Kabeltyp, bei welchem zwei Kabeladern gegeneinander verdreht sind. Diese Geometrie bewirkt eine Abschirmung gegenüber magnetischen Wechselfeldern und elektrostatische Beeinflussungen auf die übertragenen Signale, da sich diese aufgrund der Verzwirbelung gegenseitig aufheben.

¹⁵Als Trunk 1 (T1) bezeichnet man in der Telefonie den ersten Multiplexlevel des US-amerikanischen Telefonsystems. Das multiplexen ermöglicht das gleichzeitige Übertragen mehrerer logischer Kanäle über einen physikalischen Kanal. Dies findet in der Telekommunikation Verwendung durch das gleichzeitige Übertragen von Sprach- und Dateninformationen.

¹⁶Transmission Control Protocol/Internet Protocol (TCP/IP).

Da aufgrund baugleicher Hardware keine Laufzeitunterschiede auftreten, ist ein symmetrische Signalmweg gegeben. Die in eine Richtung gemessene Signallaufzeit ist demnach gleich der halben Umlaufzeit. Dies kann nun zur Berechnung der Zeitkorrektur verwendet werden. RAPCal aktualisiert die DOM-Zeit zu ICT zweimal in der Sekunde und ist somit in der Lage, kurze Fluktuationen der Oszillatorfrequenz zu korrigieren. Eine GPS¹⁷-Empfänger stellt die UTC-Zeit für alle DOM-Hubs bereit. Sie wird zu den Datenpaketen der synchronisierten DOMs hinzugefügt. Die aus der Benutzung der einzelnen Komponenten RAPCal, GPS-Modul und DOMHub-Synchronisation entstandene Unsicherheit des UTC-Zeitstempels liegt bei 10 ns RMS in einem Zeitfenster von 24 h und arbeitet somit äußerst zufriedenstellend.

3.4.2. Software

Die zur Datenakquise benötigte Software besteht aus mehreren separaten Komponenten. Um den hohen Anforderungen an die Hardware gerecht zu werden, handelt es sich bei den im folgenden beschriebenen Bausteinen um eigens für das IceCube-Projekt entwickelte Software. Das Zentraler Softwarepaket ist die für Steuerung, Konfiguration und Überwachung des Detektors verantwortliche `pDaq`. Der Fluss des Datenstroms ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Die kompakteste, jedoch essentiellste Software ist die auf jedem einzelnen DOM laufenden `DOMApp`-Software. Sie steuert die Belange des Moduls und stellt die aufgezeichneten Daten der übergeordneten DAQ-Instanz zur Verfügung. Diese übergeordnete Komponente ist die auf den DOMHubs implementierte `StringHub`-Software. Sie basiert auf JAVA¹⁸ und dient als logische Schnittstelle zwischen den DOMs und den Komponenten der DAQ. Ihre Aufgabe ist das Konfigurieren und Auslesen des kontinuierlichen Datenstromes aller an den DOMHub angeschlossener Module. Sie unterteilt den ausgelesenen Datenstrom in vier verschiedene Kategorien. So werden mittels weiterer Subkomponenten die folgenden Datenpakete bis zu einer durch die `pDaq` initiierten Anforderung vorgehalten: die Ereignisinformationen der Myondaten (`EventBuilder`), den Monitoringinformationen (`monBuilder`), die Daten der Zeitkalibration (`tCalBuilder`) und die Supernova-Scaler-Daten (`snBuilder`). Weiterhin hat der `StringHub` die Aufgabe, trossenweite Filter zu applizieren und die Trigger-Systeme entsprechend zu informieren.

Die `pDaq` verknüpft die verschiedenen `StringHubs` mittels JAVA-RMI¹⁹ und führt ihre Daten zusammen. Sie sortiert den detektorweiten Datenstrom zeitlich, und leitet ihn an die Analyseprogramme weiter. IceCube wird in seiner finalen Konfiguration mit 86 versenkten Trossen eine mittlere Datenrate von 12 MB/s bei einer mittleren Triggerrate von 2800 MHz erzeugen. Um diese Datenmenge verwalten und bearbeiten zu können laufen mehrere Instanzen der `pDaq` zeitgleich. Dies ermöglicht eine Aufteilung des Detektors in mehrere Sub-Detektoren, was vor allem für Kalibrationszwecke von Vorteil ist. Abschließend ist zu bemerken, dass mit dem andauernden Ausbau des Detektor auch eine stetige Entwicklung der Software verbunden ist. Diese wird beständig verbessert und von Fehlern befreit.

3.5. Supernova Suche und Nachweis

Die Suche nach Supernova-Ausbrüchen und der entsprechende Optimus von Datennahme und Qualitätsüberwachung ist Hauptziel dieser Arbeit. Im Folgenden soll auf die zugrunde liegenden

¹⁷Global Positioning System (GPS) ist ein globales Navigationssatellitensystem zur Positionsbestimmung und Zeitmessung.

¹⁸Java ist eine von Sun Microsystems entwickelte objektorientierte Programmiersprache.

¹⁹Die JAVA Remote Method Invocation (RMI) realisiert den Aufruf entfernter Methoden. Dass heißt es werden Prozesse oder Methoden von einem entfernten Rechner über dezidierte Netzwerkports aufgerufen.

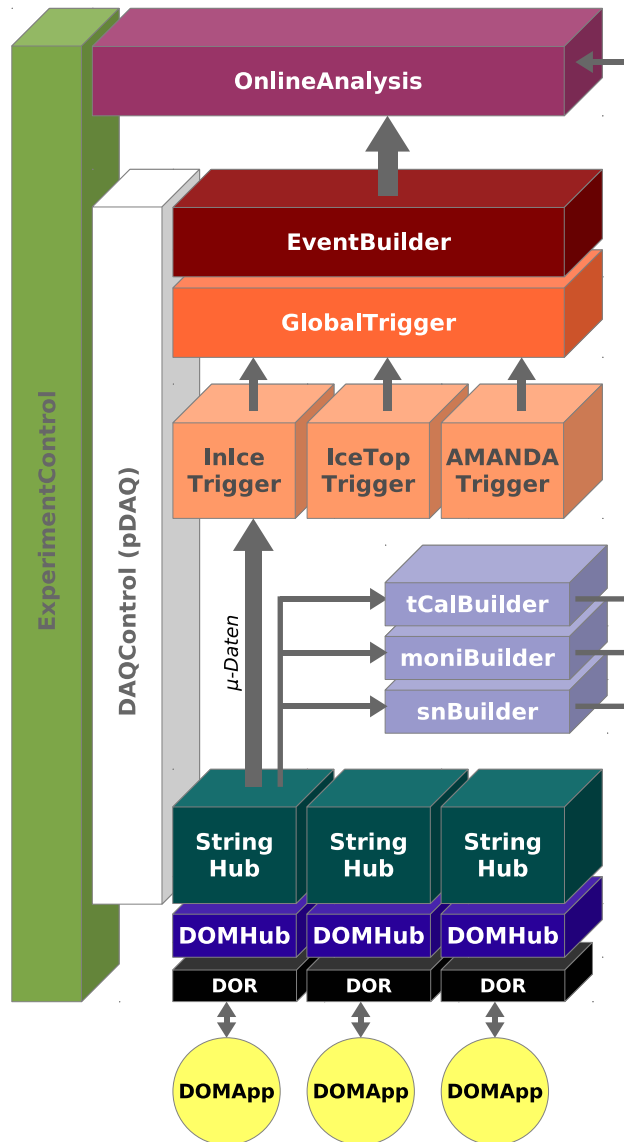


Abbildung 3.4.: Die Abbildung zeigt das von unten nach oben zu lesende Struktogramm der Datenflüsse in IceCubes pDAQ.

Algorithmen und deren technische Umsetzung eingegangen werden.

3.5.1. Supernova Software - SNI3Daq

Die Datenakquise, sowie die Echtzeit-Analyse der Supernova-Daten, finden durch das Supernova-Software-Paket SNI3Daq statt. Im folgenden soll auf deren besondere Eigenschaften, die speziellen Anforderungen und Funktionsweisen eingegangen werden. Die Entwicklung sowie Implementierung der SNI3Daq ist integraler Bestandteil der Dissertation von Alexander Piègsa. Für eine detaillierte Beschreibung wird deshalb auf [38] verwiesen.

Die sich in Betrieb befindliche Supernova-Analysesoftware basiert auf einer Weiterentwicklung der alten AMANDA-Supernova-Datenakquise (SNDaQ) [11]. Das Funktionsprinzip sowie die etablierte Echtzeitanalyse konnten für IceCube adaptiert werden. Allein aufgrund des abgelegenen Standortes des Detektors ergeben sich spezielle Anforderungen an das System. Installation, Wartung und Steuerung müssen aus der Ferne möglich sein. Eine einfache Bedienbarkeit muss für die saisonal wechselnden Überwinterer, welche den Detektor im australen Winter gangbar halten, gewährleistet werden. Das System sollte eine hohe Stabilität aufweisen, um den von der pDaq (siehe Abschnitt 3.4.2) bereitgestellten nahezu ununterbrochenen Datenstrom zuverlässig zu bearbeiten und zu evaluieren. Die Fehlzeiten (*downtime*), also die Zeit in welcher das System nicht operativ ist, muss aufgrund der Seltenheit des zu erwartenden Signals (siehe Abschnitt 2.4.3) minimiert werden. Eine Reihe von Auswertungs- und Überwachungsprogrammen sorgt für die reibungsfreie Durchführung der Echtzeitanalyse (siehe Abbildung 3.5). Ein wichtiges Kontroll- und Überwachungsorgan ist in diesem Zusammenhang das in Abschnitt 3 beschriebene IceCube-LiveSystem. Bedingt durch seinen isolierten Standort muss das System aufgrund der limitierten Bandbreite der Datenübertragung via Satellit die zu transferierende Datenrate gering halten.

Eine strikte Separierung der pDaq, welche die Rohdaten zur Analyse bereitstellt, und der SNI3Daq erlauben ein autarkes Bearbeiten der Daten durch das System. Die zur sinnvollen Datennahme und Echtzeitauswertung einzig nötigen Schnittstellen zwischen den beiden Systemen sind der Austausch der Rohdaten und die Übermittlung der Detektorkonfiguration. Der Datenfluss zwischen den Programmen geht strikt in eine Richtung. Die pDaq stellt die von ihr aufgenommenen Scaler-Werte, das heißt die summierten Ereignisse pro Zeiteinheit aller N_{DOM} DOMs inklusive des Datennahmezeitstempels, als Rohdaten bereit. Nachdem die aktuelle Detektorkonfiguration des Datennahmezyklus mittels einer MySQL-Datenbank²⁰ ermittelt wurde, werden die zur Verfügung gestellten Rohdaten vom SNI3Daq-System eingelesen. Danach werden diese synchronisiert und rebinnert. Die Datenevaluierung durch den Analyse Algorithmus (siehe Abschnitt 3.5.2) erfolgt in drei unterschiedlichen Zeitbasen: 500 ms, 4 s und 10 s. Erfasst die Software einen möglichen Supernova-Kandidaten, so werden in einem Zeitfenster von 10 s vor und nach dem Ereigniszeitpunkt Daten im feinst möglichen synchronisiertem Binning von 2 ms für eine genauere Auswertung gespeichert und für den Transfer in den Norden bereit gestellt. Die Supernova-Software bedient sich der ROOT-Analysesoftware [152] und speichert die prozessierten Daten als ROOT-Dateien ab. Perl²¹ Skripte sorgen für eine korrekte und fehlerfreie Behandlung der einzelnen Datenströme. Prozessierte Dateien werden zum Transfer in den Norden und zur gleichzeitigen Archivierung an SPADE (*South Pole Archival and Data Exchange*) übermittelt.

Im Falle eines ermittelten Supernova-Kandidaten löst die SNI3Daq einen Supernova-Alarm aus. Dieser Alarm sollte sofort an SNEWS (siehe Abschnitt 3.5.3) weitergeleitet werden. Dies stellt

²⁰MySQL ist ein Open-Source-Software relationales Datenbankverwaltungssystem, welches sich der Datenbanksprache SQL (*Structured Query Language*) bedient.

²¹Perl (*Practical Extraction and Report Language*) ist eine freie, plattformunabhängige und interpretierte Skriptsprache.

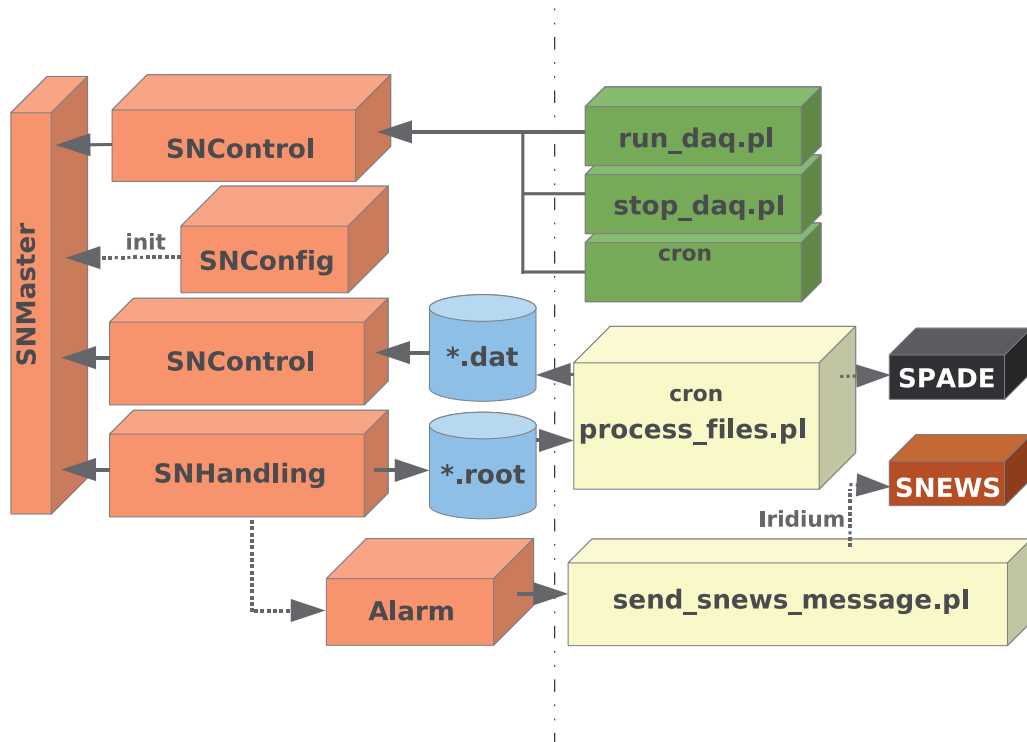


Abbildung 3.5.: Die Abbildung zeigt schematisch die Funktionsweise der SNi3Daq. Die vertikale Linie separiert hier die eigentliche Software von externen Skripten. Die in grün dargestellten Module dienen der Steuerung der Supernova-Datennahme. Der in gelb erkennliche Block stellt das processfiles Skript dar, welches einerseits die von der pDaq bereit gestellten Rohdaten verwaltet und andererseits die zu ROOT-Dateien prozessierten Daten zum Transfer in den Norden zu SPADE verschiebt. Einlaufende Rohdaten werden durch SNHistogram zeitlich synchronisiert und rebinnert, bevor diese der eigentlichen Echtzeit-Analyse unterworfen werden. Diese, sowie das Herausschreiben der ROOT-Datensätze erfolgt durch den SNHandler. Gesteuert wird das komplexe Framuxe Framwork durch die SNMaster-Routine. Im Falle eines Alarms sorgt send_snews_message für einen Transfer des Datagrammes nach Mainz wo es für einen Versand zu SNEWS aufbereitet wird.

sich aufgrund der nur temporär zur Verfügung stehenden Internetverbindung in den Norden als schwierig dar. Die Weiterleitung des Alarm-Datagrammes erfolgt über eine Zwischenstation in Mainz und nutzt den IRIDIUM-Satellitenverbund²², welcher in der Lage ist sogenannte SBD (*Short Burst Datagram*) von maximal 1,8 kB zu übertragen. Dies gewährleistet im praktizierten Dauerbetrieb eine kontinuierliche Abdeckung und somit die schnellstmögliche Alarmübertragung. Abschließend ist zu bemerken, dass die Steuerung der Software, auch im Hinblick auf eine Anbindung an das IceCube-LiveSystem, stark vereinfacht wurde. Das System lässt sich durch einfachste Konsolenaufrufe mittels weniger Skripte vollends steuern und warten.

3.5.2. Analyse Algorithmus

Die grundsätzliche Überlegung der Suche nach Supernova-Kandidaten mit dem IceCube-Detektor basiert auf der kollektiven mittleren Abweichung der Raten aller Digital-Optischen-Module von ihren Mittelwerten [153]. Da anzunehmen ist, dass die Neutrinos eines Supernova-Ausbruchs den gesamten Detektor nahezu isotrop erhellen, ist ein Ansatz welcher die Homogenität der Erleuchtung im Eis quantifiziert zulässig und führt zu dem im folgenden beschriebenen Analysealgorithmus.

Unter den Annahmen, dass Rauschraten verschiedener Module und individuelle Modulrauschraten r_i unkorreliert sind, folgen die in einem Zeitintervall Δt gemessenen Pulszahlen n einer Poissonverteilung. Der eingeführte Index i steht für ein einzelnes Modul und läuft von 1 bis zur Anzahl der an der Analyse teilnehmenden Module N_{DOM} . Eine kollektive Ratenabweichung $\Delta\mu$ vom Erwartungswert der Gesamtrauschraten μ_i kann somit zu jedem Zeitpunkt als Maß für die Stärke eines Signals über die Maximierung der gegebenen Likelihood

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

bestimmt werden (*eine detaillierte Ableitung der Likelihood-Funktion findet sich in [11]*). Der Parameter ϵ_i beschreibt die relativen Sensitivitäten der einzelnen Modulklassen untereinander²³. Um die Gültigkeit dieses Ansatz zu gewährleisten müssen die Einzelraten aller N_{DOM} optischen Module einer Gaussverteilung mit Breite σ_i und Mittelwert μ_i folgen. Dies ist durch den Zentralen Grenzwertsatz gewährleistet. Dieser besagt, dass jede unabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung bei ausreichend hoher Anzahl unabhängiger, identisch verteilter Messwerte in die Normalverteilung übergeht. Die dazu benötigte hohe Anzahl an Messwerten wird durch genügend große Messzeiten realisiert. Die Raten können also durch Gauss²⁴-Verteilungen beschrieben werden.

Likelihoodfunktionen zeigen in der Praxis häufig große Wertebereiche. Aus diesem Grund gestaltet sich eine numerischen Suche des Maximums von \mathcal{L} oft schwierig. Einfacher ist es stattdessen den negativen Logarithmus dieser Funktion zu minimieren. Für die bereits angeführte Likelihood-

²²Die 72 Kommunikationssatelliten der Firma IRIDIUM LCC bilden ein weltumspannendes Netz - IRIDIUM. Sie bewegen sich in 780km Höhe auf polaren Umlaufbahnen, was eine lückenlose Abdeckung der Erdoberfläche gewährleistet. Speziell an den geographischen Polkappen ist aufgrund der gewählten Umlaufbahn immer eine Verbindung möglich. Bedingt durch die Fähigkeit des Verbundes ebenfalls zwischen den Satelliten zu kommunizieren ist eine schnelle und auf Wunsch auch permanente Verbindung möglich.

²³Die in IceCubes DeepCore verbauten DOMs weisen eine, im Vergleich zu den standard DOMs, höhere Quanteneffizienz auf, und die Absorptionslängen sind tiefenabhängig. Der Faktor ϵ_i trägt diesen Umständen genüge.

²⁴Carl Friedrich Gauss (*1777 - †1855) deutscher Mathematiker.

funktion ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$-2 \log \mathcal{L}(\Delta\mu) + \text{const.} = \chi^2(\Delta\mu) = \sum_{i=1}^{N_{\text{DOM}}} \left(\frac{r_i - (\mu_i + \epsilon_i \Delta\mu)}{\sigma_i} \right)^2 .$$

Eine Maximierung von $\mathcal{L}(\Delta\mu)$ ist demnach analog zur Minimierung der gezeigten χ^2 -Summe. Diese χ^2 -Summe ist ein Maß für die Güte der Anpassung von $\Delta\mu$ an alle gemessenen Einzelraten r_i . Sie stellt zudem ein Maß für die Isotropie der Überhöhung der Einzelrausraten als Abweichung von $\Delta\mu$ dar und beschreibt somit den Grad der isotropen Erhellung des Detektors. Eine analytische Berechnung des Minimums ist möglich und führt zu folgender kollektiver Ratenabweichung:

$$\Delta\mu = \sigma_{\Delta\mu}^2 \sum_{i=1}^{N_{\text{DOM}}} \left(\frac{\epsilon_i (r_i - \mu_i)}{\sigma_i^2} \right) .$$

Aus der Forderung, dass die Likelihood um eins wächst, falls der zu ermittelnde Parameter um seine Streuung vergrößert wird $\mathcal{L}(\Delta\mu \pm \sigma_{\Delta\mu}) \equiv \mathcal{L}(\Delta\mu \pm 1)$, berechnet sich die Unsicherheit beziehungsweise der Fehler von $\Delta\mu$ ²⁵ zu

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

Der Umstand das alle Kenngrößen auf einfache Summen zurück geführt werden können ermöglicht eine schnelle und effiziente Echtzeit-Analyse der Daten. Eine ausführliche Beschreibung sowie die Implementierung in IceCube findet sich in [38].

Die Signifikanz der Signalthypothese $s = \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$ ist das Maß für die Stärke der Detektorerhellung. Sie sollte bei Abwesenheit eines externen Signals einen Mittelwert von $\langle \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu} \rangle = 0$ und eine Breite von $\sigma_{\Delta\mu}/\sigma_{\Delta\mu} = 1$ zeigen. Ereignisse welche eine signifikante Abweichung vom Mittelwert aufweisen werden als Supernova-Kandidaten interpretiert. Diese werden je nach Stärke der Abweichung genaueren Analysen unterzogen.

3.5.3. SNEWS - Supernova Early Warning System

Bis zum heutigen Zeitpunkt war es Astronomen nicht möglich die ansteigende Lichtkurve einer Supernova zu vermessen. Oftmals wird die Lichtsignatur kollabierender beziehungsweise kollabierter Sterne erst in ihrem Helligkeitsmaximum entdeckt. Es kann somit nur noch die abklingende Leuchtkurve vermessen werden; interessante Einblicke in die Physik der frühen Kollapsphasen bleiben verwehrt. Aufgrund der in Abschnitt 2 beschriebenen Prozesse ist es den während des Sternkollaps entstehenden Neutrinos möglich ihr Entstehungsgebiet nahezu prompt zu verlassen. Dies steht im Gegensatz zur elektromagnetischen Strahlung. Die äußeren Hüllen des Sterns bilden ein opakes Hindernis für Photonen. Sie werden, je nach Masse des Sterns, erst Stunden oder Tage später abgestrahlt, wenn die expandierende Hülle ausreichend ausgedünnt ist. Die Zeitdifferenz zwischen Neutrino- und optischem Signal ist hinreichend groß um Teleskope frühzeitig zu präparieren und auszurichten. Eine Vermessung der frühesten Lichtkurve wäre demzufolge möglich und könnte interessante physikalische Daten, zum Beispiel zur theoretischen Beschreibung des Explosionsmechanismus, liefern.

²⁵Der Fehler läßt sich ebenfalls durch die Gaussische Fehlerfortpflanzung berechnen.

Das Supernova Early Warning System (SNEWS) [154] hat sich zur Aufgabe gemacht genau diesen Zweck zu erfüllen. Es soll Astronomen zuverlässig über eine bevorstehende Supernova informieren. Dies wird durch einen Verbund von geeigneten Neutrinodetektoren realisiert. Die zur Zeit beteiligten Experimente sind Super-Kamiokande, LVD, IceCube und derzeit noch in der Testphase Borexino (siehe Abschnitt 3.7). Die genannten Detektoren senden ihre Supernova-Kandidaten in Form von verschlüsselten Datagrammen an den im Brookhaven-National-Laboratory (BNL)²⁶ befindlichen SNEWS-Server. Die Datagramme enthalten je nach Fähigkeit des Detektors Zeit und Richtungsinformationen des Kandidaten. Um einen SNEWS-Alarm auszulösen sind verschiedene Koinzidenzbedingungen nötig. Zum einen müssen Alarmmeldungen von zwei der beteiligte Experimente innerhalb eines Zeitfensters von 10 s eingehen. Da jedes individuelle Experiment eine Höchstalarmrate von einem Alarm in 10 d hat, wird in Verbindung mit dem Koinzidenzzeitfenster der bei jedem Detektor vorkommende nicht-Poissonische Untergrund unterdrückt [155]. Die mit der Poissonstatistik verträgliche Alarmrate muss zum Anderen auch über mehrere Monate stabil sein. Diese Bedingung führt zu einem, von SNEWS erlaubten, Fehlalarm pro Jahrhundert. Im Falle eines SNEWS-Alarms werden neben den Mitgliedern auch die zahlreichen Abonnenten mittels verschlüsselten Emails informiert. Da die Richtungsinformationen aus den Alarmmeldungen sehr begrenzt sind, werden vor allem Amateur- und Hobbyastronomen durch den Alarm mobilisiert. Diese Armada an Astronomen ist in der Lage großflächige Beobachtungen des Nachthimmels durchzuführen. Eine frühe Detektion der Leuchtkurve ist demnach sehr wahrscheinlich. Bis zum derzeitigen Tag wurde leider noch kein hochwertiger SNEWS-Alarm ausgelöst.

3.6. Supernova-Signale in IceCube

Die Simulation der durch Supernovae ausgelösten Neutrinosignale ist für die in dieser Arbeit angeführten Analysen und deren Ergebnisse essentiell. Im Folgenden soll deshalb auf die theoretische Berechnung eines solchen Signales und die Berechnung benötigten Größen eingegangen werden. Die technische Umsetzung einer solchen Simulation ist in 5 beschrieben.

3.6.1. Effektives Photonen Volumen

Eine der zentralen Größen in der Abschätzung der Supernova-Signalerwartung in IceCube ist das effektive Volumen für Photonen V_{eff}^γ . Im Mittel werden bei einer homogenen und isotropen Verteilung von Licht-Punktquellen im Eis von einem DOM gerade so viele Photonen nachgewiesen, wie innerhalb des effektiven Volumens produziert wurden. Das effektive Volumen ist also ein Maß für die Detektionswahrscheinlichkeit aller entstandener Teilchen in einem normierten Volumen. Stark vereinfacht beschreibt es das Volumen in welchem ein Photon erzeugt werden muss um gerade noch von einem DOM detektiert zu werden.

Es ist definiert als das Volumenintegral über die Wahrscheinlichkeit P^γ , ein in Abstand ρ entstandenes Photon nachzuweisen. Damit ist V_{eff}^γ abhängig von der DOM-Akzeptanz α :

$$V_{\text{eff}}^\gamma(\alpha) = \iiint P^\gamma(\vec{\rho}, \alpha) dV = 4\pi \int_0^\infty P^\gamma(\rho, \alpha) \rho^2 d\rho \quad .$$

Wie später gezeigt, kann P^γ nur unter der Annahme eines homogenen Mediums analytisch berechnet werden. Im Allgemeinen wird P^γ deshalb simuliert. Dies ist vor allem in den implizit eingehenden Eiseigenschaften und resultierenden komplexen Abhängigkeiten der eingehenden Größen

²⁶Aus Redundanzgründen wird ebenfalls ein Datagramm an einen gleichartigen Server an die Universität Bologna versendet.

begründet. Zur Bestimmung des effektiven Volumens für Photonen werden Myonenschauer bei einer Energie von 10 GeV und die somit erzeugten Photonen im Eis simuliert. Dies hat technische Gründe. Die Anzahl der Photonen eines solchen Ereignisses entspricht ungefähr der von Supernova Positronen. Die Propagation dieser Photonen sowie die Spurverfolgung im Eis wird durch das Softwarepaket Photonics [156] [157] realisiert. Um die Eigenschaften des Moduls zu simulieren wurde die Software ROMEO [158] entwickelt. Kombiniert mit verschiedenen Eismodellen (eine detaillierte Beschreibung der Eismodelle findet sich in [159]) ergeben sich unter Benutzung der genannten Werkzeuge die in Abbildung 3.6 dargestellten tiefenabhängigen effektiven Photonenvolumina. Da sie mit der Wellenlänge der simulierten Photonen variieren, wurde für alle in dieser Arbeit angeführten Berechnungen ein Spektralbereich von [300; 600] nm gewählt. Gemittelt über die Tiefe ergeben sich die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Werte für V_{eff}^{γ} . Durch Mit-

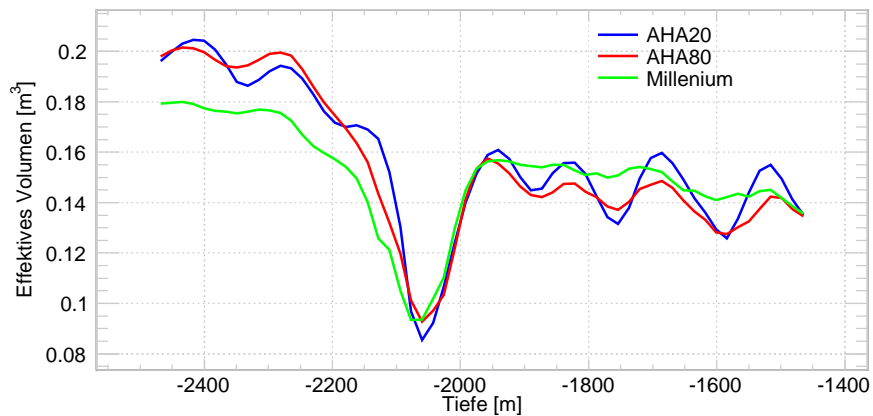


Abbildung 3.6.: Dargestellt ist V_{eff}^{γ} beziehungsweise der tiefenabhängige, integrierte Anteil des detektierten Lichtes einzelner Module für drei verschiedene Eismodelle. Die der Abbildung zugrunde liegende Simulation beinhaltet die komplette DOM-Akzeptanz. Entsprechend der Maxima der Absorption (siehe Abbildung 3.2) sind Minima im effektiven Volumen zu erkennen.

Eismodell	Rastergröße [m]	V_{eff}^{γ} [MeV ³]
AHA07v1	20	0,1576 ± 0,0036
AHA07v1	80	0,1549 ± 0,0010
Millenium	80	0,1512 ± 0,0027
Millenium AMANDA B-10	80	0,1246 ± 0,0023

Tabelle 3.1.: Aufgeführt sind die mit verschiedenen Eismodellen über alle Tiefen gemittelten effektiven Volumina. Zum Vergleich ist das effektive Volumen eines AMANDA B-10 Modules aufgelistet. Der Anstieg des effektiven Volumens in IceCube ist schlicht auf die 56 % größere PMT-Oberfläche der IceCube-Module zurückzuführen. Die Rastergröße ist ein Maß für die Feinheit der Simulation.

teilung aller angegebener Werte erhält man einen Wert für das effektive Volumen von Photonen

von $V_{\text{eff}}^\gamma = (0,1545 \pm 0,0015 \pm 0.0155) \text{ m}^3$. Die neben den statistischen auftretenden systematischen Unsicherheiten haben zum Einen ihren Ursprung in der $\sim 6\%$ Ungenauigkeit des Eismodells, zum Anderen in der Änderung der Streu- und Absorptionskoeffizienten durch den Übergang von Bohrlocheis zu normalem Eis. Dieser Effekt sorgt für eine zusätzliche Unsicherheit im Wert des effektiven Photonenvolumens von $\lesssim 1\%$. Weiterhin müssen Einbußen in der Akzeptanz durch Abschirmung und Abschattung durch Kabeltrossen sowie Metallkäfig berücksichtigt werden. Die Simulation mit korrespondierenden Werten ausgesuchter DOMs („Golden-DOMs“) berechnet. Deshalb muss eine weitere 3% Skalierung der Daten durchgeführt werden. In die gegebenen Unsicherheiten fließen nicht verstandene Randeffekte der PMT-Kathodenoberfläche nicht ein.

Durch den simplifizierten Ansatz eines optisch homogenen Detektormediums, welches keine Streuzentren im Eis ausweist, kann die Wahrscheinlichkeit ein Photon im Abstand ρ von einer isotropen Quelle nachzuweisen, beschrieben werden durch:

$$P^\gamma(\rho; \lambda) = \frac{\epsilon(\lambda)A^{\text{DOM}}}{4\pi\rho^2} e^{-\frac{\rho}{\Lambda_a(\lambda)}} .$$

Dabei ist die Oberfläche eines optischen Moduls durch A^{DOM} gegeben, die wellenlängenabhängigen Größen $\epsilon(\lambda)$ und $\Lambda_a(\lambda)$ beschreiben die mittlere Nachweiseffizienz und die Absorptionslänge. Das Integral über den gesamten Raum liefert den gesuchten Ausdruck:

$$V_{\text{eff}}^\gamma = \int_0^\infty 4\pi\rho^2 \frac{\epsilon(\lambda)A^{\text{DOM}}}{4\pi\rho^2} e^{-\frac{\rho}{\Lambda_a(\lambda)}} .$$

Dieses Integral Eulerscher Art vom Grade $n = 0$ lässt sich einfach lösen und führt zu²⁷

$$V_{\text{eff}}^\gamma = \epsilon(\lambda)A^{\text{DOM}} \cdot \Lambda_a(\lambda) + C = A_{\text{eff}}\Lambda_a(\lambda) + C$$

A_{eff} stellt die effektive Fläche unter Berücksichtigung der DOM-Akzeptanz dar. Die bei der Berechnung auftretende Integrationskonstante C kann als Effekt der Streuung interpretiert werden. Sie dominiert im Bereich kleiner Abstände.

Für eine nachfolgende Signalabschätzung muss die Wahrscheinlichkeit zum Nachweis mehrerer Photonen aus der selben Quelle evaluiert werden. Der Nachweis mehrerer Photonen aus der selben Quelle in einem oder mehreren DOMs führt zum Verlust der statistischen Unabhängigkeit der einzelnen Ereignisse, da die so gemessenen Photonen eine deutliche Korrelation aufweisen würden. Dies müsste bei der Signalthypothese korrigiert werden.

Um den Ansatz zu simplifizieren wird nicht berücksichtigt, dass die erzeugten Photonen in der Realität nicht isotrop in alle Richtungen abgestrahlt werden, sondern sich bedingt durch den Tscherenkow-Effekt auf einem Ring anordnen. Da dieser Effekt durch die kontinuierliche Streuung des Leptons und dessen vorherige isotrope Erzeugung verschmiert wird, ist der begangene Fehler in dieser Abschätzung als gering anzusehen.

Bei einer für Supernova-Ausbrüche typischen mittleren Energie des korrespondierenden Leptons von $E_{e^\pm} = 15 \text{ MeV}$ kann die mittlere Anzahl der erzeugten Tscherenkow-Photonen²⁸, wie in Abschnitt 1.3.2 angeführt, berechnet werden und ergibt sich zu $\bar{N}_\gamma = 2824$. Dies kann mit der Wahrscheinlichkeit P^γ zur mittleren Anzahl detektierter Photonen pro Spur zusammengeführt

²⁷ $\int_0^\infty x^n e^{-x \cdot a} dx = \frac{\Gamma(n+1)}{a^{n+1}} \rightarrow \Gamma(n+1) = n!$ für $n = 0$ folgt $\Gamma(0+1) = 0! = 1$.

²⁸ Die angegebene mittlere Energie basiert auf der in der SN1987A gemessenen Neutrino-Ereignisse. Derzeitige Supernova-Modelle sagen mittlere Energien von $20 - 25 \text{ MeV}$ vorher.

werden. Diese ist dann durch

$$\langle N \rangle = P^\gamma \bar{N}_\gamma$$

gegeben. Die Anzahl N der detektierten Photonen folgt einer Poisson-Statistik mit der mittleren Anzahl $\langle N \rangle$ als Erwartungswert:

$$P_N = \frac{\langle N \rangle^N}{N!} e^{-\langle N \rangle}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein oder mehr Photonen kann zu

$$P_{>0} = 1 - P_0 = 1 - e^{-\langle N \rangle}$$

berechnet werden. Analog ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit mehr als ein Photon zu detektieren:

$$P_{>1} = 1 - P_1 - P_0 = 1 - e^{-\langle N \rangle} (1 + \langle N \rangle)$$

Die berechneten Wahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 3.7 aufgetragen. Der Nachweis zweier

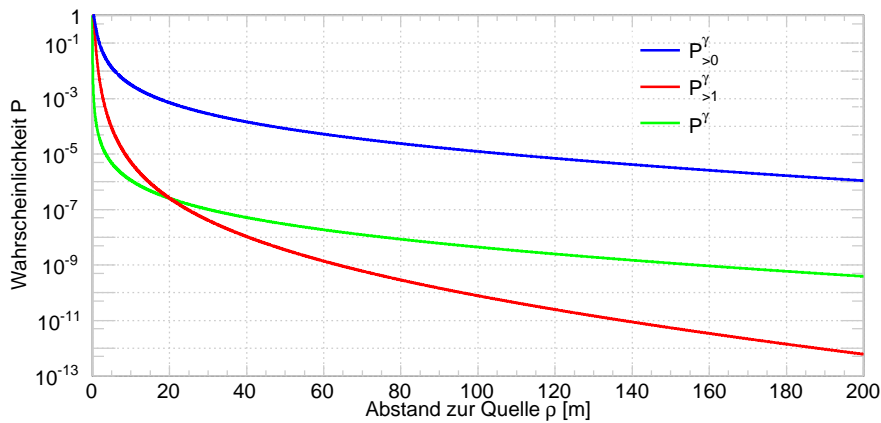


Abbildung 3.7.: Aufgetragen sind die im Text erläuterten Wahrscheinlichkeiten für den Nachweis einzelner oder multipler Photonen in Abhängigkeit des Abstandes.

Photonen, welche im selben Schauer produziert wurden ist unwahrscheinlich. Die Wahrscheinlichkeit einzelne Photonen in zwei benachbarten DOMs des gleichen Schauers zu messen ist genau zwischen den Modulen am größten. Da diese für den IceCube-Detektor 17 m auseinander liegen ist die Wahrscheinlichkeit für die Detektion gegeben durch das Quadrat der Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten $(P_{>0}^\gamma(\rho = 8,5 \text{ m}))^2 = 1.9 \cdot 10^{-5}$. Der Nachweis von mehreren Photonen des selben Ursprungs in einem DOM ist noch kleiner und ergibt sich zu $P_{>1}^\gamma(\rho = 8,5 \text{ m}) = 9.9 \cdot 10^{-6}$. Diese Wahrscheinlichkeit ist vermutlich aufgrund des ausgebildeten Tscherenkow-Kegels unterschätzt²⁹. Diese Tatsache ist aber zu vernachlässigen, da durch die Applikation einer

²⁹In erster Näherung kann der Einfluß des Tscherenkow-Kegels durch $\int r^2 dr d\phi d\cos\theta \delta(r - R) = R^2 2\pi \int_{\cos\theta_1}^{\cos\theta_2} d\cos\theta = 2\pi R^2 (\cos\theta_2 - \cos\theta_1)$ abgeschätzt werden. Nimmt man einen Winkelbereich von $[30; 60]^\circ$ an $[160]$, so führt dies zu einen Faktor von $\sim 1/5$. Die Absolute Wahrscheinlichkeit zwei Photonen aus der selben Quelle zu sehen wäre dann gegeben durch $1/5 P_\gamma^2$.

künstlichen Totzeit (siehe Abschnitt 6) dieser zweite Treffer ohnehin verworfen wird. Ungefähr 99 % aller nachgewiesenen Photonen stammen aus einer Entfernung von $\rho < 19,5$ m. Da $P_{>1}^\gamma$ bereits nach einem Meter eine Größenordnung kleiner ist als $P_{>0}^\gamma$, kann davon ausgegangen werden, dass im Wesentlichen nur ein einzelnes Photon pro Spur nachgewiesen wird. Aus diesen Betrachtungen folgt, dass die effektiven Volumina weitgehend überlappungsfrei sind.

3.6.2. Effektives Elektronen-Positronen Volumen

Um Unabhängigkeit vom Lichtspektrum zu erlangen, wird das effektive Volumen von Elektronen und Positronen $V_{\text{eff}}^{e^\pm}$ eingeführt. Um dieses zu bestimmen ist es nötig, die Lichtausbeute eines Elektrones oder Positrons, welches oberhalb der Tscherenkowschwelle propagiert, zu kennen. Diese wird durch ihre mittlere Weglänge festgelegt. Aufgrund der dauerhaften Streuprozesse des Leptons entspricht die Weglänge nicht der mittleren freien Weglänge. In [11] wurde eine GEANT-4 Simulation für die Propagation eines Elektrons oder Positrons im Südpoleis unter Verwendung der bekannten Eiseigenschaften durchgeführt. Das Ergebnis zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen der Energie des sich oberhalb der Tscherenkowschwelle bewegenden geladenen Leptons und der zurückgelegten Wegstrecke.

$$\bar{x}_{e^+}(E_{e^+}) = (0,577 \pm 0,005) \frac{\text{cm}}{\text{MeV}} \Theta(E_{e^+} - E_T) \cdot (E_{e^+} - E_T)$$

Diese unterscheidet sich leicht zu der von Elektronen. Dort ist der lineare Zusammenhang steiler und ergibt sich zu $\bar{x}_{e^-}(E_{e^-}) = (0,580 \pm 0,005) \frac{\text{cm}}{\text{MeV}} \Theta(E_{e^-} - E_T) \cdot (E_{e^-} - E_T)$. Die mittels dieser Eingangsgrößen berechnete mittlere Spurlänge (siehe Abschnitt 1.3.1) führt zu der bereits mehrfach angeführten mittleren Anzahl erzeugter Tscherenkowphotonen pro Teilchenenergie \bar{N}_γ . Diese dient als Proportionalitätsfaktor zwischen den effektiven Volumina und führt zu:

$$V_{\text{eff}}^{e^\pm}(E_{e^\pm}) = \bar{N}_\gamma(E_{e^\pm}) V_{\text{eff}}^\gamma = (29,9 \pm 0,9 \pm 2,9) \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}} \Theta(E_{e^\pm} - E_T) \cdot (E_{e^\pm} - E_T).$$

Die lineare Skalierung zwischen den effektiven Volumina ist streng genommen nur möglich wenn sich die effektiven Einzelvolumina nicht überlappen. Dies ist für IceCube zwischen den Strings der Fall. Die Situation an einem einzelnen String ist jedoch verschieden, dort kommt es zur geringfügigen Überdeckung zwischen den Volumina einzelner benachbarter DOMs insbesondere in DeepCore.

3.6.3. Erwartete Ereignisrate

Die Ereignisrate, welche im Falle eines Supernova-Ausbruchs zu erwarten ist, lässt sich relativ leicht abschätzen. Hierzu ist die Kenntnis des vom Stern emittierten Neutrinflusses Φ_ν , sowie die zugehörige Energieverteilung der Neutrinos $f_\nu(E_\nu)$ nötig³⁰. Ebenfalls fließen der energieabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt, die Tscherenkow-Schwelle E_T und das effektive Volumen für Elektronen und Positronen $V_{\text{eff}}^{e^\pm}(E_{e^\pm}) = V_{\text{eff},0}^{e^\pm} \Theta(E_{e^\pm} - E_T) \cdot (E_{e^\pm} - E_T)$ ein. Die zusätzliche Rate pro einzeltem DOM ergibt sich somit zu:

$$R = n_{\text{Eis}} \Phi_\nu \int_0^\infty dE_\nu f_\nu(E_\nu) \int_0^\infty dE_e \frac{d}{dE_e} \sigma(E_\nu, E_e) E_e V_{\text{eff}}^{e^\pm}(E_{e^\pm}) .$$

³⁰Das Energiespektrum der Neutrinos wird in der Regel durch eine Funktion der Form $F_\nu^\alpha(E_\nu; \langle E_\nu \rangle, \alpha)$ parametrisiert (siehe Abschnitt 2.4.3). Da im Fall der Berechnung an dieser Stelle auch ein numerisches Spektrum angeführt werden kann, ist der Ausdruck an dieser Stelle durch $f_\nu(E_\nu)$ verallgemeinert.

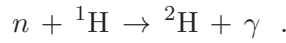
Die Ratenüberhöhung muss nun für alle Reaktionskanäle berechnet werden. Anhand der in Abschnitt 1.2 angeführten verschieden differentiellen Wirkungsquerschnitte ergeben sich die folgenden Teilraten.

Mit der in Abschnitt 1.2.1 gegebenen mittleren Positronen-Energie von $\langle E_{e^+} \rangle$ ergibt sich für die Reaktion des inversen β -Zerfalls folgender Ausdruck:

$$R_{\bar{\nu}_e(p,n)e^+} = n_{\text{Eis}} \Phi_{\bar{\nu}_e} \int_0^\infty f_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) \sigma(E_{\bar{\nu}_e}, \langle E_{e^+} \rangle) V_{\text{eff}}^{e^+}(\langle E_{e^+} \rangle) dE_{\bar{\nu}_e} .$$

Um die erwartete Ereignisrate abschätzen zu können müssen nicht nur die reinen Neutrinoreaktionen und die daraus resultierende Lichtproduktion der erzeugten Leptonen berücksichtigt werden, sondern auch weitere Reaktionen, die ähnliche Lichtdepositionen erzeugen.

So wird das im inversen β -Zerfall erzeugte Neutron schnell durch Neutroneneinfang am Wasserstoff absorbiert:



Das freigesetzte Photon trägt die aus der Massendifferenz $m_{\text{H}} - m_{\text{D}}$ frei werdende Bindungsenergie des Deuteriumkerns von 2,25 MeV. Das emittierte Photon kann durch Compton-Streuung³¹ ein relativistisches Elektron freisetzen. Dieses folgt der Energieverteilung:

$$\begin{aligned} p(E_{e^-}) &\sim (E_\gamma - E_{e^-})^{-2} E_\gamma^{-2} \\ &- \left(2 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e} - \frac{E_\gamma^2}{m_e^2} \right) (E_\gamma - E_{e^-})^{-1} E_{e^-} - \gamma \\ &+ \left(1 + \frac{E_\gamma}{m_e} \right)^2 E_\gamma^{-4} - m_e^{-2} E_\gamma^{-3} E_{e^-} . \end{aligned}$$

Bei thermischen Energien ist der Neutroneneinfang die vorherrschende Reaktion am Wasserstoff. Es kann deshalb davon ausgegangen werden, dass jedes freigesetzte Neutron eingefangen wird. Unter Berücksichtigung der Tscherenkowschwelle E_{T} führt dies zur mittleren Energie

$$\langle E_{e^-} \rangle_{\text{T}} = \int_{E_{\text{T}}}^\infty p(E_{e^-}) (E_{e^-} - E_{\text{T}}) dE_{e^-}$$

der durch Streuung freigesetzten Elektronen. Da nicht alle Elektronen in diesem Energieintervall gestreut werden, ist es wichtig den Anteil oberhalb der Tscherenkowschwelle zu kennen. Dieser ergibt sich aus dem Verhältnis:

$$\epsilon = \frac{\int_{E_{\text{T}}}^\infty p(E_{e^-}) dE_{e^-}}{\int_0^\infty p(E_{e^-}) dE_{e^-}} .$$

Daraus folgt die effektive detektierbare Energie der beteiligten Elektronen:

$$E_{\text{eff}}^{e^-} = \epsilon \langle E_{e^-} \rangle_{\text{T}} = 0,951 \text{ MeV} ,$$

der einfach zur Energie des Positrons addiert werden kann.

Etwas komplexer gestaltet sich die, durch Neutrino-Elektron Streuung, bedingte Überhöhung der Ereignisrate im Fall eines Supernova-Ausbruchs, da der in Abschnitt 1.2.2 angeführte differenti-

³¹ Arthur Holly Compton (★1892 - †1962) US-amerikanischer Physiker.

elle Wirkungsquerschnitt nicht linear abhängig von der Elektronen Energie ist. Daraus folgt (eine genauere Betrachtung findet sich in Anhang A.1.2):

$$R_{\nu(e,e)\nu} = n_{\text{Eis}} V_{\text{eff},0}^{e^-} \Phi_{\bar{\nu}_e} \int_0^\infty dE_\nu f_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \int_{E_T}^\infty \frac{dx}{dE_{e^-}} \frac{d}{dx} \sigma(E_\nu, x) (E_{e^-} - E_T) dE_{e^-}$$

Unter der Annahme, dass die Energie E_e des resultierenden Leptons aus den in Abschnitt 1.2.3 beschriebenen Reaktionen von Neutrinos mit den Sauerstoffkernen diskret ist, ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d}{dE_e} \sigma(E_\nu, E_e) = \sigma(E_\nu, E_e) \delta(E_\nu - E_{\text{min}}) .$$

Abschließend ergibt sich somit in Analogie zum inversen β -Zerfall unter Ausnutzung der mittleren Energie.

$$R_{\nu(O,X)e} = n_{\text{Eis}} V_{\text{eff},0}^e \Phi_{\bar{\nu}_e} \int_{E_{\text{min}}}^\infty f_\nu(E_\nu) \sigma(E_\nu, \langle E_e \rangle) (E_\nu - E_{\text{min}} - E_T) dE_\nu$$

Die Anzahl der Wechselwirkungspartner innerhalb des Detektorvolumens ist für verschiedene Reaktionen unterschiedlich. Die Dichte des südpolaren Eises kann über den ganzen Detektor als konstant angesehen werden. Aufgrund des hohen Drucks besteht kein Dichteunterschied zwischen Bohrloch- und umliegenden Eis. Lediglich eine kleine Unsicherheit ist anzuführen, welche in kleinen Variation der Temperatur und des Drucks mit der Tiefe zu begründen ist. Es wird eine Eisdichte von $\rho_{\text{Eis}} = 917.3 \pm 2,1 \text{ kg/m}^3$ ermittelt [137]. Dies führt zu $n_{\text{Eis}} = (3,053 \pm 0,007) \cdot 10^{28} \text{ m}^3$ Wassermolekülen pro Kubikmeter Detektormedium. Dieser Wert muss für jeden Reaktionskanal mit der Häufigkeit der Wechselwirkungspartner skaliert werden. Dass heißt im Fall von H_2O zwei mal inverser β -Zerfall, zehn mal Elektronenstreuung und gewichtet mit der Isotopenhäufigkeit der natürlich vorkommenden Sauerstoffisotope die Wechselwirkung am Sauerstoffkern. Anzumerken ist hier, dass IceCube nicht in der Lage ist, zwischen den einzelnen Reaktionskanälen zu unterscheiden, da nur die Anzahl der durch Supernova-Neutrinos induzierten Tscherenkowphotonen als Funktion der Zeit nachgewiesen werden können.

Skaliertes SN1987A Signal

Aufgrund der großen Unsicherheiten in der Supernovamodulation und den aus Simulationen abgeleiteten Spektren ist es sinnvoll mit Daten der SN1987A (siehe Abschnitt 2.6) zu vergleichen. Bereits in vergangenen Arbeiten [161], [11] wurden diese Daten als Richtwert verwendet. Innerhalb von 15 s konnte Kamikande-II $N_{KII} = 11$ Positronen nachweisen. Da beide Detektoren wasserbasiert waren, ist der dominierende Reaktionskanal in beiden Fällen der inverse β -Zerfall (siehe Tabelle 1.2).

Die Anzahl der Ereignisse welche durch IceCube im Fall der SN1987A gesehen worden wären lassen sich durch die erwarteten Raten und Skalierung durch

$$N_{I^3} = N_{KII} \frac{R_{\bar{\nu}_e(p,n)e^+,I^3}}{R_{\bar{\nu}_e(p,n)e^+,KII}} \left(\frac{d_{52 \text{ kpc}}}{d} \right)^2$$

mit der Entfernung abschätzen. Um eine korrekte Umgewichtung der Ereignisse zu IceCube zu erhalten, muss das Neutrinospektrum und die Trigger-Effizienz von Kamikande-II berücksichtigt werden. Die erwartete Ratenerhöhung wurde im vorigen Abschnitt 3.6.3 bestimmt und ist für den

Fall des inversen β -Zerfalls bekannt. Dieser Ansatz ist für Kamiokande-II nicht zulässig. So ist im Gegensatz zu IceCube das effektive Volumen für die Detektion eines geladenen Leptons nicht linear abhängig von der Energie, sondern proportional zur Nachweeffizienz $\epsilon(E_e)$. Daraus folgt:

$$R_{\bar{\nu}_e(p,n)e^+,KII} = n_{KII} V_{\text{eff},0,KII}^e \Phi_{\bar{\nu}_e} \int_0^\infty f_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) \sigma(E_{\bar{\nu}_e}, \langle E_{e^+} \rangle) \epsilon(\langle E_{e^+} \rangle) dE_{\bar{\nu}_e} .$$

Die Elektron Trigger Effizienz konnte aus [162] entnommen und durch folgende Funktion gefittet werden:

$$\epsilon(E_e) = \Theta(E_e - E_0) \epsilon_{\text{max}} \left(1 - \exp^{-a(E_e - E_0)} \right) .$$

Die Parameter des Fits wurden zu $E_0 = 5,9 \text{ MeV}$, $\epsilon_{\text{max}} = 0,92$ und $a = 0,38 \text{ MeV}^{-1}$ festgelegt. Ebenfalls muss die Triggerschwelle von 20 Photonen von Kamikande-II berücksichtigt werden. Diese entspricht einer minimalen Elektron-, Positronenergie von $7,5 \text{ MeV}$.

Eine weitere zu beachtende Unsicherheit bei der Skalierung ist durch das Neutrino-Energie-Spektrum bedingt. Da eine starke Diskrepanz zwischen den Messungen von IMB und Kamiokande-II herrscht, ist ein einheitlicher Fit des Energiespektrums nicht möglich. Eine Möglichkeit das Spektrum zu modellieren ist mittels einer durch einen Parameter α gestauchten Maxwell-Boltzmann-Verteilung^{32,33} [163]

$$f_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{(1 + \alpha)^{1+\alpha}}{\Gamma(1 + \alpha)} \frac{E_{\bar{\nu}_e}^\alpha}{\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle^{(1+\alpha)}} \exp \left[-(1 + \alpha) \frac{E_{\bar{\nu}_e}}{\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle} \right]$$

gegeben. Dies führt zu mehreren möglichen Parameter Paaren: ($\alpha = 0, \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle = 5,4 \text{ MeV}$), ($\alpha = 2, \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle = 11,2 \text{ MeV}$) und ($\alpha = 4, \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle = 14,2 \text{ MeV}$). Aufgrund des komplizierten funktionalen Zusammenhang werden die Integrationen numerisch durchgeführt. Dies führt zu mittleren Ratenerhöhungen je DOM über ein Zeitintervall von 15 s von: $R_{\alpha=0} = 8,6 \text{ Hz}$, $R_{\alpha=2} = 8,1 \text{ Hz}$ und $R_{\alpha=4} = 8,1 \text{ Hz}$.

Ebenfalls lässt sich das Spektrum in einem weiteren Ansatz durch eine modifizierte Fermi-Dirac-Verteilung darstellen

$$f_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{1}{T^3} \frac{E_{\bar{\nu}_e}^2}{1 + E/T - \eta} ,$$

mit den Parametern $T = 3,77 \text{ MeV}$ und $\eta = 0,531$. Dies führt zu einem Ratenanstieg von $R_{\text{FD}} = 8,2 \text{ Hz}$ führt.

Anzumerken ist, dass der Fehler dieser Abschätzung dominiert wird von ihrem statistischem Fehler, welcher durch $\sqrt{N_{KII}}/N_{KII} \simeq 30\%$ gegeben ist.

3.7. Weitere Neutrindetektoren

Nur ein Teil der sich zur Zeit in Betrieb befindlichen Neutrino-Teleskope sind in der Lage Supernovaausbrüche zu detektieren (siehe Tabelle 3.2). Die dem IceCube-Detektor im Aufbau ähnlichen Wasser-Tscherenkow-Detektoren ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental Research*) [164] oder BDUNT (*Baikal Deep Underwater Neutrino Telescope*) [165], welche ebenfalls Trossen aus Photonenvervielfachern verwenden, sind beispielsweise nicht oder

³²James Clerk Maxwell (*1831 - +1879) schottischer Physiker.

³³Ludwig Boltzmann (*1844 - +1906) österreichischer Physiker.

nur sehr begrenzt in der Lage Supernovae nachzuweisen, da ihre Dunkelrauschrage um mehrere Größenordnungen höher ist. Erklärt werden kann dies durch Biolumineszenz und natürliche Radioaktivität im Tscherenkowmedium.

Kleine Neutrinodetektoren haben mit Ausnahme von Super-Kamiokande [166] nur einen begrenzten Einblick in Eigenheiten einer nahen Kernkollaps-Supernova, obwohl sie diese durchaus nachweisen könnten. Nicht zuletzt aufgrund ihrer verschiedenen Eigenschaften ist eine Kombination mehrerer Detektoren zu favorisieren um umfassende Aussagen über charakteristischen Größen wie Spektrum, Luminosität, Neutrinooszillationsparameter und Neutrinoart zu erlangen. Im Fol-

Detektor	Detektormedium	Standort	E_{thr} [MeV]	m [kton]	N_{SN}
IceCube	H ₂ O	Antarktis	1,8	2625	850000
Super-K	H ₂ O	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	C _n H _{2n}	Russland	8	0,33	70
AMANDA ([†] 2009)	H ₂ O	Antarktis	1,8	120	65000
IMB ([†] 1991)	H ₂ O	USA	10	8	940
SNO ([†] 2006)	D ₂ O	Kanada	5	1	780

Tabelle 3.2.: Die Tabelle stellt die, für den Supernova-Nachweis interessanten Größen der derzeitigen Detektoren zusammen. Es sind die Schwellenenergien E_{thr} , die aktiven Massen m sowie die erwartete Anzahl an Ereignissen N_{SN} für eine standardisierte (*Entfernung* 10 kpc, *mittlere Energie* $\langle E \rangle = 15$ MeV) Supernova angegebenen. Die durch die Linie separierten Detektoren sind außer Dienst gestellt. Die Tabelle wurde aus [38] entnommen.

genden sollen die für einen Supernova-Nachweis, neben IceCube, am besten geeigneten Detektoren auch im Hinblick auf gegebene Unterschiede dargestellt werden. Es handelt sich um die im SNEWS Verbund (siehe Abschnitt 3.5.3) befindlichen folgenden Detektoren:

- I. **Super-Kamiokande (Super-K):** Super-Kamiokande ist ein 50 kton Wasser-Tscherenkow-Detektor, welcher in Japan in der Kamioka-Mine verortet ist. Der in 1000 m Tiefe befindliche Tank mit ultra-reinem Wasser ist für den Nachweis von Neutrinos bestückt mit 11146 Photomultipliern. Er ist derzeit der sensitivste Detektor weltweit für den Einzelnachweis einer Supernovaexplosion. Selbst aus der 760 kpc entfernten Andromeda-Galaxie könnten 1-2 Ereignisse nachgewiesen werden [167]. Die Abdeckung der Milchstrasse und deren Satellitengalaxien, den Magellanschen Wolken, beträgt 100%. Diese Sensitivität wird durch eine effektive Untergrundunterdrückung erreicht. Sie ist zum einen in der genauen Schwerpunktsauflösung der Detektorerhellung und andererseits durch die Richtungsinformation gegeben, da diese für Rauschen homogen verteilt sein sollten. Somit könnte das Energiespektrum sowie die Richtung der Elektroneneutrinos bei hoher Ereignisrate vermessen werden. Da zur Zeit nur Super-K in der Lage ist ein 10 MeV Positron mit einem Kegel von ungefähr 25° aufzulösen, ist eine Triangulation über die Ankunftszeit unmöglich [36]. Abschließend ist zu bemerken, dass in der Zeit von 1996 bis 2007, mit einer effektiven Laufzeit von

2589, 2 d keine Kernkollaps-Supernova innerhalb von 100 kpc nachgewiesen werden konnte. Dies legt die obere Grenze für die Supernovarate innerhalb dieses Bereiches mit 90% C.L. auf 0,32 SN/y fest [167].

- II. **Large Volume Detector (LVD):** LVD ist ein im Gran Sasso Massiv befindlicher segmentierter Szintillationszähler [168] der aus einzelnen Tanks aufgebaut ist. Als Szintillationsmedium nutzt der 1 kton Detektor, im Gegensatz zu den bereits beschriebenen Detektoren, C_nH_{2n} . Der dominierende Reaktionskanal ist, mit etwa 90% Signalanteil der Inverse Betazerfall. Neutrinostreuung und Elektroneneinfangreaktionen am Kohlenstoffkern bilden den restlichen Signalanteil. Dies führt zu den beiden in Tabelle 3.2 angegebenen Energieschwellen. LVD wurde für die Suche nach Supernovaeausbrüchen in der Milchstrasse oder den Magellanschen Wolken konzipiert und kann aus diesem Grund die Ankunftszeit sowie die Energie sehr genau rekonstruieren. Für eine 10 kpc entfernte Supernova würde der Detektor ungefähr 400 Ereignisse registrieren, deren Energie bis auf $\sigma_E/E = 0,007 + 0,23/\sqrt{E/\text{MeV}}$ genau bestimmt werden könnte bei einer Ankunftszeitauflösung von bis zu $1 \mu s$ [169]. In der fortwährenden 14 jährigen Periode der Datennahme wurde kein Hinweis auf einen Supernovaeausbruch im Detektionsbereich des Detektor registriert. Dies führt zu einer derzeitigen Obergrenze von 0,18 SN/y mit 90% C.L. [170].
- III. **Borexino:** Wie LVD, ist auch Borexino im Gran Sasso Massiv lokalisiert. Das Hauptziel des Detektors ist die Spektroskopie von solaren Neutrinos [171]. Von besonderem Interesse sind hier die sub-MeV Sonnenneutrinos aus dem Elektroneneinfang an ${}^7\text{Be}$. Das Detektordesign mit der Verwendung eines ultrareinen Flüssigszintillators eignet sich hervorragend zur Detektion von niederenergetischen Neutrinos. Leider ist der Detektor erst seit 2007 funktional. Es gibt zur Zeit noch keine Analysen der physikalischen Daten bezüglich Supernovaedetektionen. Eine obere Schranke kann aus diesem Grund nicht angegeben werden.

Analyse

Ana|ly|se, [ana'lyzə] -die; -, ...n

[lat. analysis, griech. αναλυσις = die Auflösung, die Zergliederung bzw. griech. αναλυση = auflösen]

1. Ganzheitliche, systematische Untersuchung, bei der das untersuchte Objekt zergliedert und in seine Bestandteile zerlegt wird und diese anschließend geordnet, untersucht und ausgewertet werden. Auch die Beziehungen der einzelnen Elemente und deren Integration werden berücksichtigt.

4. Integration der SNI3Daq in das IceCube LiveSystem

All your payloads belongs to us.

(Kael Hanson)

Ein Teil dieser Arbeit bestand in der Anbindung der SNI3Daq in das IceCube LiveSystem einer neuen Experiment-Kontroll Software. Das Bindeglied zwischen SNI3Daq und dem LiveSystem stellt die entwickelte Subkomponente LSD (*Live Supernova Daq*) dar. Nach einer Einführung in das LiveSystems folgt eine ausführliche Beschreibung dieser Komponente.

4.1. Das IceCube LiveSystem

Das IceCube-LiveSystem ist ein von NPX-Designs [172] entwickeltes Softwarepaket zur Kontrolle und Steuerung des IceCube-Detektors. Die Entwicklung dieser alles umfassenden Experiment-Kontroll-Software wurde im Jahr 2009 begonnen [173]. Die Einführung wurde mit dem Anwachsen des Detektors unerlässlich, da die Steuerung, Wartung und Kontrolle des Detektors durch eine Vielzahl an einzelnen Programmen immer schwieriger zu handhaben war. Eine vereinheitlichte Struktur musste geschaffen werden um den reibungsfreien Betrieb des IceCube-Detektors zu gewährleisten und die Steuerung durch einen einzelnen Operateur zu ermöglichen.

Das Konzept des Systems erklärt sich aus der geographischen Lage des IceCube-Detektors. Dazu gehören die zeitlich limitierten Verbindungsmöglichkeiten zum Detektor-System, die personellen Situation vor Ort am Südpol sowie die eingesetzte Hard- und Software. Diese führt bei der Umsetzung zu den folgenden angestrebten Eigenschaften:

das System soll die Satellitenabdeckung optimal nutzen um die Zeiten der Erreichbarkeit so groß wie möglich zu halten. Eine Echtzeit Kontrolle beziehungsweise Steuerung des Detektors wird angestrebt. Aufgrund der Stabilität der Verbindung zum Südpol erfordert die eingesetzte Software ein hohes Maß an Robustheit und muss deshalb strengen Tests unterworfen werden. Ziel des Systems ist die Bereitstellung eines gut organisierten Überblicks über den Detektor zu jeder Zeit für Fachleute und Schichtbesatzungen.

Die Umsetzung dieser Forderungen ist gelungen. Das System befindet sich im Betrieb und wird stetig verbessert und auf die Belange der Benutzer angepasst. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die Funktionsweise gegeben.

4.1.1. Funktionsprinzip des LiveSystems

Das IceCube-LiveSystem besteht aus zwei primären Komponenten: dem interaktiven webbasierten *LiveView*-Systems und der zentralen Steuerung *LiveControl* [174].

LiveView bietet dem Operator die Möglichkeit der Status-Anzeige und der einfachen Steuerung des Detektors. *LiveControl* fungiert als zentrale Schnittstelle und übernimmt die Verwaltung und

Steuerung der Detektor-Subkomponenten, sowie das Daten-Management. Es existiert nur eine einzige Instanz von *LiveControl* die auf dem sogenannten SPS-System¹ betrieben wird. Das Herzstück des LiveSystems kann so im direkten Verbund mit allen an das Cluster² angeschlossenen Detektor-Komponenten arbeiten. Probleme, welche durch fehlende Netzwerkverbindungen entstehen werden so ausgeschlossen. Es werden zwei unabhängige Instanzen von *LiveView* betrieben: eine in Wisconsin und eine am Südpol. Auf beide kann eine beliebige Anzahl an Benutzern über das Web zugreifen.

Drei Datentransport Mechanismen verbinden die *LiveView*-Instanzen mit dem Detektor beziehungsweise mit *LiveControl*. Die Übertragung hat abhängig von der Wichtigkeit der Daten verschiedene Prioritäten, da die Bandbreite limitiert und die Verbindung zum Südpol nicht kontinuierlich ist.

SPADE sorgt für die Übermittlung von größeren Datenblöcken. Diese können an verschiedenen Orten im System entstehen, als Beispiel ist auch im Zusammenhang zur vorliegenden Arbeit der Supernova-Datenstrom zu nennen. Diese Daten können aufgrund ihrer Größe nur transferiert werden wenn eine Verbindung zu den TDRSS- oder GEOS-Satelliten besteht und haben deshalb die niedrigste Priorität.

Kontrollkommandos werden von *LiveControl* zu der im Norden stehenden Instanz von *LiveView* durch IRIDIUM-Email in nahezu Echtzeit übermittelt. Es stehen für die anfallenden Aufrufe 8 Kanäle (*Modems*) zur Verfügung. Diese können allerdings nur Datenstrukturen von weniger als 40 kB übermitteln. Die Kommunikation innerhalb des Clusters, also zwischen *LiveControl* und *LiveView* am Südpol, ist durch eine permanente TCP-Verbindung gegeben. Alle Kontroll und Kommando Aufrufe haben mittlere Priorität. Daten, welche die höchste Priorität zugewiesen bekommen, werden über ITS (*IceCube Teleport System*) verschickt [175]. Das ITS-System ermöglicht den Austausch von kleinen Datenblöcken (*SBD - short burst data*) ebenfalls über den IRIDIUM-Satelliten Verbund. Die Verbindung ist jederzeit möglich und transferiert die Datenblöcke (≥ 1800 bytes) in Echtzeit.

Das LiveSystem ist in der Lage Alarm-Meldungen auf der Basis der in das System einfließenden Daten auszulösen. Diese Alarme können frei definiert werden und stehen jeder Subkomponente sowie dem Hauptsystem zur Verfügung. Je nach Schwere des Alarms werden diese via IRIDIUM-Email an verantwortliche Empfänger oder via Pager an die Überwinterer versandt. Der Versand mit höchster Priorität via ITS ist ebenfalls möglich. Ein Übersicht über den Datenfluss und das Funktionsprinzip des LiveSystems zeigt Abbildung 4.1.

Bei Nutzung von SPADE werden die transferierten Experimentdaten im Norden in das sogenannten „data warehouse“ (*Daten-Lagerhalle*) und am Südpol im diskcache (*Festplatten-Puffer*) gespeichert. Das Programm Filewatcher überprüft, ob sich der Dateninhalt des jeweiligen Speicherortes geändert hat. Ist dies der Fall, so werden die Informationen in der Datenbank abgelegt und stehen dem Benutzer über *LiveView* zur Verfügung. Im Folgenden werden die beiden Hauptbausteine *LiveControl* und *LiveView* bezüglich ihrer Anforderungen im Detail beschrieben.

LiveControl

LiveControl stellt die zentrale Steuerung des LiveSystemes und seiner Subkomponenten dar. Die Anforderungen an die Kontroll-Instanz sind vielseitig und nur die Wichtigsten sind im Folgenden aufgeführt:

- Handhabe und Kontrolle der IceCube Datenakquise (pDaq). Diese Hauptaufgabe beinhaltet

¹SPS steht für *South Pole System* und beschreibt den am Südpol betriebenen vernetzten Rechnerverbund (*Cluster*).

²Ein Computercluster beziehungsweise Cluster (*englisch für Schwarm, Gruppe oder Haufen*), bezeichnet eine Anzahl von vernetzten Computern, die von außen in vielen Fällen als ein Computer gesehen werden können

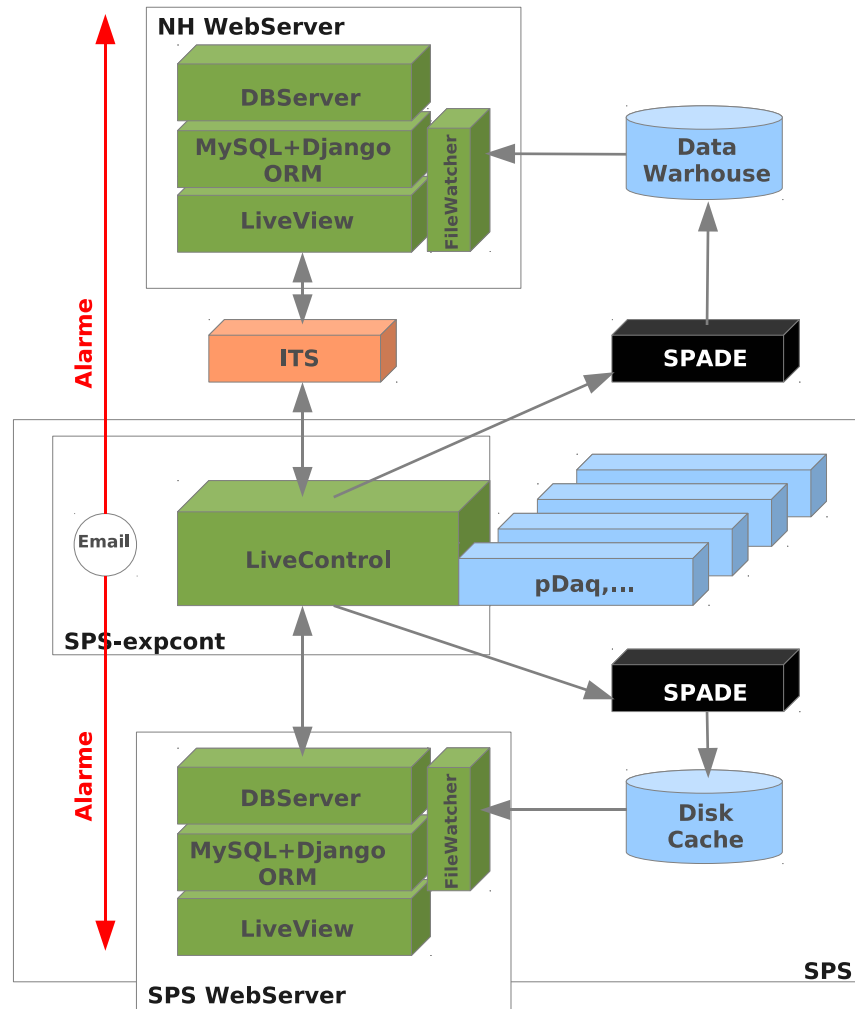


Abbildung 4.1.: Die Abbildung erläutert die Architektur des IceCube-LiveSystems mit angeschlossenen Subkomponenten. Datenflüsse sind durch graue Pfeile dargestellt. Die Abbildung wurde entnommen und geändert aus [174].

das Starten und Stoppen des Systems mit gegebenenfalls synchronisierten Subkomponenten, sowie das Anbringen spezieller Datennahme-Konfigurationen. Ein gewisser Grad der Automatisierung ist ebenfalls erforderlich um die Datennahme nach festgelegten Datennahmepperioden neu zu starten oder diese im Falle einer Fehlfunktion zu stoppen beziehungsweise erneut zu starten.

- Kontrolle autarker Subkomponenten. Diese oftmals asynchron mit der pDaq laufenden Komponenten müssen durch *LiveControl* gestartet und gestoppt werden können. Weiterhin ist die Abfrage ihres jeweiligen Zustandes und die Fähigkeit die Subkomponenten, im Falle eines Absturzes wiederherzustellen unerlässlich.
- Zentrale Anlaufstelle für Log-Dateien und Datenüberwachungs-Größen. Diese können als einfache skalare Größen oder strukturierte Datenvektoren eingehen [176]. Ebenfalls soll ein Austausch der Datenüberwachungs-Größen mit den *LiveView*-Komponenten möglich sein.
- Die Verarbeitung von, in den Subkomponenten, der pDaq oder der Kontroll-Instanz selbst entstehenden, Alerts. Diese, basierend auf den eingehenden Monitoring-Größen ausgelösten Alarme, sollen über die Transport-Kanäle des Systems versendet werden können.

Flexible Benutzerschnittstellen³ ermöglichen eine einfache Integration oder Anbindung der pDaq und weiterer Subkomponenten. Die Steuerung dieser Komponenten wird über RPC⁴ Aufrufe realisiert. Der Kontrollserver wird kontinuierlich als Unix Daemon⁵ betrieben und gewährleistet somit einen Zugriff über die Kommandozeile oder eine Web-Applikation.

LiveView

Die Web GUI⁶ des LiveSystems wird *LiveView* genannt. Es stellt ein benutzerfreundliches, visuell anspruchsvolles und interaktives Display des aktuellen und vergangener Detektorzustände sowie Kontroll- und Steuerungsfunktionen bereit.

Um dies zu realisieren sind drei zusammenarbeitende Teilinstanzen nötig:

- Ein relationales Datenbank Management System (*RDBMS* Relational Database Management System). Die benutzte MySQL-Datenbank speichert die vom Detektor erhaltenen Informationen sowie die Präferenzen des Benutzers, dessen Anfragen und Kommentare. Die Datenbank selber ist normalerweise vor direkten Zugriffen, zum Beispiel durch die Benutzung von SQL Kommandos, geschützt. Zugriffe sind nur über eine objekt relationale Abbildung⁷ (ORM) innerhalb der Web-Applikation realisiert. Die RDBMS-Instanz kann auf dem Webserver oder auf jedem anderen Computer im Cluster betrieben werden. In Abbildung 4.1 ist dieser durch den „MySQL + Django ORM“-Block dargestellt.

³Eine Programmierschnittstelle oder API englisch Application Programming Interface ist ein Programmteil, der von einem Softwaresystem anderen Programmen zur Anbindung an das System zur Verfügung gestellt wird.

⁴RPC steht für Remote Procedure Call) und ist eine Definition zum Methodenaufruf oder auch Funktionsaufruf durch verteilte Systeme.

⁵Als Daemon bezeichnet man unter Unix oder unixartigen Systemen ein Programm, das im Hintergrund abläuft und bestimmte Dienste zur Verfügung stellt.

⁶Die grafische Benutzeroberfläche englisch Graphic User Interface ist eine Software-Komponente, die dem Benutzer eines Computers die Interaktion mit der Maschine über grafische Symbole erlaubt.

⁷Objekt relationale Abbildung (englisch object-relational mapping ORM) ist eine Technik der Softwareentwicklung, mit der ein in einer objektorientierten Programmiersprache geschriebenes Anwendungsprogramm seine Objekte in einer relationalen Datenbank ablegen kann.

- Ein Daemon zur Bearbeitung ankommende Datenbank Einfügungen bearbeitet. Dies ist durch den „DBServer“ realisiert (siehe Abbildung 4.1).
- Eine Web-Applikation zur Betrachtung von dynamischen Inhalten. Diese wird auf einen Webserver betrieben und reagiert auf HTTP Anfragen des Benutzers um einen dynamische Inhalt (zum Beispiel HTML Webseite) als Antwort zurück zugeben. Diese Antwort beinhaltet im Allgemeinen eine Datenbankabfrage. Weiterhin muss die Applikation ein gewisses Maß an Sicherheit bieten. Eine Authentifikation, vor allem für das Steuern des Detektors über das Webinterface, ist unerlässlich und wurde durch die Benutzerverwaltung von IceCubes internem Netzwerk (SPS) realisiert.

LiveView präsentiert sich, wie jede andere Web-Applikation, durch eine Serie von Webseiten oder „Views“. Es ist speziell auf die Belange der Kollaboration zugeschnitten und zeigt eine Fülle an Informationen, wie Kontroll- und Statusseiten des Detektors und die Anzeige ausgelöster Alerts.

Verwendete Technologien

Aufgrund der rapiden Entwicklung der im Web benutzten Technologien soll abschließend zusammengefasst werden, wie die einzelnen Anwendungen des IceCube-LiveSystems umgesetzt wurden. Dies begründet auch die Benutzung von Python [177] bei der Entwicklung des im folgenden Abschnitt 4.2 beschriebenen Programmpakets LSD.

Das gesamte IceCube-LiveSystem wurde primär in Python, einer dynamischen, hochentwickelten, objekt-orientierten Programmiersprache umgesetzt. Python wurde bereits in vielen Bereichen (*Experiment-Steuerung, DAQ, Eisbohrungs-Steuerung etc.*) des IceCube-Experimentes eingesetzt und eignet sich hervorragend für die anfallenden programmiertechnischen Anforderungen [178]. Es ermöglicht einen schnellen Prototypenbau (*rapid prototyping*) und ist hervorragend geeignet für verschiedenste Systemintegrationen. Hinzu kommt, dass in jüngster Zeit, die Entwicklung von pythonbasierten Webanwendungen einen starken Anstieg verzeichneten. Neben der exzellenten Dokumentation und dem einfachen Design wurde aus diesem Grund auch das Python basierende Django Web development Framework [179] als Rückrad der *LiveView*-Instanz eingesetzt. Browser unabhängige Javaskript Benutzerschnittstellenerweiterungen⁸ und Ajax⁹-Funktionalität werden durch die JQuery Bibliotheken [180] bereit gestellt. Alle benutzten Webserver sind vom Typ Apache [181], und als relationales Datenbanksystem wurde MySQL gewählt.

System übergreifende Funktionsaufrufe wurden unter der Benutzung von XML-RPC¹⁰ implementiert. Ein einfaches UDP¹¹ basierendes Nachrichten Schema wurde adaptiert um Monitoring-, Logging- und Alert-Informationen zu übertragen. Die Serialisierung der strukturierten Monitoringdaten wurde durch den Einsatz von JSON [182] erreicht.

Die Verwendung dieser Vielzahl an verschiedenen Softwarekomponenten ist bedingt durch die komplexen Anforderungen an das System und seiner lückenhaften Verbindung zum Südpol.

⁸Im Allgemeinen werden in der Informatik Benutzerschnittstellen oder Benutzerinterfaces als UI englisch User Interfaces bezeichnet.

⁹Ajax ist ein Apronym für die Wortfolge Aynchronous Javascript and XML. Es bezeichnet ein Konzept der asynchronen Datenübertragung zwischen einem Browser und dem Server.

¹⁰XML-RPC (Extensible Markup Language Remote Procedure Call ist eine Definition zum Methodenaufruf oder auch Funktionsaufruf durch verteilte Systeme.

¹¹Das User Datagram Protocol (UDP) ist ein minimales, verbindungsloses Netzwerkprotokoll, das zur Transportschicht der Internetprotokollfamilie gehört. Aufgabe von UDP ist es, Daten, die über das Internet übertragen werden, der richtigen Anwendung zukommen zu lassen.

4.2. LSD - Live Supernova Daq

Die Integration der SNI3Daq in das LiveSystem wurde durch die Programmierung einer Subkomponente für das LiveSystem realisiert. Diese Bindeglied stellt das Programmpaket LSD dar. Ihre Hauptaufgabe ist die Steuerung der SNI3Daq und das Bereitstellen von Überwachungs und Kenngrößen des Supernova-Systems.

Als Programmiersprache der Wahl wurde Python gewählt. Dies hatte den Vorteil, das die bestehende Klassenstruktur des LiveSystems genutzt werden konnte. Die LSD stellte die erste funktionsfähige Subkomponente des LiveSystems dar, die alle Eigenschaften ihrer Anbindung steuern und überwachen konnte. Sie ist auf die von NPX-Designs bereit gestellte Standard-Live-Component aufgesetzt. Die Steuerung der an das System angebundene Komponenten erfolgt über RPC-Aufrufe. Durch die Klassenstruktur des LiveSystem ist es möglich von dem für die Kommunikation eingesetzten RPC-Server-Objekt sogenannte Statusfunktionen zu erben. Eine Statusfunktion ist, stark vereinfacht gesprochen, ein Rückruf der Komponente an das Kontrollorgan, welches bei Aufruf Auskunft über den derzeitigen Status (*gestartet*, *gestoppt*, *in Betrieb etc.*) des Systems gibt. Jeder Fehler wird durch sogenannte exceptions¹² aufgefangen und versetzt die Komponente automatisch in einen Fehlerstatus (*error state*). Diese gegenwärtigen RPC-Methoden werden in der Standard-Live-Component zur Verfügung gestellt und können durch Implementierung der gewünschten Statusfunktionen einheitlich genutzt werden. Da die Möglichkeit der Steuerung der SNI3Daq durch Kommandozeilenaufrufe gegeben war, konnten diese als Steuerkommandos in die Statusfunktionen eingebunden werden. Die Rückgabewerte der SNI3Daq werden über Regular Expressions¹³ ausgelesen und ermöglichen somit beim auftreten einer nicht erwarteten Antwort den Aufruf einer exception.

Analog werden die Kenngrößen im laufenden Betrieb ausgelesen. Die Antwort der Statusabfrage wird durch eine Regular Expression in das System eingelesen. Ihre Werte werden, falls erwünscht, an das LiveSystem als Monitoringinformationen weitergegeben und können über *LiveView* eingesehen werden. Die Überprüfung des Zustandes der an die Subkomponente angeschlossenen Instanz geschieht automatisch in einem Zeitabstand von 300 s. Neben den direkt vom SNI3Daq-System bereit gestellten Kenngrößen werden auch noch weitere relevante Größen des Systems überwacht. Als Beispiel sind Speicher und CPU-Belastung der in Betrieb befindlichen SNI3Daq zu nennen. Ebenfalls wird die Datenhandhabung des Supernova-Systems durch zählen der Rohdaten und einem Abgleich der prozessierten Daten geprüft. Kenngrößen, welche direkte Einsicht in ein mögliches Fehlverhalten des Systems liefern, sind mit einem Alarm ausgestattet. Das LiveSystem bietet die Möglichkeit diesen Alarm eigenständig auszurufen, falls in das System eingehenden Größen einen Schwellenwert verletzen. Der durch die LSD determinierte Alarm wird beim Auftreten in *LiveView* dargestellt. Zusätzlich werden die Operatoren des Systems durch Emails benachrichtigt. Ausgelöste Supernova-Alarm-Meldungen werden mit höchster Priorität vom LiveSystem verarbeitet. Die Verarbeitung besteht derzeit nur in der Darstellung der SNEWS-Meldung was durch eine Modifikation der SNI3Daq ermöglicht wurde. Diese versendet nun den erzeugten Alarm nicht nur an SNEWS sondern auch als Datenvektor an das LiveSystem. Dieses kann Monitoringgrößen, wie in diesem Fall einen Datenvektor, von jeder Instanz aus dem Cluster annehmen und bei Richtiger Kennzeichnung verarbeiten. Die Visualisierung der Kenngrößen und Alarme sowie die Steuerung mittels *LiveView* sind in Abbildungen 4.2 und 4.3 zu sehen.

¹²Eine „Exception“ ist eine Ausnahme oder eine Ausnahmesituation und bezeichnet in der Computertechnik ein Verfahren, Informationen über bestimmte Programmzustände – meistens Fehlerzustände – an andere Programmebenen zur Weiterbehandlung weiter zureichen.

¹³Eine Regular Expression, also ein regulärer Ausdruck, stellt in der Informatik eine Zeichenkette dar, die der Beschreibung von Mengen beziehungsweise Untermengen von Zeichenketten mit Hilfe bestimmter syntaktischer Regeln dient.

Das robuste und einfache Design der Subkomponente begünstigt ihre Stabilität. Diese wurde gefordert um einen möglichen Ausfall der SNI 3Daq durch einen fehlerhafte Anbindung zu verhindern. Aus diesem Grund lassen sich im Falle einer Störung die Komponenten entkoppeln sodass die Supernova-Datenakquise auch ohne die Anbindung an das LiveSystem voll funktional ist. Sollte es zu einer Störung kommen so ist ein fortlaufender Betrieb weiterhin gesichert. Ebenso besteht die Möglichkeit einer unterbrechungsfreien Registrierung der Subkomponente am Live-System. Das Zusammenspiel zwischen LSD und SNI 3Daq wurde ausgiebig getestet und dokumentiert. Nach einer abschließenden Prüfung (*Code-Review*) [183] konnte die LSD endgültig auf dem Südpolsystem eingerichtet werden. Seit Ihrer Inbetriebnahme im Februar 2009 traten keine erwähnenswerten Probleme auf.

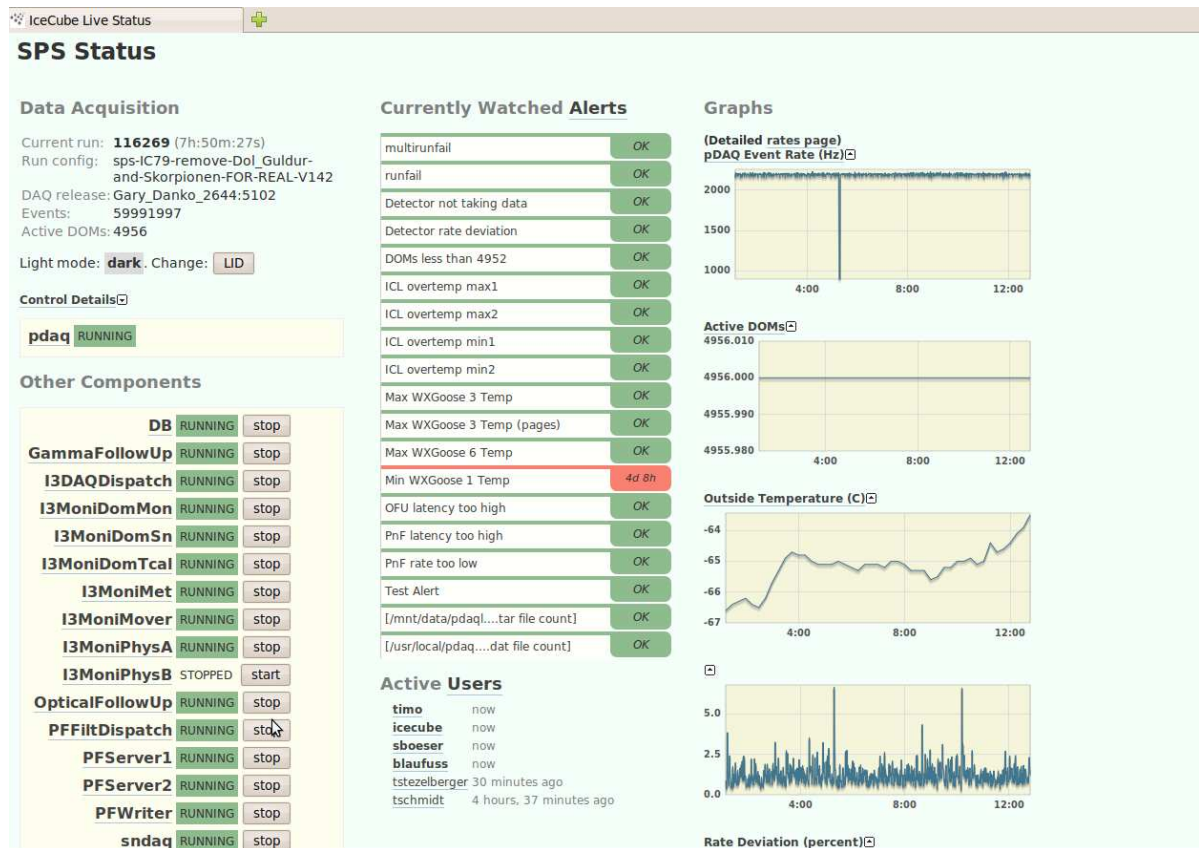


Abbildung 4.2.: Bildschirmfoto der Statusübersicht der *LiveView*-Instanz. Die mittels LSD gesteuerte SNI 3Daq findet sich am linken unteren Rand.



Abbildung 4.3.: Bildschirmfoto der überwachten Kenngrößen des Supernova-Systems.

5. USSR - Unified Supernova Simulation Routine

It can only be attributable to human error.

(HAL9000, 2001: A Space Odyssey)

Essentiell für jede Analyse ist eine verlässliche Abschätzung des erwarteten und detektierbaren Signals. Die innerhalb der Mainzer IceCube Supernova-Gruppe entwickelte USSR (*Unified Supernova Simulation Routine*) ermöglicht die Simulation eines Supernova-Signals und somit die zu erwartende Detektorantwort. Da viele theoretische Vorhersagen und Modelle existieren, wurde ein beträchtlicher Anteil der vorliegenden Arbeit für die Entwicklung, Design und Test der Software aufgebracht. Der folgende Abschnitt beschreibt die Funktionsweise und die implementierten Funktionen der USSR.

Generell bieten sich zwei verschiedene Simulationsansätze um die Detektorantwort von IceCube zu erhalten. Diese unterscheiden sich wesentlich in ihrer Komplexität allerdings nur unwesentlich in ihrer Präzision. Im komplexeren Ansatz werden die individuellen Wechselwirkungsverices und die folgende Propagation der produzierten Teilchen im Detektorvolumen simuliert (*zum Beispiel mit GEANT*). Es handelt sich um die Methode mit der höchsten Präzision, sie birgt allerdings den Nachteil langer Rechenzeiten, da das Aufkommen der zu simulierenden Teilchenspuren und Wechselwirkungen erheblich ist. Sie eignet sich nicht für Untersuchungen mit hohen Wiederholraten.

Ein wesentlich schnellerer Weg eine Detektorantwort abzuschätzen ist die Benutzung eines zuvor bestimmten effektiven Volumens für die Detektion von Leptonen. Dieses kann schnell und relativ simpel für die Berechnung einer mittleren Detektorantwort herangezogen werden und wird in dieser Arbeit verwendet. Der mögliche Verlust an Präzision durch diese vereinfachte Simulation wiegt nicht so schwer wie die gewonnene Rechenzeit. Später durchgeführte Analysen wären ohne diesen Art der Simulation nicht durchführbar gewesen.

Wesentliche Unsicherheiten der Simulation beruhen auf der Beschreibung der Eiseigenschaften, die DOM-Eigenschaften und die Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Reaktionen im Eis. Eine Unsicherheit auf die Supernova-Modelle ist nur schwer abzuschätzen, da es keine vermessene Referenz-Supernova gibt. Die in die Simulation integrierten Modelle werden als gegeben angenommen und die Signal-Antwort auf deren Basis generiert.

Die Arbeit an der Simulations-Routine wurde von A. Piègsa [38] begonnen und im Rahmen der Dissertationen sukzessive von T. Kowarik [34] und dem Autor selbst erweitert. Die USSR ist ein C++ basierende Rahmenstruktur (*Framework*¹), welches in Verbindung mit den ROOT-Analyse-Bibliotheken [152] das erwartete mittlere Signal eines DOMs für eine gegebene Supernova erzeugt. Abbildung 5 zeigt schematisch die Funktionsweise der Simulationskette. In der derzeitigen Version der USSR werden die zur Simulation benötigten Daten aus ASCII-Dateien² eingelesen. In

¹Ein Framework englisch für Rahmenstruktur oder Fachwerk ist ein Programmiergerüst, das in der Softwaretechnik insbesondere im Rahmen der objektorientierten Softwareentwicklung verwendet wird.

²ASCII (American Standard Code for Information Interchange) ist eine 7-Bit-Zeichenkodierung. Sie bildet die Grund-

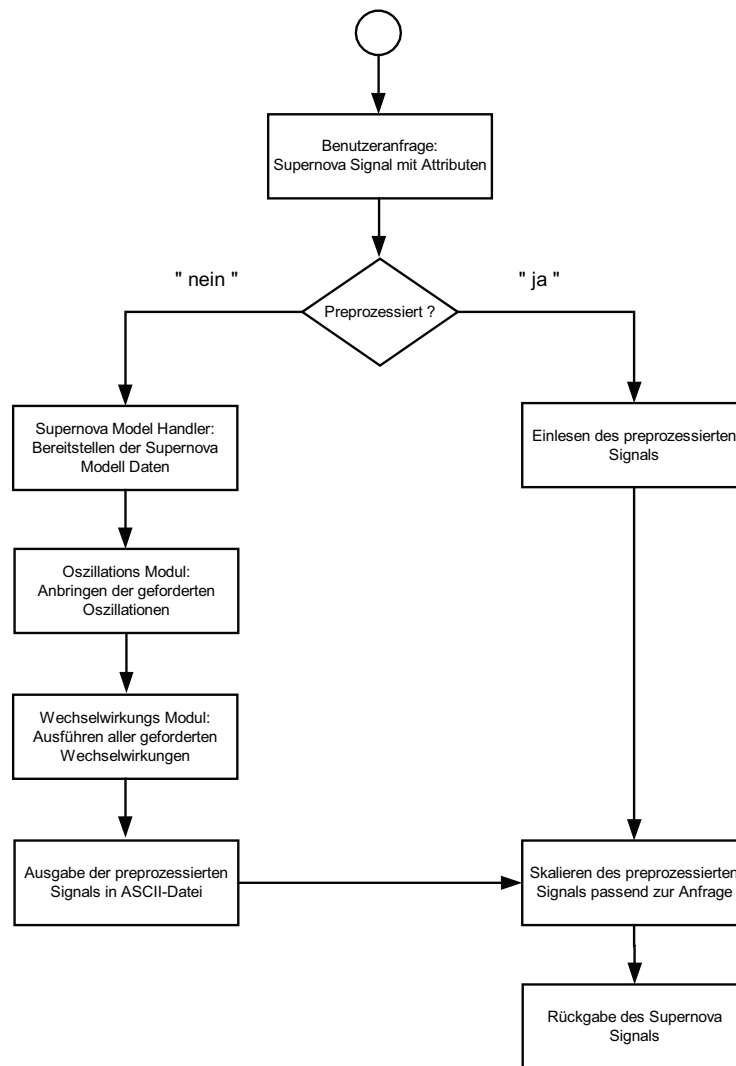


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der Erzeugung der Detektorantwort eines Supernova-Neutrinosignals mit dem USSR Framework.

diesen sind modellspezifisch die Luminositäten L_ν in [erg/s] und die mittleren Neutrino-Energien $\langle E_\nu \rangle$ in [MeV] in Spalten mit aufsteigender Zeit angeordnet. Die Einträge sind durch Freizeichen getrennt. Diese Art der Anordnung erlaubt ein einfaches Hinzufügen neuer Supernova-Modelle durch Erstellen entsprechender ASCII-Dateien. Um eine Unabhängigkeit von der Auflösung des Modells zu erreichen und somit die Möglichkeit einer einheitlichen Binnierung zu gewährleisten, werden die Modelldaten linear extrapoliert und intern gespeichert. Die derzeit standardisiert gewählte kleinste Binnierung liegt bei 0,1 ms und ist um ein vielfaches genauer als IceCubes feinste Auflösung (2 ms).

Die Neutrino-Spektren werden derzeit auf zwei verschiedene Arten bereitgestellt. Die Daten können aus einer ASCII-Datei eingelesen und durch eine eindimensionale ROOT-Funktion (*TF1*) [152] beschrieben werden. Die Daten der Neutrinospektren werden, sollten diese nicht in feinsten Auflösung vorliegen, interpoliert um zu den eingelesenen Energien und Luminositäten kompatibel zu sein. Falls

lage für Zeichensätze und -kodierungen mit mehreren Bits.

vorhanden, wählt die USSR automatisch das zum gewünschten Supernova-Modell passende Spektrum. Leider ist nicht für jedes in Abschnitt 5.1 aufgelistete Modell die Spektralinformation erhältlich. In diesem Fall werden die mittleren Energien des vorliegenden Modells kombiniert mit den Spektren eines Referenz-Modelles. Als Referenz wurde das in der Lattimer-Swesty EoS³ berechnete $8,8 M_{\odot}$ Garching Modell [103] gewählt, da dies das neueste Modell mit allen verfügbaren Informationen war. Die zweite Möglichkeit ist die Benutzung eines zeitlich konstanten Spektrums. Dies wurde in [34] benutzt um den Effekt von kollektiven Oszillationen zu untersuchen da zu diesem Zeitpunkt noch keine zeitveränderlichen Spektren zur Verfügung standen.

Die USSR erlaubt es aufgenommene Neutrino-Energie-Verteilungen mit anderen Modellen zu mischen, sollte dies gewünscht werden.

Intern werden die eingelesenen Daten in einem Puffer vorgehalten. Er beinhaltet die Neutrino-Luminositäten, Flüsse und mittleren Energien für ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_x und $\bar{\nu}_x$ sowie den totalen Fluss aller Zeitfenster. Die Spektralinformationen werden in Histogrammen im Energiebereich von $[0, 100]$ MeV mit einer Binnierung von $0,1$ MeV bereit gestellt. Dies erlaubt einen schnellen Zugriff ohne wiederholtes Einlesen der Daten.

5.1. Unterstützte Supernova Modelle

Die derzeitige Version⁴ der USSR unterstützt die im folgenden aufgezählten Supernova-Modelle (siehe auch Tabelle 5.1).

1. **Lawrence-Livermore:** Das Lawrence-Livermore Supernova-Modell ist der Klassiker der Supernova-Modelle und war lange Zeit das einzige Modell, welches alle Phasen der Supernova abdeckte (siehe Abschnitt 2.4). Es handelt sich um eine eindimensionale Simulation eines $20 M_{\odot}$ Sterns, welcher künstlich zur Explosion gebracht wird. Derzeitige Simulation zeigen ein vergleichbares Verhalten für Sterne mit Massen $> 10 M_{\odot}$. Diese explodieren ebenfalls nicht in einem eindimensionalen Parameterraum. Die Dauer der Simulation liegt bei 15 s. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Modell vor allem in der Optimierung der künstlichen Totzeit (siehe Abschnitt 6) als Signalreferenz benutzt. Dies ist begründet in der vergleichsweise hohen Signalstärke. Weiterführende Informationen sind in [104] zu finden.
2. **Garching-ONeMg:** Dieses Modell beschreibt die Supernova-Explosion eines $8,8 M_{\odot}$ Sterns mit einem Sauerstoff-, Neon-, Magnesium-Kern. Diese von der Garching-Gruppe durchgeführte zweidimensionale Simulation wurde bis zu einer Zeit von $0,8$ s nach dem Kollaps mit zwei verschiedenen Zustandsgleichungen berechnet (*Lattimer-Swesty und Wolff-Hillebrandt*). Eine genau Beschreibung ist in [103] zu finden.
3. **Garching:** Eine ebenfalls von der Garching-Gruppe erstellte zweidimensionale Simulation der Explosion eines $15 M_{\odot}$ Sterns. Die Simulation ist derzeit das einzige in die USSR integrierte Modell, das die SASI-Anregungen im Neutrinospektrum entwickelt. Sie wurde mit den Zustandsgleichungen von Lattimer-Swesty und Wolff-Hillebrandt berechnet und hat eine Dauer von $0,38$ s. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [100].
4. **Garching II:** Die zur Zeit aktuellste Simulation ist detailliert in [184] beschrieben. Es handelt sich um eine eindimensionale Simulation eines $8,8 M_{\odot}$ Sternes. Die Zustandsgleichung

³Die Zustandsgleichung oder Equation of State des Systems gibt in diesem Fall Auskunft über die verwendeten thermo- und hydrodynamischen Zustände und beschreibt gleichzeitig den zugrunde liegenden Neutrino-transport.

⁴Derzeit aktuellste Version ist die Chruschov-Version.

der Simulation ist vom Typ Shen. Die Berechnungen wurden mit einem vollen und einem reduzierten Satz an Neutrino Wechselwirkungen bis zu Zeiten von 9 s und 23 s berechnet.

5. **Schwarzes Loch (*fehlgeschlagene Supernovae*):** In [185] werden sogenannte fehlgeschlagene Supernovae untersucht. Diese schweren Sterne mit $40 M_{\odot}$ enden nicht in einer Supernova-Explosion, sondern kollabieren bei der Wiederbelebung des Schocks zu einem Schwarzen Loch. Die Simulationen enden sobald Schwarzes Loch⁵ entsteht. Das Signal reißt an dieser Stelle ab. Aufgrund der enormen Masse des Präsupernovasterns ist das entstehende Neutrinossiligal erheblich größer als in den anderen implementierten Modellen. Das Signal kann in zwei verschiedenen Zustandsgleichungen berechnet werden, Shen und Lattimer-Swesty.
6. **QCD:** Dieses Explosionsmodell eines $10 M_{\odot}$ Sterns simuliert, eine Neutrino-Signatur die durch einen QCD-Phasenübergang entstehend (siehe Abschnitt 7.2.1). Die Daten wurden aus [186] entnommen. Die vorliegenden Spektren wurden für zwei Zustandsgleichungen erstellt die sich in der Annahme der beteiligten Materie unterscheiden. So werden hadronische, und quarkartige Materie im Kollaps berücksichtigt. Die gesamte Simulation ist 0,42 s lang.
7. **Typ Ia:** Die Neutrinoemission einer Supernova vom Typ Ia steht ebenfalls in der USSR zur Verfügung. Sie wurde von [75] [76] bereit gestellt. Eine Abschätzung der Detektierbarkeit eines solchen Ereignisses findet sich in Abschnitt A.2.2.

Basierend auf der in Abschnitt 3.6.3 vorgestellten Abschätzung kann das mittlere Signal auch aus den gemessenen Daten der SN1987A simuliert werden. Da es sich um eine Abschätzung und nicht um ein Modell handelt ist keine Spektralinformation vorhanden. Es kann lediglich die durch ein solches Ereignis verursachte Ratenüberhöhung innerhalb der USSR berechnet werden.

Modell	Masse [M_{\odot}]	EoS	Dauer [s]	Referenz
Lawrence Livermore	20	-	15	[104]
Garching ONeMg	8,8	WH, LS	0,8	[103]
Garching	15	WH, LS	0,38	[100]
Schw. Loch	40	SH, LS	1,3	[185]
QCD	10	H, QCD	0,42	[186]
Garching II	8,8	SH	25; 9	[184]
Typ Ia	-	-	1,6	[75]

Tabelle 5.1.: Die Tabelle gibt eine Übersicht über die in der USSR integrierten Supernova-Modelle. Die Abkürzungen der Zustandsgleichungen (EoS) stehen für WH: Wolff-Hillebrandt, LS: Lattimer-Swesty, SH: Shen, H: hadronische Zustandsgleichung, Q: quarkartige Zustandsgleichung.

⁵Der Abbruch sollte in der Realität nicht so schnell stattfinden und is durch eine Schwäche des Simulationscodes verursacht.

5.2. Unterstützte Neutrino-Oszillations-Mechanismen

Die Oszillation der Neutrinos ist ausführlich in Abschnitt 1.4 beschrieben. Die angeführten Effekte müssen bei der Generierung eines realistischen Supernova-Signals berücksichtigt werden. Um diesem Umstand genüge zu tragen, ist das Framework der USSR mit einem Oszillationsmodul ausgestattet.

Es berechnet die Effekte der Neutrinosozillation im Stern, im Vakuum und in der Erde. Schock-Wellen (*in dieser Arbeit nicht behandelt, siehe [34]*), und die Vakuum-Oszillation werden iterativ berechnet und an die Neutrino-Flüsse appliziert. Da die Übergangswahrscheinlichkeiten in der Regel von der Energie abhängig sind werden diese als Histogramme berechnet und Bin für Bin mit dem Neutrino-Fluss-Spektrum multipliziert.

Der objektorientierte Rahmen (*Framework*) der USSR bietet die Möglichkeit, die genannten Effekte in normaler oder invertierter Hierarchie (siehe Abschnitt 1.1) zu berechnen. Der Mischungswinkel θ_{13} kann ebenfalls frei gewählt werden. Die in [38] behandelten Erdefeffekte wurden ebenfalls integriert. Die Simulation von Schock-Propagationen und Kollektiven-Oszillations-Effekten sind ebenfalls Bestandteil der entwickelten Software. Diese werden, wie deren Einbindung in die USSR, ausführlich in [34] beschrieben.

5.3. Simulation der Detektorantwort

Die passende Detektorantwort zum gewünschten Signal wird mit der in Abschnitt 1.2 vorgestellten Wirkungsquerschnitten errechnet. Sie werden wie in Abschnitt 3.6 beschrieben zunächst mit dem Neutrino-Energie Spektrum multipliziert und dann integriert. Diese Aufgabe wird vom Wechselwirkungsmodul durchgeführt. Auch hier ist es dem Benutzer möglich, beliebige Wechselwirkungen auszugrenzen, falls dies gewünscht ist.

Da die Abschätzung des Signals für die verlangte Zeit und Energieauflösung der rechen und somit zeitintensivste Schritt ist, werden diese Signaturen preprozessiert und in einer Datei gespeichert. Findet sich für ein gewünschtes Supernova-Modell ein preprozessiertes Signal, so wird dieses eingelesen. Es muss dann nur noch skaliert werden. Dies geschieht durch Multiplikation mit der Anzahl der H_2O -Moleküle im Eis und dem konstanten effektiven Volumen $V_{\text{eff}}^{e,0}$. Abschließend muss noch durch die Kugeloberfläche $4\pi R_{SN}^2$ dividiert werden, um dem Ausdünnen des Spektrums mit steigender Entfernung R_{SN} gerecht zu werden. Diese Methode erlaubt die schnelle Berechnung der Detektorantwort und ermöglicht so auch die Anfertigung von statistisch Signifikanten Analysen.

Die USSR stellt die Signalerwartung für eine gegebenes Supernova-Modell in einem idealen Detektor mit definierten Neutrino-Oszillations-Parametern zur Verfügung. Um eine abschließende Detektorantwort zu erhalten, muss noch die durch die Totzeit verursachte Ratenerniedrigung angebracht werden. Der so erhaltene Wert muss je nach Bedarf nun noch auf die Anzahl der DOMs skaliert werden. Da es sich bei den zuletzt genannten Effekten um variable ratenabhängige Parameter handelt, wurde von einer Integration in die USSR abgesehen. Diese müssen nachträglich bei der Benutzung angebracht werden.

6. Optimierung der künstlichen Totzeit des IceCube Supernova Systems

Es ist nicht wenig Zeit, die wir zur Verfügung haben, sondern es ist viel Zeit, die wir nicht nutzen.

(Lucius Annaeus Seneca)

Die in IceCube verbauten Lichtsensoren ermöglichen die Einstellung einer künstlichen Totzeit. Diese wurde eingeführt, um korrelierte Nachpulse des Rauschens zu unterdrücken und somit das Signal zu Untergrund Verhältnis zu maximieren. Im folgenden wird die optimale Totzeit für den IceCube-Detektors bestimmt.

In einem poissonartigen Prozess sind Ereignisse in einem Zeitintervall statistisch unabhängig voneinander und der Abstand zweier aufeinander folgender Ereignisse folgt einer Exponentialverteilung (zur genaueren Erklärung siehe Abschnitt A.3.1). Wie in Abbildung 6.1 zu erkennen ist, folgen kleine Zeitdifferenzen Δt in den aufgenommenen Rauschdaten keiner Exponentialverteilung. Offensichtlich sind sie nicht statistisch unabhängig sondern korreliert. Die bei kurzen

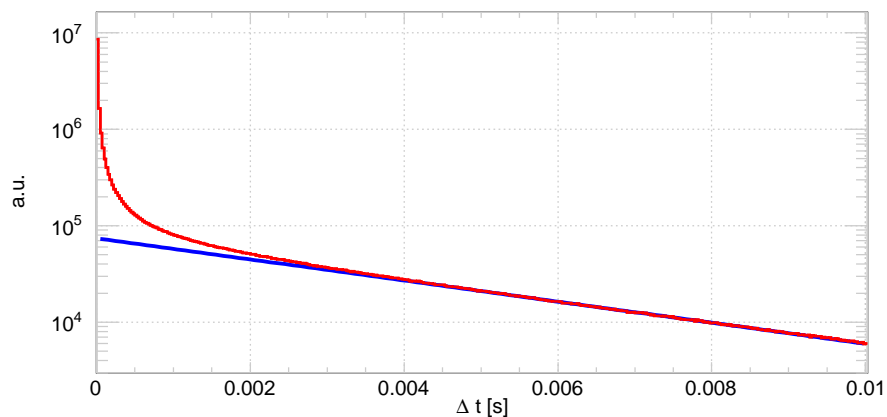


Abbildung 6.1.: Die Abbildung zeigt die histogrammierten Zeitdifferenzen zweier aufeinander folgender Ereignisse aller DOMs an String 49. Sie wurde aus dem Datensatz II gewonnen und zeigt eine deutliche Abweichung zur poissonverteilten Rate durch korreliertes Rauschen bis zu Zeiten von 3 ms. Die ideale poissonische Rate ist durch eine exponentielle Anpassung in blau gekennzeichnet.

Zeitabständen auftretenden korrelierten Pulse, im weiteren auch Nachpulse genannt, erhöhen die gemessene Rauschrate um etwa 50 %. Es besteht somit ein direkter Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Abstand zweier aufeinander folgender Ereignisse und der a posteriori Wahrscheinlich-

keit, ob es sich um ein Signalereignis oder Rauschereignis handelt. Dieses Phänomen ist bereits aus zahlreichen Untersuchungen der AMANDA-Module bekannt [187] [188] [189]. Um die Nachweissignifikanz des Detektors auf Supernova-Signale zu maximieren kann eine künstliche Totzeit eingeführt werden. Die Signifikanz s bildet sich aus dem Verhältnis von Signalereignissen N^{SN} zu Untergrund (*Detektorratenstreuung*) N^{Bg} :

$$s = \frac{\Delta\mu}{\sigma_{\Delta\mu}} = \frac{N^{\text{SN}+\text{Bg}} - N^{\text{Bg}}}{\sqrt{N^{\text{SN}+\text{Bg}}}} .$$

Die gegenwärtige Totzeit τ des Supernova Datennahme Systems beträgt $250 \mu\text{s}$ und wurde anhand von Untergrundrauschen mit AMANDA Daten bestimmt. Da bei IceCube andere Photonenvervielfacher, Glaskugeln und Auslesekomponenten benutzt werden ist es möglich, dass sich Nachpulsverhalten und optimale Totzeit von AMANDA unterscheiden. Eine erstmals durchgeführte Optimierung der Totzeit für das IceCube-Supernova-System sowie eine Analyse des Nachpulsverhaltens sind in diesem Kapitel zusammengefasst.

6.1. Nachpulsverhalten

Die Dunkelrauschrate, also die Rate die selbst bei absoluter Dunkelheit gemessen wird, erhöht sich um $\sim 59\%$, wenn der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Photonenvervielfacher in die Glassphäre eingebaut und ins Eis eingelassen wird. Das Rauschverhalten der Photonenvervielfacherröhre kann zur Zeit nicht endgültig erklärt werden. Mehrere Licht produzierende Prozesse sind als Ursache für zusätzlich generierte Pulse bekannt, wobei im Allgemeinen unterschieden werden muss zwischen Prozessen welche die Rate unkorreliert durch Lichtdeposition erhöhen und Prozesse welche Nachpulse, die zudem korreliert sind erzeugen.

In der Literatur werden generell vier Mechanismen zur Lichtproduktion innerhalb des Sekundärelektronenvervielfachers genannt [190]:

- I. Beschleunigte Elektronen ionisieren oder regen Atome und Moleküle der in der Photonenvervielfacherröhre eingeschlossenen Restgase an¹ [191]. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Vorgang ist in der Nähe der Kathode am größten, da dort die Elektronendichte am höchsten ist. Die bei der Relaxation oder Rekombination freigesetzten Photonen sind zeitlich korreliert mit dem generierenden Elektronenpuls und deshalb bei der Betrachtung der Nachpulse von besonderem Interesse.
- II. Im Lawinenprozess verloren gegangene Elektronen können auf die Wand der Photonenvervielfacherröhre treffen und diese lokal zur Fluoreszenz anregen. In diesem Falle ist die Intensität des emittierten Lichts proportional zur mittleren Spannung innerhalb des Photonenvervielfachers. Die Korrelation zwischen generiertem Puls und der Detektion eines Photons ist abhängig von der Lebensdauer der Fluoreszenz.
- III. Unter hohen Spannungen betriebene Sekundärelektronenvervielfacher neigen aufgrund des stetigen Elektronenbombardements zum Dynodenglühen. Dieses als Malter-Effekt²[192] bekannte Phänomen ist begründet durch Oberflächenpolarisationen und verursacht Korrelationszeiten in der Größenordnung der Transitzeit durch den Photonenvervielfacher.

¹Ein geringer Restgaseinschluss innerhalb der Photonenvervielfachertube lässt sich bei der Produktion nicht verhindern. Es handelt sich bei den Einschlüssen hauptsächlich um Stickstoff- und Wasserstoff-Moleküle. Im Fall von IceCube kann eine Diffusion von Helium in die Röhre durch ihren abgeschirmten Standort ausgeschlossen werden.

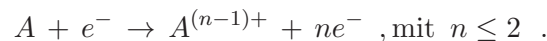
²Louis Malter (*1907 - +?) englischer Physiker.

IV. Innerhalb der Röhre kann es über Isolatoren oder an Spitzen zu Entladungen oder Mikro-Lichtbögen kommen. Die durch diesen Effekt auftretenden induzierten Pulse wären zeitlich nicht korreliert oder abhängig von der mittleren angelegten Spannung innerhalb der Röhre.

Neben den bereits angeführten Ursachen für korrelierte und unkorrelierte Pulse ist noch die Möglichkeit der Nachpulsinduktion durch kosmische Strahlung gegeben [193]. Hier kommt es in dem relativ unwahrscheinlichen Fall eines direkten Treffers des Photonenvervielfachers durch ein Myon zu zwei Effekten: passiert das hochrelativistische geladene Teilchen das Photonenvervielfacherfenster, so generiert es einen Ausbruch von Tscherenkowphotonen. Dieser in sehr kurzen Zeiten $\sim 10^{-10}$ s auftretende Nachpuls ist fast nicht vom initialen Elektronenpuls zu unterscheiden. Zudem wird das Glas durch das Myon zur Fluoreszenz angeregt, welche typischerweise Zerfallzeiten von $< 50 \mu\text{s}$ hat. Der anfängliche Puls wird somit von einer Folge von Nachpulsen begleitet.

Eine weitere korrelierte Lichtdeponierung geschieht durch den radioaktiven β -Zerfall der in verschiedenem Maße in Gläsern und Plastik des DOMs enthaltenen aktiven Nuklide. Basierend auf den gesammelten Erfahrungen mit den AMANDA-Modulen konnte das als Flussmittel bei der Verarbeitung von Gläsern beigefügte ^{40}K als Quelle identifiziert werden [194]. Dieser störende Untergrund wurde durch die Verwendung von speziellem kaliumarmen Glas stark reduziert und führt nur noch zu einer Belastung von ~ 100 Bq. Als verbleibenden Quelle sind hier vor allem die Isotope der Thorium und Uran-Reihe anzuführen. Das beim Zerfall freiwerdende Positron oder Elektron ist in der Lage, mehrere Atome der Glassphäre durch Streuverluste zu ionisieren oder anzuregen. Die so entstehenden Szintillationseffekte finden hauptsächlich bei dem in der Glasherstellung als Enttrübungsmittel eingesetzten Cer statt. Die durch die Szintillation entstehenden korrelierten Pulse treten bis zu Zeiten von $3300 \mu\text{s}$ auf. Genaue Vermessungen zum Einfluss des Glases auf die Rauschraten werden derzeit von Kollaborateuren in Chiba durchgeführt, stehen aber zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung.

Ein signifikanter Anteil der Nachpulse wird durch driftende Ionen ausgelöst, welche auf die Kathode aufschlagen und Emissionen von Sekundärelektronen bewirken. Der Prozess wird durch die Streuung von Elektronen an Restgaseinschlüssen mit Nukleonenzahl A in der Photonenvervielfacherröhre ausgelöst und führen zu folgenden Reaktionen [195]:



Das $A^{(n-1)+}$ wird hauptsächlich zwischen der Photokathode und der ersten Dynodenregion gebildet [196]. Das Ion wird in Richtung Photokathode beschleunigt und löst dort eine Emission von Sekundärelektronen aus. Die Anzahl der ausgelösten Elektronen ist abhängig vom Material der Kathode und des aufschlagenden Ions. In diesem Fall fungiert die Photonenvervielfacherröhre als TOF-Spektrometer (*Time of Flight*) und bietet die Möglichkeit, die beteiligten Ionen zu identifizieren. Am häufigsten sind in der Literatur H_2^+ und H^+ [197] angeführt. So generierte Nachpulse sind in ihrer Ankunftszeit auf die Flugzeit im Photonenvervielfacher beschränkt und sind deshalb nur in Zeiten $< 10 \mu\text{s}$ zu erwarten.

6.2. Daten

Um eine optimale künstliche Totzeit für das Supernova-System festlegen zu können, werden möglichst totzeitfreie Zeitinformationen einzelner Treffer benötigt. Dieser sollte statistisch signifikant sein und mögliche Informationen vieler Module enthalten um eine allgemeine Aussage treffen zu können. Die zur vorliegenden Analyse aufgenommenen Daten gliedern sich in drei Blöcke mit unterschiedlicher Größe, Format.

- Datensatz I:** Der Defekt einer DOR-Karte und ihre damit verbundene Auswechslung erlaubte im Rahmen der nötigen Initialisierungs und Kalibrationsroutinen Daten an String 21 befindlichen DOMs „Dimethylsulfoxid“ (21-31)³ und „Oxygen“ (21-56) am 06.01.2006 aufzunehmen. Es handelte sich dabei um einen Strom von 24 Bit Zeitstempeln, welche für einen kurzen Zeitraum in eine ASCII-Datei geleitet werden konnten. Die damalige Detektorkonfiguration (IC9) hatte noch keine voll ausgebaute und einsatzfähige standardisierte DAQ wie die heute in Betrieb befindliche pDAQ (siehe Abschnitt 3.4), was die Datennahme nur durch eine umständliche Verkettung einzelner Hardwarskripte ermöglichte. Dies begrenzte die jeweilige Datennahmepériode im Falle von DOM 21-31 auf 75,5 s und im Fall von DOM 21-56 auf 150,2 s. In diesem Betriebsmodus war es nicht möglich die auf der Hauptplatine des DOMs erzeugten Zeitstempel ohne den durch die Synchronisation mit dem DOMHub bedingten Schub der Zeitstempel zu erhalten. Dies führte in den Daten zu sogenannten „Wrap-Arounds“ (*Umgriffe*), welche bei der weiten Datenverarbeitung bereinigt werden musste. Aus unbekanntem Gründen weist der Datensatz große zeitliche Lücken auf. Vermutlich ist dies durch das umständliche skriptseitige Auslesen der Trefferinformation und der damit verbundenen Pufferprobleme entstanden. Auch diese Lücken („*Large-Gaps*“) mussten bereinigt werden. Die gesamte Datenmenge ist verglichen mit den folgenden Datensätzen jedoch sehr gering und statistisch nicht sehr aussagekräftig.
- Datensatz II:** Aufgrund der stetigen Entwicklung der Datennahmesoftware und dem hohen Grad der modularen Standardisierung war es in der australen Sommersaison 2008 am 06.02.2008 möglich einen weiteren Datensatz mittels der pDAQ aufzunehmen. Durch die Möglichkeit ATWD-Trefferinformationen schnell mittels des Programms OMICRON⁴ über die pDAQ auszulesen, konnten die 64 Bit UTC-Zeitstempel aufgenommen werden. Diese Daten sind nicht komplett totzeitfrei, da die Auslese der ATWD-Einheit eine geringe, schwer abzuschätzende Totzeit induziert. Diese ist jedoch so gering, dass sie die Analyse nicht beeinträchtigt [198]. Der generelle Datennahme-Modus der DOMs in SC + SLC-Modus (siehe Abschnitt 3.3.1) bedingt, dass der komplette Wellenzug im Fall einer lokalen Koinzidenz herausgeschrieben wird. So beinhalten die Daten Zeitstempel und Wellenzuginformationen. Letztere werden für die nachfolgende Analyse verworfen. Alle Daten werden in binären Dateien gespeichert was in der Prozessierung zu beachten ist (siehe Abschnitt 6.2.1)
- Datensatz III:** Um einen möglichst vergleichbaren Datensatz zu gewinnen wurde in der folgenden Sommersaison am 12.02.2009 mit exakt gleicher Prozedur erneut Daten von zwei kompletten Strings aufgenommen. Interessant ist hier jedoch, dass erstmalig Daten des ersten verbauten DeepCore-Strings (Str83) genommen werden konnten. Um einen Vergleich der später zu ermittelnden Raten anstellen zu können, wurden ebenfalls Daten eines weiteren Strings (Str36) akquiriert. Beide haben die Gemeinsamkeit, dass sie mit DOMs höherer Quanteneffizienz bestückt sind. Die mit der höheren Quanteneffizienz einhergehenden erhöhten Rauschraten führten zu einer leichten Modifikation in der Auslese der ATWD-Informationen. Diese erfolgte mit dem auf Geschwindigkeit optimierten Programm JVM JRockit⁵ [199], welche alle JAVA basierten Anwendungen steuerte. Leider musste bei der

³Neben der eindeutigen Kennzeichnung eines jeden DOMs durch seinen individuell verschiedenen Namen kann dieser auch über seine Position identifiziert werden. Die in der Kollaboration übliche Kennzeichnung ist String Nummer-DOM Nummer.

⁴OMICRON ist eine unabhängige Version des StringHubs, welche in der Lage ist alle DOM-Daten ohne den Überbau der pDAQ auszulesen, obwohl es dessen Infrastruktur nutzt.

⁵Die Oracle JRockit JVM ist eine auf Geschwindigkeit optimierte Java Virtual Machine.

späteren Analyse festgestellt werden, dass der Datensatz ähnlich Datensatz I große Abstände in den während der Datennahme ermittelten Zeitstempeln aufweist. Dieser erstmalig aufgetretene Auslesefehler konnte glücklicher Weise vor der endgültigen Inbetriebnahme der DeepCore Strings im pDAQ-System bereinigt werden.

Eine Übersicht aller für diese Analyse benötigten Daten sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Datensatz	String	DOM	Dauer [s]	Jahr
I	21	31	75,5	2006
I	21	56	150,2	2006
II	39	1 – 60	900,0	2008
II	49	1 – 60	900,0	2008
III	36	1 – 60	900,0	2009
III	83	1 – 60	900,0	2009

Tabelle 6.1.: Die vorliegende Tabelle gibt Übersicht über die zur Analyse verwendeten Datensätze.

6.2.1. Datenprozession

Mit Ausnahme des ersten Datensatzes müssen alle weiteren Datensätze prozessiert werden, bevor sie für eine Analyse benutzt werden können. Dies ist vor allem bedingt durch die Auslese der Informationen und das Speichern in binären Dateien. Die Daten müssen in mehreren Schritten aus den Daten der einzelnen DOMs extrahiert und anschließend sortiert werden. Um eine möglichst uneingeschränkte Analyse durchführen zu können, wurde sich entschieden diese in einem ROOT-Tree⁶ anzuordnen. Dieser für die Analyse vorteilhafte Datenbaum, ist schematisch in Abbildung A.4 dargestellt. Die zum Erstellen dieses Formates nötigen technischen Schritte werden, ohne auf die damit verbundenen technischen Schwierigkeiten bedingt durch Hard und Software einzugehen, im Folgenden beschrieben.

Generell ist das Prozessieren der Rohdaten ein zweistufiger Prozess. Zunächst werden die binären Rohdaten ausgelesen, bereinigt und sortiert. Danach werden diese in einen ROOT-Tree eingelesen und für die kommende Analyse geordnet.

Die Dekodierung der Rohdaten erfolgt über ein eigens erstelltes Python-Skript mit Hilfe des von der Kollaboration bereitgestellten `pydom`-Pakets. Dieses enthält alle DOM spezifischen Information zur Auslese. Der Datensatz stellt neben den SC-Zeitmarken auch die Delta komprimierten SLC-Wellenzüge bereit. Um von diesen einen Zeitstempel abzuleiten müssen diese dekomprimiert werden. Die so ausgelesenen Rohdaten werden für die weitere Verarbeitung DOM-weise in ASCII-Dateien gespeichert, bevor sie im letzten Schritt zu einem ROOT-Tree verarbeitet werden. In den bereitgestellten ROOT-Datencontainer werden abschließend die extrahierten Rohdaten gestreamt⁷ und wie in A.3.2 beschrieben angeordnet.

6.2.2. Datenbereinigung

Eine Besonderheit dieser Analyse ist, dass keine von der Kollaboration bereitgestellten und vorprozessierten Daten verwendet wurden. Alle Operationen mit und an den Daten mussten selbständig

⁶Ein ROOT-Tree ist ein spezieller Datencontainer des ROOT-Frameworks. Seine Besonderheit liegt in der Möglichkeit die Daten zu verzweigen. Die Klassifizierung und der Zugriff sind dadurch extrem effizient.

⁷Streaming bezeichnet die kontinuierliche Übertragung von Daten.

erarbeitet und umgesetzt werden.

Wie bereits erwähnt mussten die aufgenommenen Zeitreihen bezüglich zweier Effekte korrigiert werden. Der Datensatz I musste aufgrund der Synchronisation mit dem DOMHub von Zeitschüben befreit werden, ähnliches gilt für Datensatz III. Die Ursache für diese Effekte sind zumindest beim ersten Datensatz I nicht bekannt, da die Umstände der Datennahme und die Möglichkeiten der derzeitigen Datennahmesoftware unklar sind. Im Fall von Datensatz III ist das Problem der Zeitschübe aller Wahrscheinlichkeit nach im zwischen puffern der Daten zu finden.

Bereinigung der Zeitumschläge

Das Bereinigen der Zeitumschläge (*Wrap-Arounds*) gestaltet sich als trivial. Abbildung 6.2 zeigt den zugrunde liegenden Algorithmus. Das Zurücksetzen der Eigenzeit des DOMs durch den

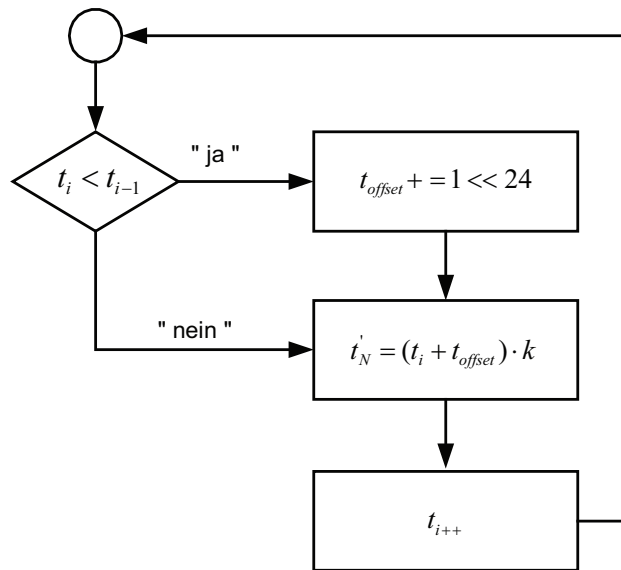


Abbildung 6.2.: Schematische Darstellung des Algorithmus zum Bereinigen der Zeitumschläge (*Wrap-Arounds*).

DOMHub führt zu einer nicht aufsteigenden Zeitreihe. Ist der auf eine Zeitmarke folgende Zeitstempel kleiner als der vorherige, so wird eine ausgleichende 24 bit Zahl addiert. Dies führt zu einer aufsteigenden Zeitreihe, welche den Umschlag durch die Synchronisation ausgleicht. Bei dieser Bereinigung kommt es nicht zu einem Verlust an Zeitstempeln. Da diese Art der Bereinigung jedoch nur im Datensatz I nötig ist und für diesen nur Messreihen zweier DOMs vorliegen ist eine Koinzidenzbildung nicht möglich. Es muss also auf den Schub der Zeitmarken nicht geachtet werden.

Large-Gap-Cleaning

Wie in Abbildung A.3.2 zu sehen, enthält der Datensatz III große Zeitdifferenzen Δt . Diese charakterisieren einen temporären Stop der Datennahme während der Messperiode. Als maximal erlaubter Abstand zweier Events wird $\Delta t \geq 0.05$ s gewählt. Ein zufälliger Abstand dieser Größe ist mit einer in poissonischer Näherung abgeschätzter Wahrscheinlichkeit nicht zu erwarten. Abbildung 6.3 zeigt schematisch den Ablauf des Bereinigungsalgorithmus. Der Sprung in der Datennah-

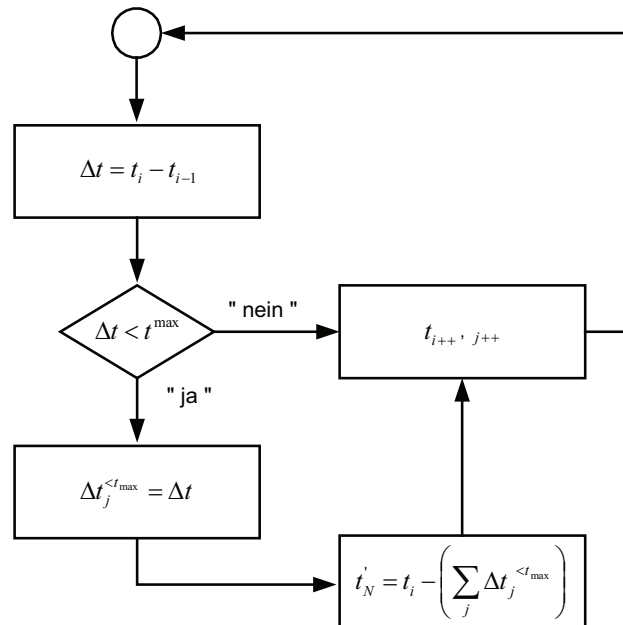


Abbildung 6.3.: Schematische Darstellung des Algorithmus zum bereinigen großer Abstände in den Daten (*Large-Gap*).

me wird durch Verschieben der einzelnen Zeitstempel realisiert. Tritt eine zu große Zeitdifferenz auf, so wird die Zeitmarke des zweiten Ereignisses gelöscht. Die Differenz zwischen gelöschten Zeitstempel und dem drauf folgenden bildet die neue Zeitdifferenz. Das Ereignis, welches die große Differenz erzeugt, wird gelöscht und die gesamte Zeitreihe wird um die große Zeitdifferenz verschoben. Dies führt dazu, dass sich die Gesamtanzahl der Zeitmarken reduziert, die Messzeit verkürzt und der eigentliche Index der Zeitmarken verschiebt. Folglich können die so korrigierten Daten nicht mehr auf Koinzidenzen untersucht werden. Eine Übersicht aller für diese Analyse benötigten Daten sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Datensatz	String	DOM	# Zeitsprünge	Ereignisse	Anteil [%]	t [s]	t_{Clean} [s]
I	21	31	82	32408	$2,5 \cdot 10^{-3}$	74.49	49.46
II	39	31	0	518981	0	900,62	900,62
II	49	31	0	512629	0	900.78	900.78
III	36	31	31	347626	$8.9 \cdot 10^{-5}$	900.69	826.06
III	83	31	282	331035	$0.8 \cdot 10^{-3}$	899.24	443.73

Tabelle 6.2.: In dieser Tabelle sind exemplarisch Daten vor und nach der Datenbereinigung zusammengefasst. Die effektive Messzeit verkürzt sich durch die bereinigten Lücken in den Daten. Der Anteil verworfener Ereignisse ist gering, hat jedoch einen enormen Einfluss auf die Gesamtzeit der Messung. Ohne eine Korrektur wären es zum Beispiel nicht möglich gewesen die in Abschnitt 6.3 gemittelten Raten zu bestimmen.

6.3. Raten

Die aufgenommenen Daten können in guter Näherung als totzeitfrei angesehen werden. Die Rohdatenrate oder die Rohrausrate (*Gesamtrate*) der einzelnen DOMs kann deshalb durch einfaches Zählen der Ereignisse in einer bestimmten Zeiteinheit berechnet werden. Diese setzt sich zusammen aus einer unkorrelierten, poissonischen Rate sowie korrelierten Raten durch Photonenvervielfacher induzierte Nachpulse sowie Tschernekow Strahlung und Szintillation aus dem Glas der Druckkapsel des DOMs (siehe Abschnitt 6.1). Um den unkorrelierten Anteil der Rate zu ermitteln, muss zunächst der rein poissonischen Anteil der Rate bestimmt werden. Dies wird, durch einen exponentiellen Fit der Form

$$f(x) = e^{p_0 + p_1 x}$$

an die Daten erreicht (siehe Abbildung 6.1). Die inverse Steigung $1/p_1$ des Fits ist die rein poissonische und damit unkorrelierte Rate. Der Fehler des Fits entspricht dem Fehler auf die Rate. Für die Gesamtrausrate ist die Betrachtung des Fehlers etwas komplizierter.

Unter der Annahme, dass unkorrelierter Anteil A und korrelierter Anteil B der Gesamtrate durch einen Faktor f wie $B = f \cdot A$ verknüpft sind, folgt für den Fehler auf die Gesamtrausrate:

$$\Delta(A + B) = \pm \sqrt{A} \cdot (1 + f) \quad .$$

Bei der Ermittlung der in Abbildung 6.5 und 6.4 dargestellten Raten war zu beachten, dass durch die Datenbereinigung unterschiedliche Messzeiten entstanden sind. Die Messzeit weicht selbst bei den nicht zu korrigierenden Daten leicht von den angestrebten 900 s ab. Diese Ungenauigkeit findet ihre Ursache in der endlichen Anlauf- und Abbruchzeit der Messung sowie der intrinsischen Unsicherheit des GPS-Latches.

Die Raten der Datensätze II und III können nicht direkt miteinander verglichen werden. Dies ist vor allem durch den baulichen Unterschied der Strings begründet. Wie bereits erwähnt handelt es sich bei String 83 um die erste versenkten DeepCore-Trosse. Diese ist bestückt mit Hoch-Effizienz DOMs, welche eine 30 – 40 % [200] bessere Quanteneffizienz und somit eine höhere Rate aufweisen. Die Situation an String 36 gestaltet sich ähnlich. Es handelt sich um einen experimentellen String welcher im unteren Bereich zwischen den DOMs 44 und 59 ebenfalls mit Hoch-Effizienz DOMs bestückt ist. Hinzu kommt, dass drei weitere sogenannte „Golden DOMs“ an den Positionen 36-43, 36-46 und 36-51 verbaut sind. Es handelt sich bei diesen um sehr genau vermessene DOMs, welche als Referenzmarken gebraucht werden. Weiterhin waren diese beiden Trossen zum Zeitpunkt der Messung noch nicht vollständig eingefroren. So befand sich String 39 erst 62 Tage und String 36 lediglich 29 Tage im Eis⁸. Dies führt vor allem bei tieferen DOMs zu einer höheren Rate.

Die Raten der Strings des Datensatz II, String 39 und 49, sind relativ konstant und gut miteinander vergleichbar. Beide befanden sich zum Zeitpunkt der Datennahme über ein Jahr im Eis und können als gänzlich eingefroren betrachtet werden⁹. Die Entwicklung der Rauschraten beim Prozess des Einfrierens wird in [38] gezeigt. Die arithmetisch gemittelten Rauschraten der Strings, mit zugehörigen Standardabweichungen der gemittelten DOM-Einzelraten sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Es ist leicht zu erkennen, dass Strings 39 und 49 typische mittlere Raten aufweisen, die im Rahmen der Unsicherheit als übereinstimmend anzusehen sind. In den Folgenden Analyse-schritten fassen wir deshalb die Daten dieser Strings zusammen um statistisch aussagekräftiger zu werden. Aufgrund der angegebenen Unterschiede ist das mit den im Datensatz III gewonnenen Da-

⁸String 83 wurde am 14. Januar 2009 und String 36 am 11. Dezember 2008 ins Eis eingebracht.

⁹String 39 wurde am 4. Januar 2006 und String 49 am 29. Januar 2006 ins Eis eingebracht.

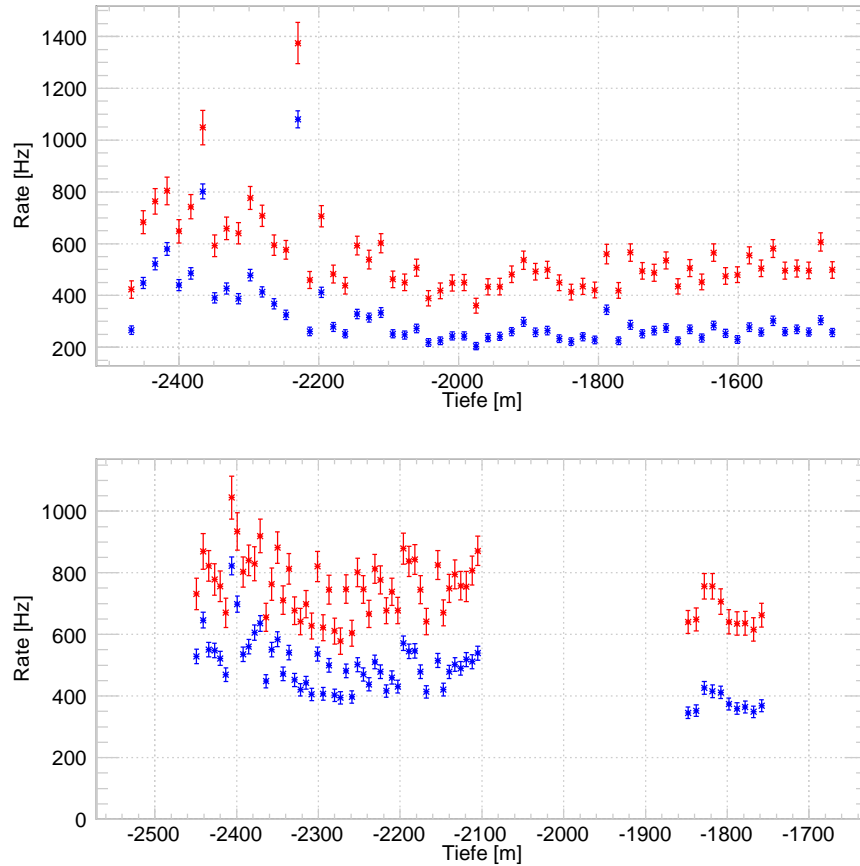


Abbildung 6.4.: Gesamtrausrate (*rot*) und poissonische Idealrate (*blau*) der Strings 36 (*oben*) und 83 (*unten*). Die deutlich überhöhten Raten begründen sich in der Besonderheit der beiden Strings. String 83 ist ein DeepCore String, was auch den für IceCube untypischen DOM-Abstand erklärt. Dieser ist mit Hoch-Effizienz-DOMs ausgestattet, was die höhere Rate erklärt. String 36 ist im Bereich der DOMs 44 bis 59 ebenfalls mit Hoch-Effizienz DOMs bestückt, was die Überhöhung der Rate bei großen Tiefen erklärt. Weiterhin befinden sich an den Positionen 36-43, 36-46 und 36-51 so genannte „Golden DOMs“. Diese sind extrem gut vermessen und dienen als Referenzmarken im Eis. Die Raten sind allerdings nicht repräsentativ, da die zugehörigen Strings zum Zeitpunkt der Messung vermutlich nicht komplett eingefroren waren.

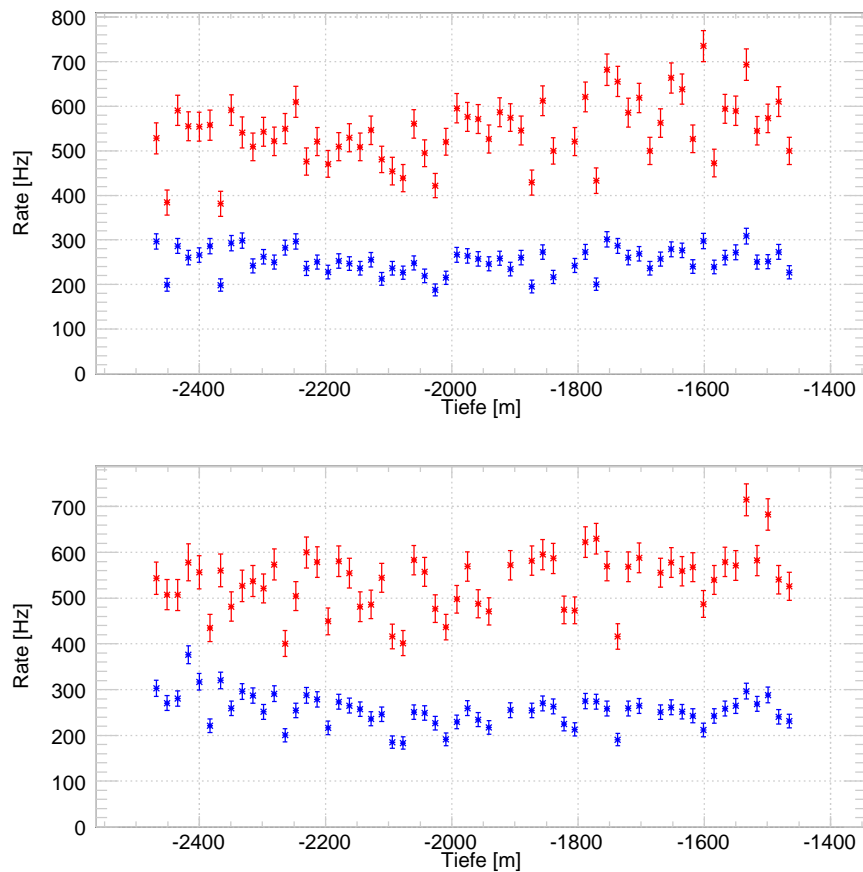


Abbildung 6.5.: Gesamtrausrate (*rot*) und Idealrate (*blau*) der Strings 39 (*oben*) und 49 (*unten*). Es ist zu erkennen, dass die Raten beider Strings recht stabil sind. Variationen sind bedingt durch die tiefenabhängigen Eiseigenschaften.

String	$\langle R \rangle$ [Hz]	$\langle R_{\text{Ideal}} \rangle$ [Hz]
39	$545,48 \pm 100,95$	$253,41 \pm 43,39$
49	$536,25 \pm 138,71$	$254,89 \pm 67,73$
36	$552,49 \pm 161,54$	$321,96 \pm 143,79$
83	$745,12 \pm 136,22$	$484,02 \pm 109,38$

Tabelle 6.3.: Zusammengefasst sind die gemessenen mittleren Gesamtrausschatten und deren poissonischer Anteil. Die Standardabweichung der Einzelraten beschreibt den Fehler auf die jeweilige mittlere Rate.

ten nicht möglich. Es wurde darauf verzichtet die mittlere Rate der einzelnen DOMs des Datensatz I zu bestimmen, da ein Vergleich nur mühsam angebracht werden könnte und der zu gewinnende Informationsgehalt als sehr gering angesehen werden kann.

6.3.1. Raten-Korrelationen

Um den korrelierten Anteil der Rate besser verstehen zu können, wurden mögliche Zusammenhänge zwischen Hardware-Einstellungen und korreliertem Rauschen untersucht. Als mögliche Ursache wurde die an den Photonenervielfacher angelegt Hochspannung in Betracht gezogen. Die DOMs werden noch vor dem Einlassen ins Eis auf eine Nominalrate eingestellt. Diese ist so gewählt, dass die Hochspannung generell eine Verstärkung von $1 \cdot 10^7$ hat. Da im Allgemeinen die Möglichkeit besteht, dass diese Eichung sich durch den Temperaturgradienten beim Einfrieren verschiebt wurde geprüft ob ein Zusammenhang zwischen den Werten der Hochspannungsversorgung und der korrelierten Rate besteht.

Die Hochspannungswerte der beteiligten DOMs wurden aus dem IceCube-Überwachungsdaten [201] extrahiert und den korrelierten Raten gegenüber gestellt. Es konnten keine Korrelationen zwischen der Hochspannung und dem korrelierten Rauschen gefunden werden.

6.3.2. Temperaturabhängigkeit der Ratenanteile

Die zur Messung gehörigen Temperaturwerte zum Zeitpunkt der Messung kommen aus der Temperatur der Hauptplatine innerhalb der Druckkapsel des DOMs, gewonnen werden. Durch Dissipation erwärmt sich das Innere der Kapsel um etwa 10°C gegenüber der Umgebung. Diese Temperatur entspricht der Temperatur des Photonenervielfachers und ist deshalb entscheidend. Die Unsicherheit der Temperaturmessung ist geringer als 1°C [202].

Die im folgenden benutzten Messwerte wurden auf unterschiedliche Arten erhalten. Im Falle des Datensatz II konnten diese aus der IceCube-Qualitätsüberwachung extrahiert werden. Obwohl anzunehmen ist, dass die DOMs vollständig eingefroren sind und deren Temperatur konstant ist, wurden die Temperaturdaten des Messtages ausgewertet¹⁰.

Im Fall des Datensatzes III konnte dieses Verfahren zum Extrahieren der Temperaturwerte nicht angewandt werden, da die eingebrachten Trossen zum Zeitpunkt der Messung noch nicht kommissioniert waren und deshalb der Datenqualitätsüberwachung nicht zur Verfügung standen. Glücklicherweise enthält der OMICRON-Datenstrom ebenfalls alle Vitalinformationen der Hauptplatine des DOMs, einschließlich die Temperaturwerte. Die Gewinnung der Daten aus den binären Files

¹⁰moni_histo_110352.root

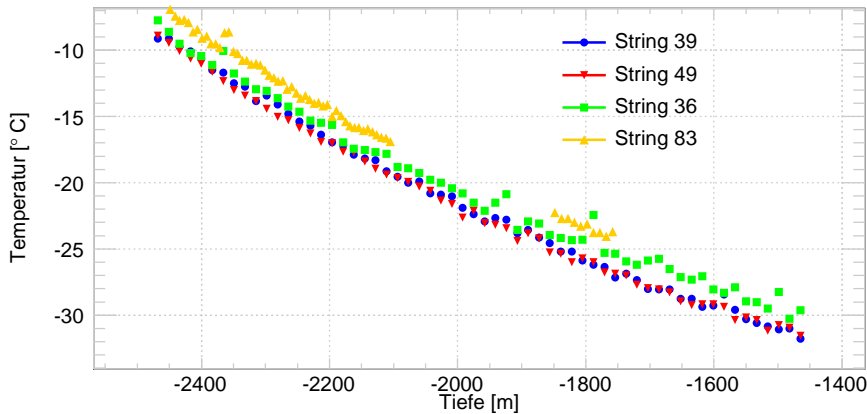


Abbildung 6.6.: Die Abbildung zeigt die Temperatur der Photokathode gegen die Tiefe des Südpoleises. Sie zeigt eine deutliche Erwärmung zu niedrigeren Tiefen. Ebenfalls ist zu erkennen, dass String 36 und String 83 nicht komplett eingefroren sind. Ihre Temperaturwerte haben sich noch nicht denen der Anderen angeglichen sie sind erhöht.

der OMICRON-Auslese erfolgt analog zu Abschnitt 6.2.1. Die so gewonnenen Temperaturwerte sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Unter Berücksichtigung des durch die Erwärmung des Gerätes bedingten Temperaturerhöhung von $\sim 10^\circ \text{C}$ entspricht dies in erster Näherung auch dem in [137] angeführten Temperaturprofil des Südpoleises. Weiterhin ist zu erkennen, dass DOMs der gleichen Tiefe vergleichbare Temperaturen aufweisen, sofern sie vollständig eingefroren sind.

Im weiteren werden die poissonischen und korrelierten Anteile der Rate als Funktion der Temperatur untersucht. Um den Trend sichtbar zu machen, wird die folgenden Betrachtung in groben Temperaturbins durchgeführt.

Zu erwarten ist, dass sich die ideale unkorrelierte Rate aus einer konstanten Untergrundrate und einer mit der Temperatur abfallenden Rate zusammensetzt. Diese abnehmende thermische Rauschrate kann durch das Richardson-Gesetz¹¹ beschrieben werden und folgt dem Ausdruck:

$$R_R = A_R \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{W_A}{k_B T}\right) .$$

Hier beschreibt $A_R = 4\pi m_e k_B e / h^3$ die Richardson-Konstante, W_A ist die Auslösearbeit für Elektronen (*workfunction*) des verwendeten Bialkali-Kathodenmaterials und k_B ist die Boltzmann-Konstante.

Der korrelierte Anteil der gemessenen Raten ist nicht genau verstanden. Er setzt sich zusammen aus Anteilen der beschriebenen nicht statistischen Effekte und einer bis dato nicht verstandenen nicht thermalen Rauschrate. In [203] wurden verschiedene Photonenervielfacher-Kathoden bei tiefen Temperaturen bezüglich ihres korrelierten Rauschverhaltens untersucht. Die durchgeführten Messungen sind in Abbildung 6.7 zu sehen. Diese zeigen einen kontinuierlichen Anstieg der korrelierten Rate mit fallender Temperatur für die untersuchten Photonenervielfachertuben. Unter den untersuchten waren leider nicht die in IceCube verwendeten Hamamatsu-R708102 Photonenervielfacher, jedoch wurden vergleichbare Sensoren mit Bialkali-Kathoden und verschiedenen Kathodenoberflächen vermessen. Es konnte ein an die Daten angepasster empirischer Fit

¹¹Sir Owen Willans Richardson (*1879 - +1959) britischer Physiker.

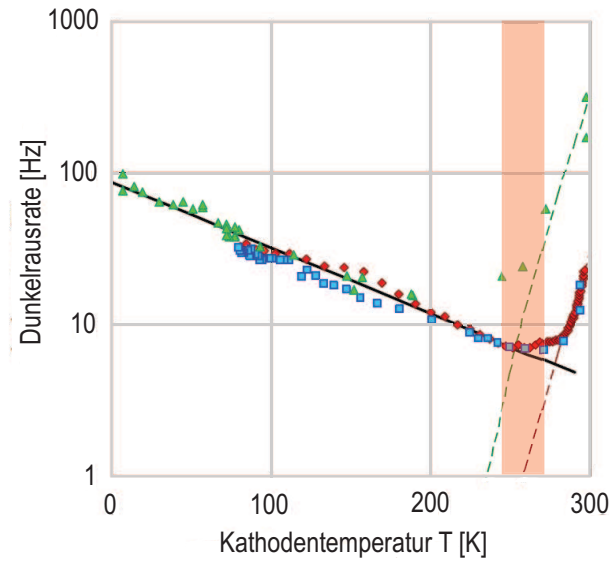


Abbildung 6.7.: Die Dunkelrausschrate in Abhängigkeit der Temperatur für drei verschiedenen Photonenvervielfacher. Die durchgezogene Linie beschreibt den empirischen Fit R_{NT} . Die gestrichelte Linie stellt den erwarteten Beitrag der thermischen Emission R_R dar. Der rot hinterlegte Bereich kennzeichnet das Temperaturregime des IceCube-Detektors. Abbildung entnommen aus [203].

abgeleitet werden [203]. Die korrelierte Dunkelrausschrate skaliert erwartungsgemäß mit der Kathodenoberfläche A_C und zeigt eine exponentielle Temperaturabhängigkeit:

$$R_{NT} = G \cdot A_C \cdot \exp\left(-\frac{T}{T_r}\right) .$$

Hier sind G und T_r empirische Konstanten, die mit den Daten angepasst wurden. Aufgrund der gezeigten Eigenschaften und ihrer Baugleichheit werden die Daten der Strings 39 und 49 zusammengefasst um eine höhere statistische Signifikanz zu erreichen. Um den Beitrag der thermischen Emission durch das Richardson-Gesetz anzupassen wurde dieses mit einem freien Parameter, welcher als konstante Rate von $R_{\text{const}} = 246,7 \pm 6,5$ Hz zu interpretieren ist, zu

$$R_R = A_R \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{W_A}{k_B T}\right) + R_{\text{const}}$$

kombiniert. Die fixen Parameter der Konstanten waren die Boltzmann-Konstante $k_B = 8.617347 \cdot 10^{-5}$ eV/K, die Richardson-Konstante $A_C = 1,20173 \cdot 10^6$ Am⁻² K⁻² sowie die Auslösearbeit der Elektronen für die benutzte K-Cs-Sb-Bialkali-Kathode $W_A = 0,5$ eV [204]. An die so histogrammierten Daten werden, wie in Abbildung 6.8 zu sehen ist, die beschriebenen Funktionen R_{NT} und R_R angepasst. Dieser simplifizierte Ansatz beschreibt die Daten mit einem reduzierten $\chi^2 = 5,2$ eher mäßig, zeigt aber den Einfluss des thermischen Rauschens bei erniedrigten Temperaturen.

Der von der Kathodenoberfläche abhängige, nicht thermale Fit R_{NT} beschreibt das korrelierte

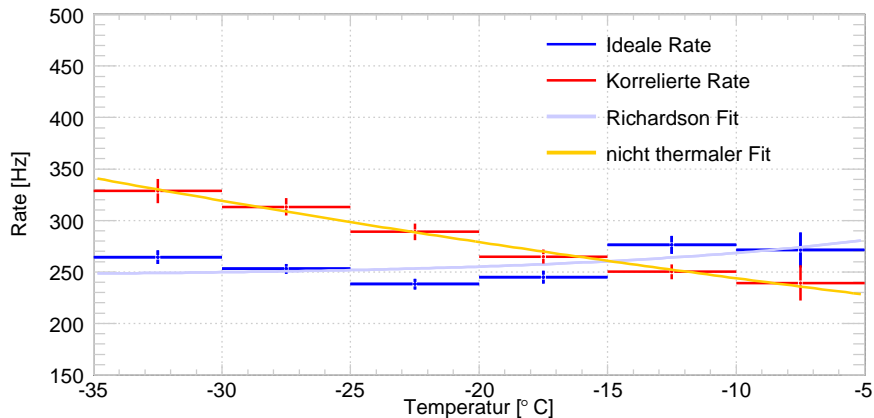


Abbildung 6.8.: Histogramm der korrelierten und idealen poissonischen Raten in Abhängigkeit der Kathodentemperatur. Angeführt sind die Fehler auf den Mittelwert. Angebracht sind die im Text beschriebenen Fits an die Daten.

Rauschen mit einem reduzierten $\chi^2 = 0,95$ wesentlich besser. Es ist anzunehmen, dass der angegebene Fehler auf den Mittelwert überschätzt ist, was zu einem erniedrigten χ^2 -Wert führt. Erstaunlich ist jedoch wie exakt das empirische Modell aus [203] die Daten wiedergibt. Die benutzten Fitparameter weichen leicht von denen in der Referenz ab, da diese für den Wertebereich $T < 200$ K optimiert wurden. Die im Fit angewendeten Werte der empirischen Konstanten ergaben sich zu $G = 3,8 \text{ Hz/cm}^2$ und $T_r = 75 \text{ K}$. Die Kathodenoberfläche ergibt sich nach [151] zu $A_C = 550 \text{ cm}^2$. Die in Abbildung 6.9 gezeigten idealen und korrelierten Raten der nicht eingefrorenen String 36 und 83 konnten nicht durch die angeführten Fits beschrieben werden. Dies ist im wesentlichen begründet durch nicht stabile Raten auf Grund des Einfrierprozesses. Ebenfalls kann der Effekt der Hoch-Effizienz DOMs nicht abgeschätzt werden. Da es sich bei den Strings 39 und 49 um die Standardkonfiguration der in IceCube verbauten Trossen handelt, werden wir uns im weiteren auf diese konzentrieren. Die folgende Optimierung sollte mit Daten der DeepCore DOMs wiederholt werden, um eventuelle Unterschiede quantifizieren zu können.

6.4. Lokale Koinzidenzen

Entscheidend für den Effekt einer künstlichen Totzeit ist die Frage ob wahre Signalereignisse ebenfalls von korrelierten Ereignissen oder Nachpulsen begleitet werden. Sollte dies der Fall sein und Signalereignisse das gleiche Verhalten wie Untergrundereignisse haben, würde eine künstliche Totzeit zu einem Verlust an statistischen Ereignissen führen und somit einen negativen Effekt auf die Nachweissignifikanz ausüben. Vorherige Analysen gingen davon aus, dass dies nicht der Fall ist [187].

Begründet wurde diese Aussage durch das Argument, das korrelierte Pulse hauptsächlich durch Fluoreszenz (*Radio-Lumineszenz*) im Glas ausgelöst durch radioaktiven Zerfall innerhalb der Glassphäre entstehen. Dies war für einen Teil optischer Module des AMANDA-Experimentes richtig, die eine hohe ^{40}K Verunreinigung besaßen. Ob dieses Argument für IceCube Module gültig ist muss vor der Fortführung der Optimierung geprüft werden, denn weitere Nachpuls verursachende Effekte wie zum Beispiel der genannte Ionendrift tragen gleichermaßen für Signal und Untergrundereignisse bei.

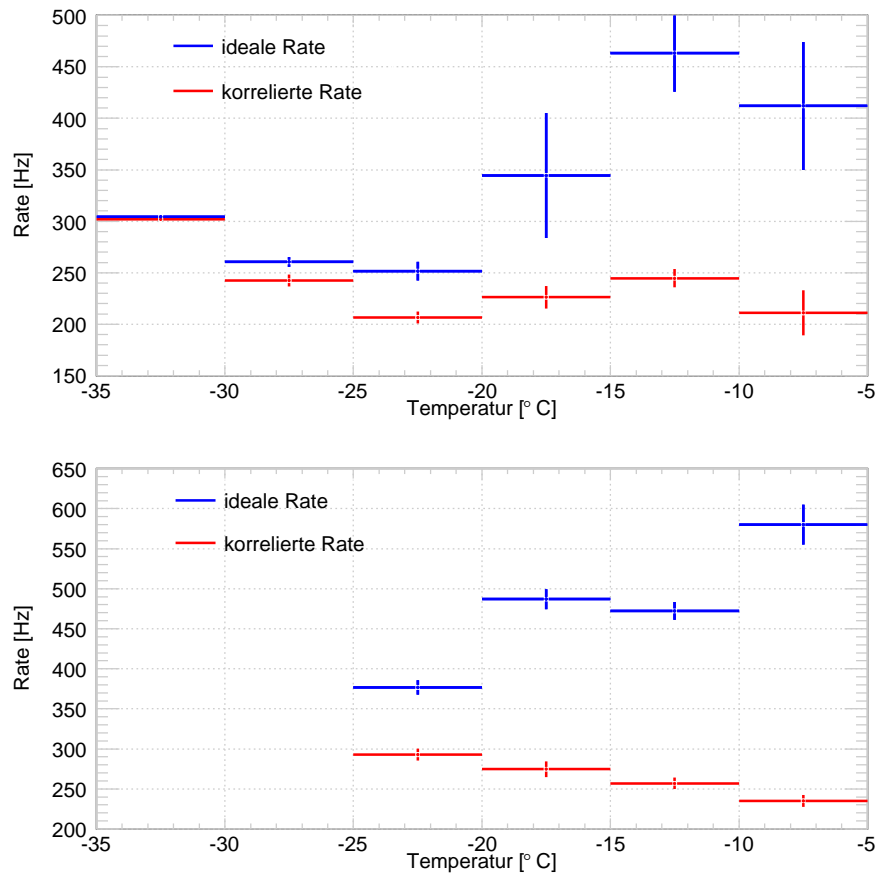


Abbildung 6.9.: Ideale und korrelierte Rate der Strings 36 (*oben*) und 83 (*unten*) des Datensatzes-III. Aufgrund der beim Einfrieren auftretenden physikalischen Effekte ist die ideale Rate dieser unterschiedlich eingefrorenen Strings stark erhöht und somit nicht repräsentativ.

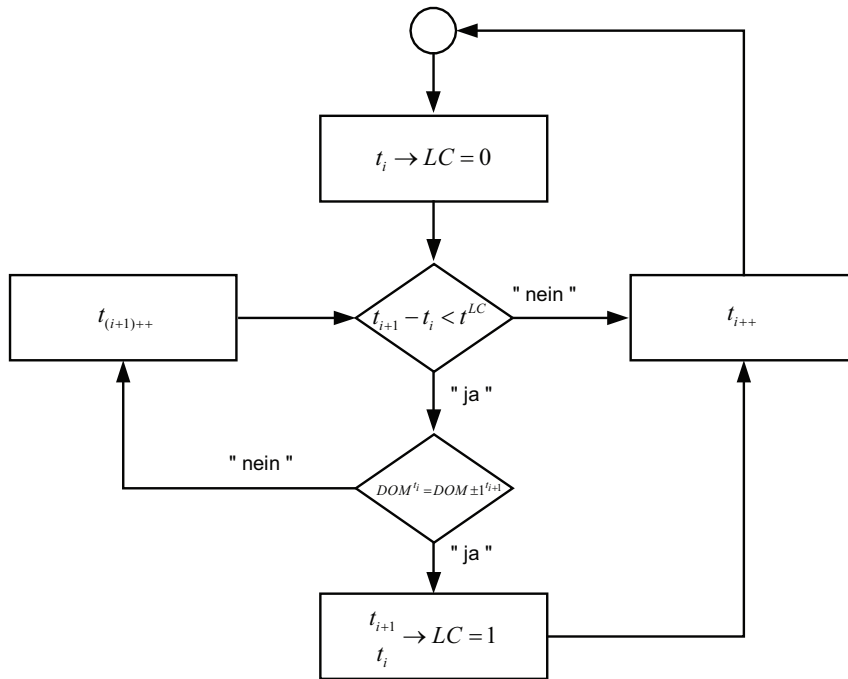


Abbildung 6.10.: Schematische Darstellung des Algorithmus zur Bildung der Lokalen Koinzidenz.

Aus diesem Grund werden sogenannte lokal koinzidente Ereignisse untersucht, da diese vorwiegend durch die Lichtdeposition von Myonen oder anderen geladenen Teilchen im Eis hervorgerufen werden und demnach als wahre Photonen angesehen werden können. In der Rohdatennahme wurden die Delta komprimierten ATWD-Wellenzüge einer lokalen Koinzidenz herausgeschrieben. Allerdings beinhaltet diese nicht die Information des Nachbar-DOMs. So konnte zunächst keine Aussage anhand der Rohdaten getroffen werden, welche DOMs koinzidente Ereignisse aufzeigten. Dies führte zu einer Neuprozessierung der Daten. Mit Hilfe des in Abbildung 6.10 dargestellten Algorithmus war es möglich mit Hilfe einer eigens entwickelten `DOMTable-Class`¹² eine lokale Koinzidenz zu simulieren. Die Zeitmarke solcher Ereignisse wurde dann im Datensatz markiert. Dieses Verfahren konnte nicht auf die Datensätze I und III angewendet werden, da die wahren Zeitstempel durch das Bereinigen der großen Lücken in den Daten verschoben wurden. In diesen kann keine Aussage mehr über Koinzidenzen getroffen werden. Diese Daten werden auch aus diesem Grund in der folgenden Analyse nicht berücksichtigt.

Die zu erwartende Anzahl lokal koinzidenter Treffer liegt bei 1 % bis 2 % der gesamten registrierten Ereignisse [198][202]. Nach dem Applizieren des Algorithmus wurden insgesamt $N_{LC}^{Str39} = 294669$ und $N_{LC}^{Str49} = 330702$ Ereignisse markiert. Dies entspricht in beiden Fällen $\sim 1\%$ der Gesamtanzahl aufgenommener Zeitstempel, was genau der Erwartung entspricht.

Ein weiterer Test ist die Untersuchung Tiefenabhängigkeit der lokalen Koinzidenz-Raten. Diese sollte mit steigender DOM-Tiefe sinken, da sich mehr Masse über dem detektierenden Modul befindet und Myonen abschirmt. Weiterhin sollten sich in der Rate die Eiseigenschaften widerspiegeln. Große effektive Streukoeffizienten sollten sich durch Rateneinbrüche widerspiegeln. Dieses Verhalten ist gut in Abbildung 6.11 zu erkennen. Es kann also davon ausgegangen werden, dass

¹²Eine erweiterte Version dieser C++ Klasse steuert das Einbuchten der DOMs bei der Initialisierung der `SNi3Daq`.

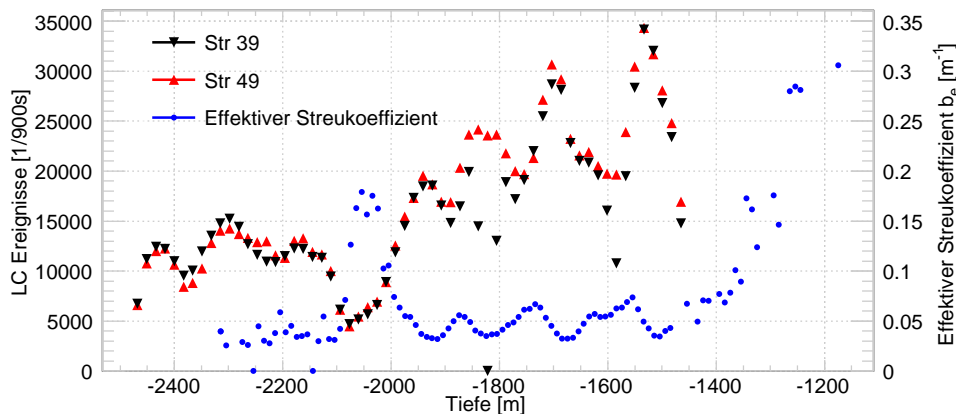


Abbildung 6.11.: Die Abbildung zeigt die Anzahl der lokalen Koinzidenzen der einzelnen DOMs der Strings 39 (*schwarz*) und 49 (*rot*) im normierten Zeitfenster der Messung gegen die Tiefe. Weiterhin ist der auf 400 nm normierte effektive Streukoeffizient aufgetragen. Der Einfluss der Staubschichten ist deutlich einzusehen.

die Bildung der lokalen Koinzidenz erfolgreich war.

Zu beachten ist jedoch, dass ein kleiner Anteil der lokalen Koinzidenzen aufgrund der langen Koinzidenzzeit von $2,5 \mu\text{s}$ zufällig zustande kommen. Da die Verteilung für kleine Zeitabstände überhöht ist, gilt das auch für die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen lokalen Koinzidenz. Diese kann abgeschätzt werden (siehe Abschnitt A.3.3) und führt zu einem Wert von $\sim 10\%$ zufälliger Koinzidenzen. Dies muss im weiteren Verlauf der Analyse berücksichtigt werden.

Um diesem Umstand genüge zu tragen werden die zufälligen Koinzidenzen subtrahiert. Dies wird realisiert in dem man ein auf die Größe der falschen Koinzidenzen skaliertes Δt -Histogramm der Ereignisse eines Strings von der Δt -Verteilung der lokalen Koinzidenzen abzieht, da zu erwarten ist, dass ein zufälliges in das Koinzidenzfenster fallendes Ereignis der zeitlichen Abfolge der normalen Treffer gehorcht.

Myonenereignisse sollten poissonverteilt sein. Sollten reale Ereignisse keine Nachpulse erzeugen, so müsste die Δt -Verteilung zwischen lokal koinzidenten Ereignissen und den folgenden Ereignissen nicht korreliert sein. Im weiteren wird von der Δt -Verteilung der lokalen Koinzidenz gesprochen. Diese entspricht nicht der Zeitdifferenz zwischen zwei koinzidenten Ereignissen, sondern zwischen koinzident markiertem Ereignis und dem folgendem Ereignis des selben DOMs. Sie sollte einer Exponentialverteilung folgen. Wie in Abbildung 6.12 zu sehen ist, ist dies nicht der Fall.

Zu klären bleibt, wie hoch der Nachpulsanteil eines wahren Signalereignisses ist. Nachdem der Anteil der zufälligen Koinzidenzen subtrahiert wird kann ein Poisson-Fit angebracht werden der beschreibt den nicht korrelierten Anteil der lokalen Koinzidenz Ereignisse beschreibt. Das Verhältnis der Integrale von unkorreliertem zu korrelierten Anteil ergibt sich im Mittel für die untersuchten Strings zu $21,3\%$ (*String 39: 21,8%* und *String 49: 20,9%*). Die These, dass wahre Ereignisse keine oder nur sehr wenig Nachpulse haben, kann somit für IceCube nicht bestätigt werden. Wie sich das Nachpulsverhalten des Signals auf die Anwendung einer künstlichen Totzeit auswirkt wird in Abschnitt 6.7.3 abgeschätzt.

Weiterhin ist es wichtig die zeitlichen Strukturen der Koinzidenzen zu verstehen. Diese müssen aufgrund der Bildung der Koinzidenz verschieden sein. Die Datenakquise kann keine vollkommen

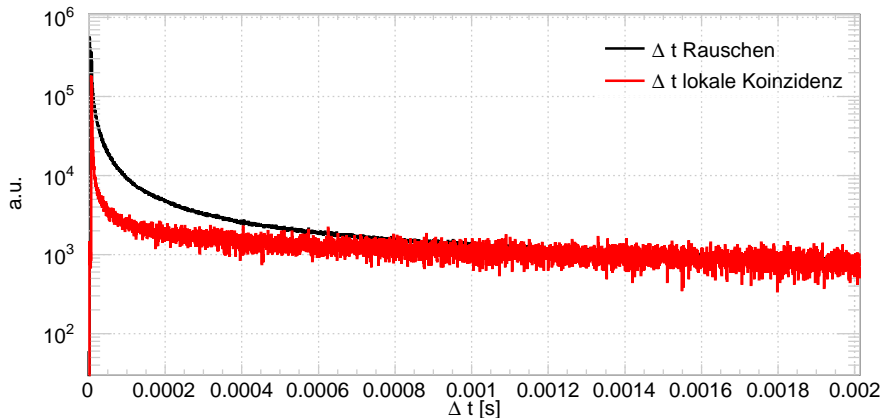


Abbildung 6.12.: Zu sehen sind die Δt -Histogramme der lokalen Koinzidenzen (*rot*) und des normalen Rauschens (*schwarz*). Das Histogramm der lokalen Koinzidenzen wurde, aus Gründen der Übersicht, auf das Rauschen skaliert. Auch die auf Myone-ereignissen basierten lokalen Koinzidenzen zeigen ein Nachpulsverhalten bei kleinen Zeitabständen.

Totzeit freien Daten erzeugen. Dies führt zwangswise zu einer Unterschätzung des korrelierten Anteils, da zu erwarten ist - wie in Abbildung 6.1 zu sehen - diese zu kleinen Zeitdifferenzen überhöht ist. Leider kann keine fundierte Aussage über den Bereich kleinster Zeitdifferenzen gemacht werden, dieses Verhalten ist nicht bekannt.

Abbildung 6.13 zeigt die fein aufgelösten Δt -Verteilungen des Rauschens und der lokalen Koinzidenz. Die Datennahme setzt im Fall des Rauschens erst bei einer minimalen Zeitdifferenz $\Delta t < 2.5 \mu\text{s}$ ein. Diese Totzeit ist durch den Datennahmemodus zu erklären. Die Daten wurden im SLC-Modus aufgenommen (siehe Abschnitt 3.3.1). Wenn der Diskriminator ein Signalereignis registriert beginnen ATWD und FADC mit der Datenakquise. Zu diesem Zeitpunkt weiß der DOM allerdings nicht ob der gerade digitalisierte Puls Teil einer lokalen Koinzidenz ist. Er muss auf das Signal seiner nächsten Nachbarn warten. Dieser Vorgang benötigt eine gewisse Zeit, die sich aus der Zeit, die das Signal braucht um zwischen den DOMs ausgetauscht zu werden, der Größe des lokalen Koinzidenzfensters sowie dem Auslesen des ATWD und dem Scharfmachen des zweiten ATWD zusammensetzt. Letzteres benötigt mehrere Taktzyklen von 25 ns (*eine genaue Beschreibung findet sich in [205] und [206]*). Die angegebene Verzögerung setzt sich damit auf die folgende Weise zusammen [207]:

$$t_{\text{Kabellänge}} + t_{\text{LC Fenster}} + t_{\text{ATWD Auslese}} + t_{\text{Bereitstellung ATWD}} = \Delta t_{\text{min}}$$

$$1325 \text{ ns} + 1000 \text{ ns} + 5 \cdot 25 \text{ ns} + 2 \cdot 25 \text{ ns} = 2500 \text{ ns} \quad .$$

Die Verteilung der Zeitdifferenzen der lokalen Koinzidenzen zeigt Daten ab $\Delta t < 6.4 \mu\text{s}$. Auch dies ist durch den bereits genannten Datennahme-Modus zu erklären. Während der Datennahme wird der zweite Datennahme Kanal (ATWD) nicht freigegeben, solange der FADC Daten aufnimmt. Dies geschieht immer im Falle einer erkannten lokalen Koinzidenz; der FADC tastet dann genau $6,4 \mu\text{s}$ lang das Signal ab und speichert den Wellenzug. Bedingt durch die Hardware ist die Aufnahme von lokalen Koinzidenzen also nur alle $6,4 \mu\text{s}$ möglich. Die registrierten Ereignisse im Bereich $2,5 \mu\text{s} < \Delta t < 6,4 \mu\text{s}$ des lokalen Koinzidenzspektrums sind durch den Software LC-

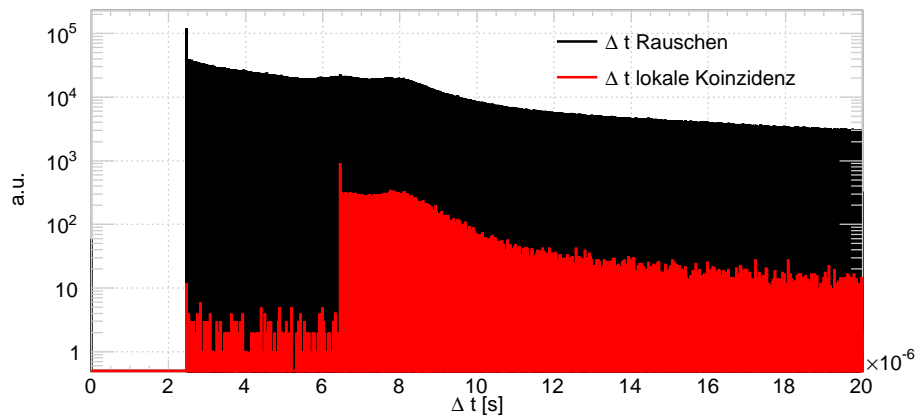


Abbildung 6.13.: Fein aufgelöste Zeitdifferenz Histogramme der lokalen Koinzidenz (*rot*) und normalen Rauschens (*schwarz*). Für eine genauere Erklärung wird auf den Text verwiesen.

Algorithmus nachträglich gebildet worden. Diese wurden ursprünglich nicht von der Hardware erkannt.

Die auf der abfallenden Flanke zu erkennenden Strukturen sind sehr wahrscheinlich durch driftende Ionen dominiert und werden in Abschnitt 6.5 untersucht.

6.4.1. Verteilung der Nachpulse

Für eine genaue Simulation des Nachpulsverhaltens der Supernova-Ereignisse ist die Kenntnis der Nachpulsverteilung wichtig. In Referenz [189] wurde beobachtet, dass Nachpulse oftmals in Bündeln oder Zügen in einem kurzen Zeitintervall auftreten. Es soll im Folgenden geprüft werden, ob dies auch für den vorliegenden Datensatz der Fall ist. Auch hier werden, passend zu den bereits durchgeführten Analyseschritten, nur die Daten der Strings 39 und 49 aus dem Datensatz II verwendet.

Zum Vergleich mit der Nachpulsverteilung der Daten wird zunächst ein neutraler und nachpulsfreier Datensatz erstellt. Er beinhaltet die zum zugehörigen String gewürfelten Zeitmarken der poissonischen Rate für die Dauer der Analyse. Danach werden verschiedene Zeitfenster τ an jede Zeitmarke angebracht. Die Anzahl der Ereignisse im Zeitfenster wird gezählt und histogrammiert. Das Zeitfenster der Zählung wird sukzessive, bis zum Wert der zur Zeit aktuellen Totzeit von $\tau = 250 \mu\text{s}$, vergrößert. Analog wird dies auch für die lokalen Koinzidenzdaten durchgeführt. Die zugehörigen vier Histogramme finden sich in Abbildung 6.14. Es ist deutlich zu sehen, dass die Anzahl der Nachpulse pro Zeitfenster im Vergleich zur nachpulsfreien Verteilung erhöht ist. Dies gilt auch für die lokal koinzidenten Ereignisse, obwohl diese, wie zu erwarten, weniger korrelierte Pulse zeigen. Die maximal erreichte Anzahl von Nachpulsen ist abhängig von der Länge des Zeitfenster. Dies war zu erwarten, da es in einem größeren Fenster wahrscheinlicher ist mehr Ereignisse zu registrieren. Die so erzeugten Histogramme werden in der Generierung des Supernova-Signals herangezogen, um die Anzahl der möglichen Nachpulse am Signal zu ermitteln (siehe Abschnitt 6.6).

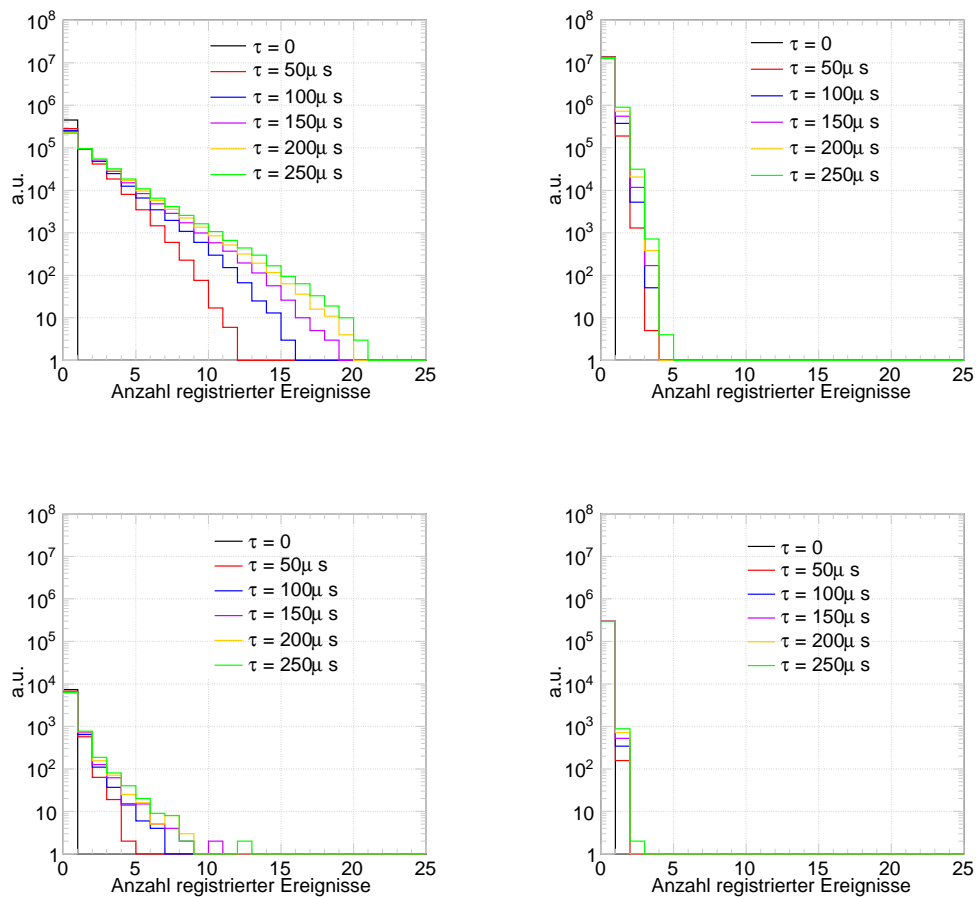


Abbildung 6.14.: Zu sehen sind die histogrammierten Werte der in einem Zählfenster auftretenden Anzahl an Nachpulsen. Die unterschiedlichen Farben kennzeichnen die Länge des gewählten Zählfensters. Dies wurde für normales Rauschen in der oberen und für lokal koinzidente Ereignisse in der unteren Spalte durchgeführt. Die rechten Abbildungen stellen die entsprechenden Nachpulse gewürfelter poissonischer Verteilungen dar.

6.5. Das Korrelations-Spektrum

Um ein besseres Verständnis des Nachpulsverhaltens zu erhalten, wird versucht, ein reines Zeitdifferenzspektrum der Korrelationen zu bilden. Dies wird realisiert, indem alle bereits ermittelten bekannten Untergrundquellen vom eigentlichen Δt -Histogramm subtrahiert werden. Das heißt, es werden die in Abschnitt 6.3 ermittelten poissonischen Rausraten sowie die in Abschnitt 6.4 gebildeten lokalen Koinzidenten extrahiert. Das verbleibende Spektrum zeigt eine Überhöhung bei kleinen Zeitdifferenzen um $7 \mu\text{s}$ (siehe Abbildung 6.15) [151].

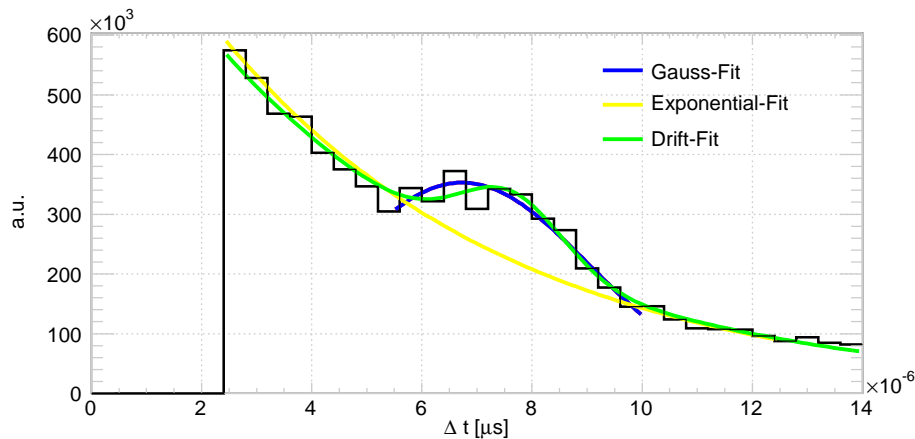


Abbildung 6.15.: Zu sehen sind die im Korrelationsspektrum angebrachten Fits (*siehe Text*).

Im folgenden sollen diese Korrelationen quantitativ beschrieben werden. Der durch den Ionen-

String	μ [μs]	σ [μs]
39	6,7	2,3
49	6,7	2,4

Tabelle 6.4.: Die durch den Gauss-Fit ermittelten Werte der Strings 39 und 40.

drift verursachte Scheitel im Δt -Histogramm bei $\Delta t \sim 7 \mu\text{s}$ muss aus diesem Grunde subtrahiert werden. Durch Bildung der Differenz zwischen den applizierten Gauss und Exponential Anpassungen ist es möglich, den reinen Anteil des Ionendriffs aus dem Spektrum zu entfernen. Das so bereinigte Spektrum ist in Abbildung 6.16 zu sehen.

Die Hauptursache des verbleibenden korrelierten Rauschens wird auf Lumineszenzeffekte zurück geführt. Die in Abschnitt 6.1 beschriebenen weiteren Quellen der Nachpulse tragen nur mit einem geringen Anteil bei [198] [202]. Abhängig von der Art der Lumineszenz und der beteiligten Atome können die durch Absorption eines Photons populierte metastabilen Energiezustände vergleichsweise lange Halbwertszeiten erreichen. Im Allgemeinen sind die danach emittierten Photonen Teil eines zweistufigen Relaxationsprozesses [208], und es wird gemeinhin von einer langen und einer kurzen Zerfallszeit ausgegangen. Als quantitativer Ansatz wird deshalb der folgende aus vier

Summanden bestehende Exponential Ansatz gewählt:

$$f(t) = \sum_{i=1}^4 a_i \exp(-\tau_i t) \quad .$$

Das Zeitdifferenzspektrum der reinen korrelierten Ereignisse lässt sich mit diesem Ansatz in erster Näherung zufriedenstellend beschreiben (siehe Abbildung 6.16).

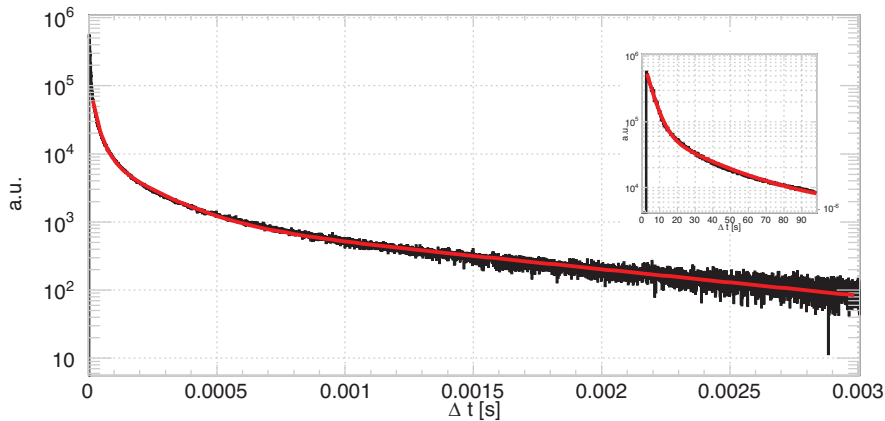


Abbildung 6.16.: Abgebildet ist der im Text beschriebene Fit an das modifizierte Korrelations-Spektrum. Der kleine Ausschnitt zeigt eine Vergrößerung der kleinen Zeiten.

Die durch den Fit ermittelten Zerfallszeiten sind in Tabelle 6.5 zusammengefasst. Die Parameter gliedern sich wie bei Luminenzeneffekten üblich in lang- und kurzlebige Komponenten. Auf eine ausführliche Fehlerbetrachtung wird aufgrund des gewählten rudimentären Ansatzes verzichtet. Abschließend ist zu bemerken, dass die vermuteten Ursachen des Nachpulsverhaltens bestätigt aber nicht bewiesen werden kann. Eine ausführliche Betrachtung war mit den vorliegenden Datensätzen nicht möglich. Es ist zu wünschen, dass eine detaillierte Untersuchung dieser Effekte in feinsten Zeitauflösung zeitnah innerhalb der Kollaboration durchgeführt wird.

String	τ_1 [μs]	τ_2 [μs]	τ_3 [μs]	τ_4 [μs]
39	27	4	166	1188
49	33	5	185	1223

Tabelle 6.5.: Auflistung der durch den Fit ermittelten Zerfallszeiten (*Fitparameter*) der Strings 39 und 49.

6.6. Signal Monte Carlo

Die Analyse des Spektrums der lokalen Koinzidenzen zeigte, dass auch reale Ereignisse mit Nachpulsens behaftet sein können. Dies sollten in einer realistischen Monte-Carlo-Simulation¹³ berücksichtigt werden. Ad hoc kann nicht abgeschätzt werden wie der Nachpulsanteil des Signals die Detektions-Signifikanz also das Signal zu Untergrund Verhältnis beeinflusst. Basierend auf den gewonnen Erkenntnissen soll deshalb eine Nachpuls behaftete Signal in Simulation eingeführt werden. Der Algorithmus zur Signalerzeugung ist in Abbildung 6.17 schematisch dargestellt:

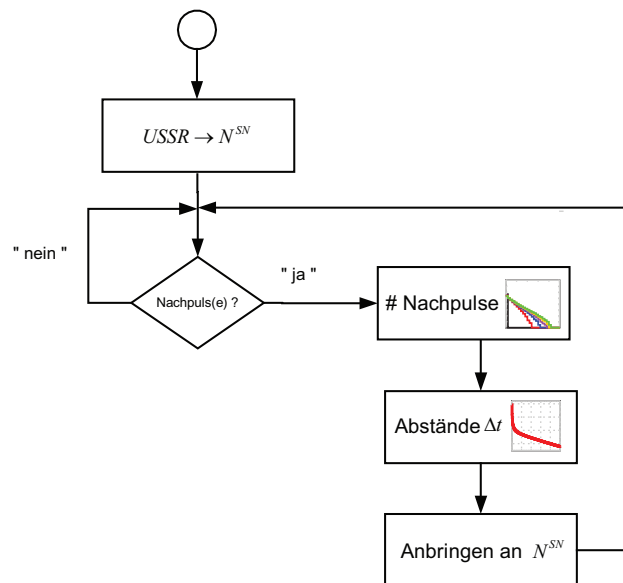


Abbildung 6.17.: Schematische Darstellung des Signal-Monte-Carlos

Im ersten Schritt wird die Ratenüberhöhung pro Zeiteinheit eines DOMs als Funktion der Supernova Entfernung d für die gewünschten Supernova-Parameter errechnet. Dies geschieht mit der in Abschnitt 5 beschriebenen USSR. Die so erhaltene Folge von Signalereignissen N^{SN} wird nun durch Nachpulse ergänzt, was zunächst zu einer Verstärkung des Signals führt. Da nicht auf alle Ereignisse Nachpulse folgen, wird aufgrund der in Abschnitt 6.4 ermittelten mittleren Wahrscheinlichkeit von $\sim 21\%$ über das Auftreten eines Nachpulses in einem Signalereignis entschieden. Im Allgemeinen treten diese Folgepulse selten vereinzelt auf und ein folgender Zug an Nachpuls ist wahrscheinlicher. Anhand des korrelierten Anteiles der Δt -Verteilung wird ein Histogramm der Anzahl der auf einen Puls folgenden Nachpulse erstellt (siehe Abbildung 6.14 und Abschnitt 6.4). Als Zählfenster wird der zeitliche Abstand Δt zweier aufeinander folgender Supernova-Ereignisse N^{SN} gewählt. Nach diesem Histogramm werden die Anzahl der Nachpulse gewürfelt. Diese Pulse werden dann in die Zeitreihe der Signal und Untergrundereignisse eingefügt, indem die zeitlichen Abstände der Nachpulse durch erneutes Würfeln auf den korrelierten Anteil der Δt -Verteilung erzeugt werden. Dieser Vorgang muss für jeden simulierten Supernova-Treffer erneut durchgeführt werden.

¹³Eine Monte-Carlo-Simulation, ist ein Verfahren aus der Stochastik, bei dem sehr häufig durchgeführte Zufallsexperimente die Basis darstellen.

6.7. Optimierung der Totzeit

6.7.1. Getestete Arten von künstlichen Totzeiten

Neben den aus der Literatur bekannten nicht-paralysierenden (*normalen*) und paralysierenden Totzeit [209] wurden im Rahmen der vorliegenden Analyse weitere, auf die Umstände abgestimmte, Totzeitalgorithmen getestet und optimiert. Im Folgenden sollen diese vorgestellt und begründet werden. Vorgreifend kann erwähnt werden, dass, trotz arbeitsintensiver Optimierung leider keine dieser eine Anwendung finden wird.

Nicht paralysierende Totzeit

Im Fall der nicht paralysierenden Totzeit wird nach jedem registrierten Signal der Detektor für ein Zeitintervall der Länge τ künstlich blockiert. In dieser Zeitperiode auftretende Ereignisse werden nicht registriert, wie an Abbildung 6.18 zu erkennen ist.

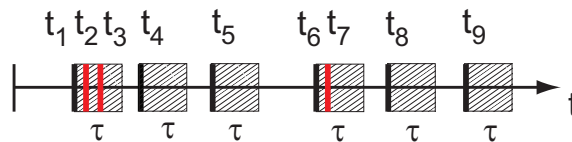


Abbildung 6.18.: Die Abbildung zeigt eine Zeitreihe von detektierten Ereignissen. Jedes Ereignis öffnet ein Totzeitfenster der Größe τ . Innerhalb dieses Fensters auftretende Ereignisse werden nicht registriert. Diese sind rot markiert.

Durch das Anbringen einer Totzeit verändert sich die gemessene Rate. Diese ursprüngliche Rate kann jedoch rekonstruiert werden. Um die gemessene eigentliche Rate im Fall einer nachgewiesenen Supernova mit der theoretischen Erwartung zu vergleichen. Die mit einer Totzeit τ gemessene Rate R wird dann mit der Formel

$$R_0 = \frac{N_0}{\Delta t} = \frac{N}{\Delta t - \tau N} = \frac{R}{1 - \tau R}$$

zur wahren Rate R_0 transformiert, wobei N_0 und N die ursprüngliche beziehungsweise die totzeitbehafteten Raten bezeichnen.

Paralysierende Totzeit

Im Fall einer paralysierenden Totzeit wird ein Totzeitzyklus der Länge τ auch an Ereignisse angehängt die sich innerhalb eines Totzeitfensters befinden. Die Totzeitintervalle haben somit eine variable Länge. Diese Art der Totzeit ist in Abbildung 6.19 dargestellt. Sie ist vor allem dann von Vorteil, wenn Rauschpulse in zeitlich kurzen Intervallen überhäuft auftreten (*Nachpuls-Bursts*). Es wird angenommen, dass dies vor allem für Fluoreszenzerscheinungen der Fall ist.

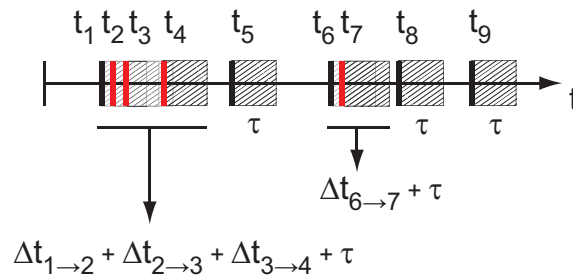


Abbildung 6.19.: Die Abbildung zeigt eine Zeitreihe von detektierten Ereignissen. Alle Ereignisse, auch solche innerhalb eines Totzeitzyklus, öffnen ein weiteres Totzeitfenster der Länge τ . Dies führt zu den angeführten Totzeiten variabler Länge. Verworfenere Ereignisse sind in rot dargestellt.

Der Nachteil einer paralysierbaren Totzeit liegt im Ereignisverlust bei erhöhten Raten. Die Rekonstruktion der wahren Rate R_0 ist in diesem Fall nicht möglich. Die Transformationsgleichung ist transzendent und kann nicht nach R_0 aufgelöst werden. Sie ist durch:

$$R = R_0 \cdot e^{-R_0\tau}$$

gegeben.

Variable Totzeit

Die variable Totzeit begründet sich aus den in Abschnitt 6.5 gewonnenen Erkenntnissen. Die durch driftende Ionen hervorgerufene Überhöhung soll ausgenutzt werden um die Anzahl der Signalergebnisse zu erhöhen. Denn durch einen wahren Treffer ausgelöste Nachpulse können als Signal betrachtet werden. Eine Totzeit welche dies berücksichtigt würde erst nach einer gewissen Zeit t_τ nach einem Ereignis gestartet werden (siehe Abbildung 6.20).

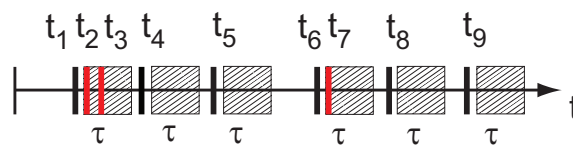


Abbildung 6.20.: Die Abbildung zeigt eine Zeitreihe von detektierten Ereignissen. Die Totzeit startet erst nach einer kurzen Zeit t_τ und öffnet ein Fenster der Länge τ . Alle in diesem Fenster befindlichen Ereignisse werden verworfen und sind in rot markiert.

Im vorliegenden Fall wurde $t_\tau = 10 \mu\text{s}$ gewählt, was, wie in Abbildung 6.15 leicht einzusehen ist, den kompletten Ionendrift-Beitrag einschließt. Der Nachteil dieser Art der Totzeit ist, dass die durchgelassenen Nachpulse nicht nur beim Signal auftreten sondern auch bei Untergründereignissen. Nach umfangreicher Simulation zeigte sich, dass sich das Signal über Untergrundverhältnis nicht besserte.

Verwerfende Totzeit

Ausgehend von der ursprünglichen These, dass Signalereignisse sehr wenig bis gar keine Nachpulse haben wurde von Azriel Goldschmidt eine „verwerfende“ Totzeit vorgeschlagen [210]. Diese sollte das Ereignis, welches einen oder mehrere Nachpulse auslöst, ebenfalls verwerfen. Dies würde den Untergrund zusätzlich reduzieren da, dieser eindeutig durch einen einzelnen oder einen Zug von Nachpulsen bestimmt wird. Der Nachteil dieser verwerfenden Totzeit ist, dass jedes nachpulsauslösende Signalereignis ebenfalls verworfen wird. Abbildung 6.21 verdeutlicht, wie diese Art der Totzeit funktioniert. Nachdem gezeigt wurde, dass 21 % aller wahren Ereignisse mit Nachpulsen behaftet sind, musste diese Methode leider verworfen werden.

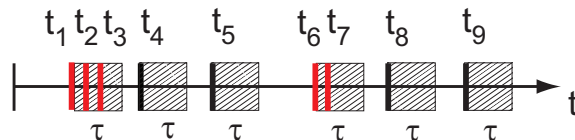


Abbildung 6.21.: Die Abbildung zeigt eine Zeitreihe von detektierten Ereignissen. Jedes registrierte Ereignis öffnet ein Totzeitfenster der Größe τ . Ereignisse welche innerhalb dieses Fensters auftretenden werden verworfen. Diese sind in der Abbildung rot gekennzeichnet. Im Gegensatz zu den bereits besprochenen Totzeiten wird das initiale Ereignis ebenfalls verworfen, sollte diese Nachpulse innerhalb der angebrachten Totzeit aufweisen.

6.7.2. Optimierungsalgorithmus

Wie in vorherigen Abschnitten beschrieben, sind auch Signal-Ereignisse nicht frei von korrelierten Pulsen. Erschwerend kommt hinzu, dass die exakte Verteilung sowie die genaue Ursache der auftretenden Nachpulse nicht komplett verstanden ist. Dies macht einen analytischen Lösungsansatz der Totzeit-Optimierung unmöglich.

Aus diesem Grund wird die effektive und ebenso simple Brut-Force-Methode¹⁴ als Lösungsansatz gewählt. Hier wird beginnend von einem Startwert $\tau = 0$ die Totzeit sukzessive erhöht und appliziert. Die Optimierung reduziert sich so auf ein Zählexperiment. Die nach der Totzeit verbliebenen Ereignisse aus Signal N^{SN} und Untergrundrauschen N^{Bg} werden gezählt. Aus deren Verhältnis wird die Nachweissignifikanz s für alle in 6.7.1 beschriebenen Totzeiten berechnet. Als oberer Wert der Totzeit wird $\tau = 3000 \mu\text{s}$ gewählt. Diese obere Grenze wird Anhand der Abbildung 6.1 verständlich, denn korrelierte Pulse treten nur bis zu einer solchen Zeitdifferenz auf. Eine schematische Übersicht des Algorithmus zum Optimieren einer künstlichen Totzeit ist in Abbildung 6.22 gezeigt.

¹⁴Die Methode der rohen Gewalt, engl. Brute-Force-Methode, auch Exhaustionsmethode (von lat. exhaurire, ausschöpfen), ist eine Lösungsmethode für Probleme aus dem Bereich der Informatik. Ist für ein Problem kein effizienter Lösungsalgorithmus bekannt, so ist der natürlichste und einfachste Ansatz zu einer algorithmischen Lösung des Problems alle potentiellen Lösungen durchzutesten bis die richtige gefunden ist. Diese Methode wird als Brute-Force bezeichnet.

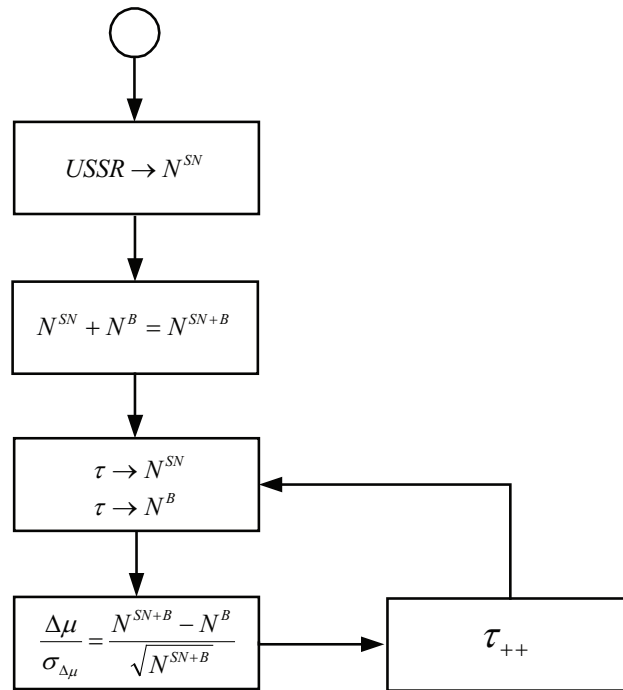


Abbildung 6.22.: Schematische Darstellung des Totzeit-Optimierungsalgorithmus.

Die einzelnen Schritte werden sequentiell für jede Totzeiteinstellung im gewählten Intervall von $[0, 3000] \mu\text{s}$ abgearbeitet. Der einzige Nachteil dieser Methode ist die benötigte Rechenzeit. In Abbildung 6.23 sind exemplarisch die durch den vorgestellten Algorithmus erlangten Signifikanzverteilungen für nachpulsbehaftete und nachpulsfreie Signale dargestellt. Die Verteilungen unterscheiden sich wesentlich. Ist das Signal nicht mit Nachpuls versehen, so bildet sich ein Maximum in der Signifikanz aus. Dies ist für ein Signal mit korrelierten Pulsen nicht der Fall. In früheren Optimierungen wurden keine vom Signal verursachte Nachpulse in die Optimierung integriert. Dies führte zu relativ großen Totzeiten und erklären den derzeitigen Wert von $\tau = 250 \mu\text{s}$.

Es ist im Folgenden zu prüfen wie sich die Totzeit bei verändertem Signal verhält. Das Ziel der Supernova-Suche in IceCube ist die Abdeckung unserer Galaxien und der Magellanschen Wolken. Eine mögliche Neutrinosignatur sollte also innerhalb dieses Entfernungsbereiches detektierbar sein. Es gilt deshalb zu ermitteln, wie sich die optimale Totzeit für Signale im Entfernungsbereich $[0, 75] \text{ kpc}$ verhält. Die Betrachtung eines weiteren Signalbereiches ist nicht sinnvoll. Die nächste Galaxie, nach der kleinen Magellanschen Wolke (*SMC* - *Small Magellanic Cloud*), ist der Andromeda Nebel M31 in einer Entfernung von 825 kpc.

Die Vorgehensweise bleibt im Wesentlichen unverändert. Die Analyse wird nur durch die zusätzlichen iterativen Schritte der Entfernungsvariation und der damit verbundenen Signalvariation, sowie der Ermittlung der maximalen Signifikanz bei vorliegendem Abstand, erweitert. Um vor allem bei kleinen Signalen nicht anfällig auf statistische Fluktuationen und deren Ausreißer zu sein, wird die Optimierung innerhalb einer Entfernung 10000 mal durchgeführt. Dies glättet die Verteilung der Signifikanz und ermöglicht die zuverlässige Bestimmung des Maximums.

Abbildung 6.24 zeigt die im Optimierungsalgorithmus ermittelte optimale Totzeit als Funktion der Signalentfernung.

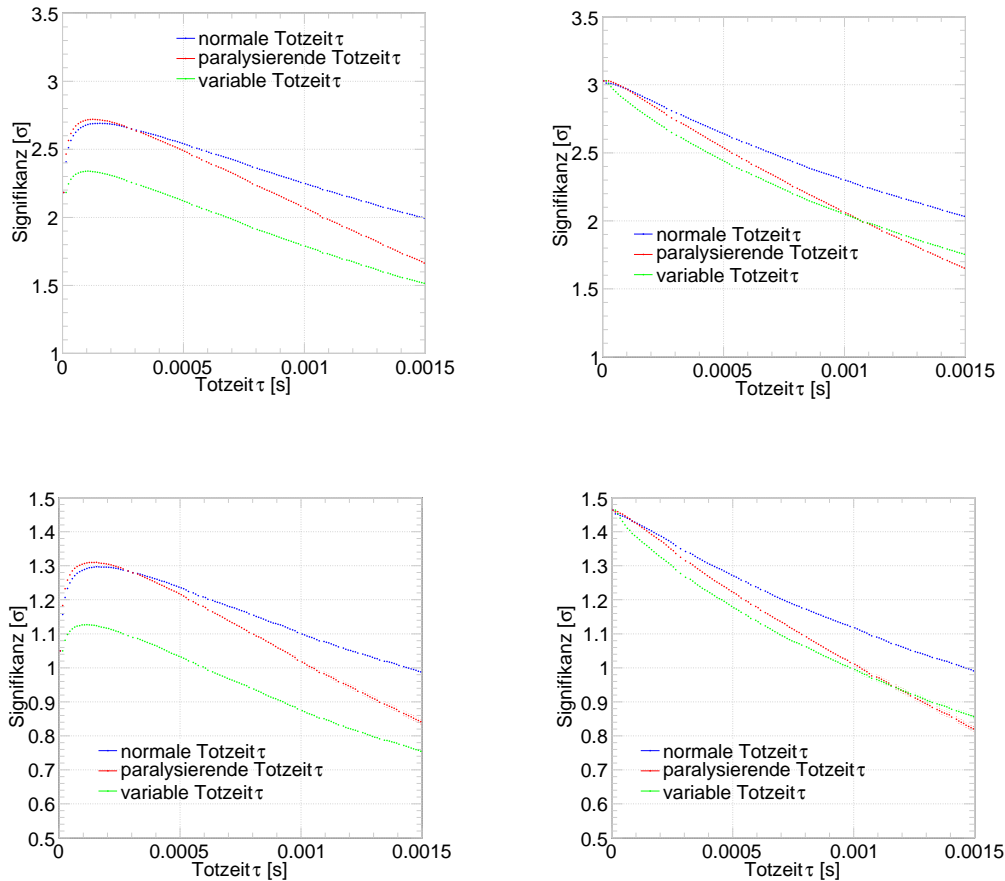


Abbildung 6.23.: Die Abbildung zeigt die Ergebnisse der Totzeitoptimierung eines Supernova-Signals in 10 kpc Entfernung. Die linken Abbildungen zeigen ein nachpulsfreies Signal, die rechten ein realistisches mit Nachpulsen erzeugtes Signal (wie in Abschnitt 6.6 beschrieben). Die in der unteren Reihe erzeugten Signale wurden durch ein skaliertes SN1987A Signal generiert. In der oberen Reihe wurde das wesentlich stärkere Lawrence-Livermore Signal angebracht. Dies zeigt sich auch in der erhöhten Nachweissignifikanz, hier angegeben für einen einzelnen DOM. Zu bemerken ist, dass die Annahme eines nachpulsfreien Signals Maxima in der Signifikanzverteilung aufzeigen. Die Lage des Maximums ist unabhängig von der Stärke des Signals falls eine nicht-paralysierende Totzeit gewählt wird. Basierend auf dieser Eigenschaft wurde die zur Zeit in der Kollaboration angebrachte Totzeit $\tau = 250\mu\text{s}$ gewählt.

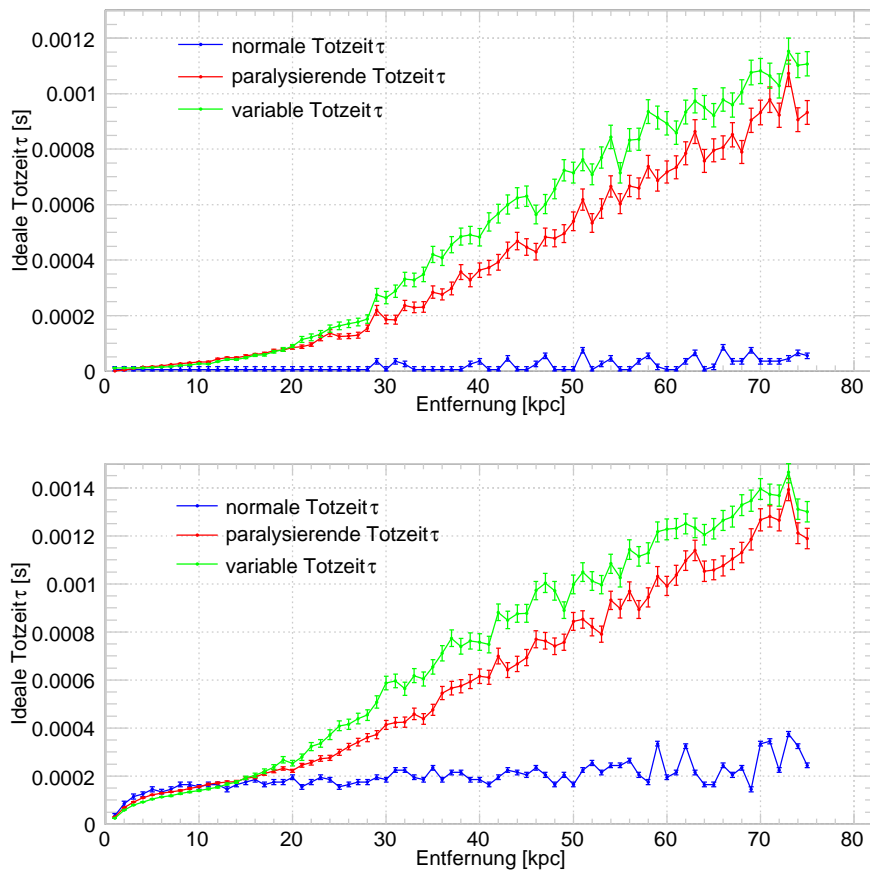


Abbildung 6.24.: Aufgetragen sind die aus der Optimierung ermittelten besten Totzeiten der jeweiligen Supernova-Entfernung. Als Signalerwartung wurde das Lawrence-Livermore Modell in normaler Hierarchie gewählt. Die obere Abbildung zeigt die Optimierung an einem Nachpuls behaftetem Signal, die Untere an einem Nachpuls freien Signal.

Die Optimierung zeigt, dass das Anbringen einer nicht-paralyisierenden Totzeit nur dann von Vorteil ist, wenn diese sehr klein ist. Weitere getestete Totzeiten zeigen einen stetig wachsenden Wert bei Vergrößerung der Entfernung, was durch die Verringerung der Signalereignisse erklärt werden kann. Dieser Zusammenhang ist zunächst nicht einsichtig, Signalpulse haben weniger Nachpulse und sollten deshalb weniger durch eine angelegte Totzeit beschnitten werden. Diese Aussage ist korrekt, jedoch spielen weitere Effekte eine Rolle.

Zum Einen verliert man statistisch auch immer einen Teil des Signals durch die Benutzung einer Totzeit. Dieser Anteil lässt sich nur im trivialen Fall von keiner Totzeit und dem extremen Fall, wenn die Totzeit größer wird als der mittlere Abstand der Signalereignisse abschätzen. Weiterhin ist zu bedenken, dass das Signal zu Untergrundverhältnis durch die Wurzel des Untergrundes bestimmt wird. Das heißt es müssen überproportional mehr korrelierte Ereignisse des Untergrundes verworfen werden, um die Signifikanz zu erhöhen. Dieser empfindliche Grad ist, wie die Simulation zeigt, im Falle von einer nicht-paralyisierenden Totzeit durch einen kleinen Wert und für paralyisierbare und variable Totzeiten durch stetig ansteigende Werte gegeben. Die Nachweisnifkanz bei der 50 % des Signals nachgewiesen werden ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Dort sind

die jeweiligen Signifikanzmaxima bei optimaler Totzeit aufgetragen. Ebenfalls wurden die Signifikanzen für feste Totzeiten berechnet. Diese zeigen nur einen unwesentlichen Unterschied bei kleinen Supernova-Entfernungen beziehungsweise großen Signalen. Die Möglichkeit die äußeren Satelliten Galaxien zu überwachen ist je nach Modell der Signalannahme ebenfalls bei verschiedenen Totzeiten gegeben. Die jeweiligen Signifikanzwerte unterscheiden sich nur um wenige Prozentpunkte.

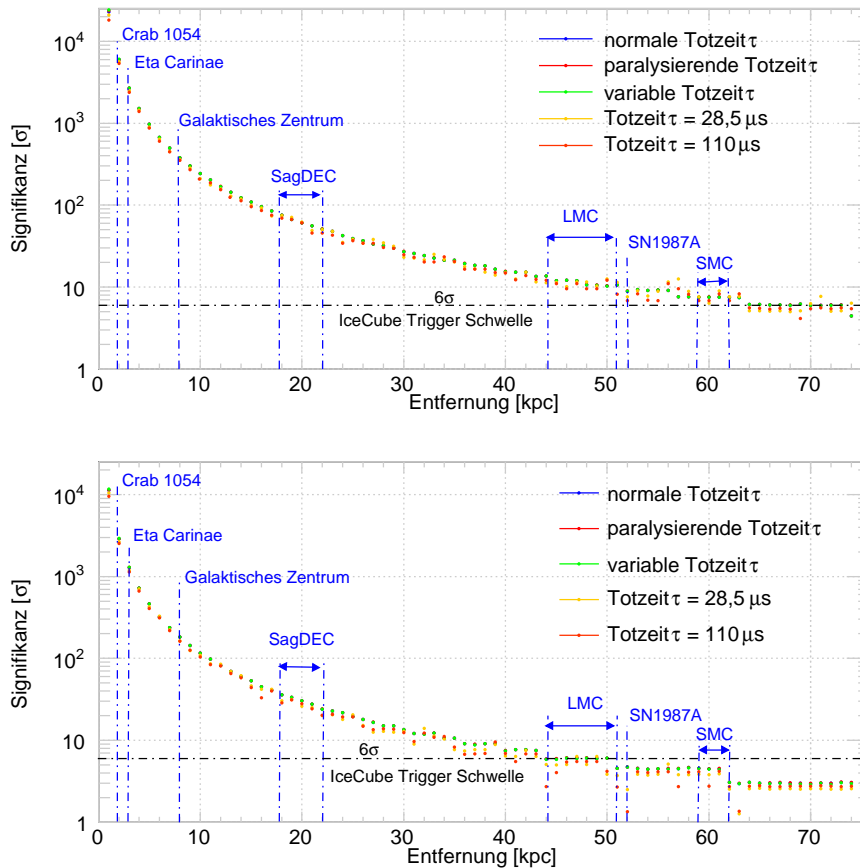


Abbildung 6.25.: Zu sehen sind die Nachweissignifikanzen der IceCube-Detektors bei optimaler Totzeit, für eine 50 % Signal-Nachweiswahrscheinlichkeit. Beide Signale sind nachpulsbehaftet und wurden in normaler Hierarchie für das Lawrence-Livemore Modell (*oben*) und das Modell der SN1987A (*unten*) berechnet. Weiterhin ist die 6σ Triggerschwelle für Supernova-Ereignisse, die Position vergangener Supernova und die Lage der Satelliten Galaxien markiert.

6.7.3. Weitere Gesichtspunkte zur Wahl einer künstlichen Totzeit

Der Bereich der Totzeiten wird durch drei Faktoren eingeschränkt. Die untere Grenze der Totzeit wird durch die Datennahme auf $2,5 \mu\text{s}$ (siehe Abschnitt 6.4) festgelegt. Die obere Grenze ist begründet durch die eingesetzten Supernova-Überlaufzähler (*Scaler*, siehe Abschnitt 3.3.1). Dieser

4 bit Zähler kann maximal $2^4 = 16$ Einträge aufnehmen. Da die Zählung in der Informatik bei Null und nicht bei Eins beginnt, führt dies zu 15 möglichen Einträgen. Diese können im kleinst möglichen Zeitintervall von 1,6384 ms maximal gezählt werden. Dies liefert eine obere Schranke für die maximale Datenrate, die aufgenommen werden kann. Diese ergibt sich zu 9155 Hz. Der mittlere zeitliche Abstand zweier aufeinander folgender Hits folgt direkt aus der Maximalrate mit $109 \mu\text{s}$. Eine Totzeit sollte also nicht größer als dieser Wert eingestellt werden, da sonst niemals die maximale Datenrate erreicht werden kann. Der dritte Faktor beruht auf Erfahrungen mit dem AMANDA-Experiment, bei dem Langzeitmessungen bei verschiedenen Totzeiten durchgeführt wurden. Datensätze mit sehr geringer beziehungsweise keiner künstlichen Totzeit stellten sich als instabil heraus.

Es gilt einen Kompromiss zu finden. Zum einen will man die Möglichkeit wahren eine nahe Supernova genau zu vermessen und die wahre Rate zrekonstruieren, zum anderen sollen die entfernten Magellanschen Wolken immer noch im möglichen Detektionsgebiet liegen. Die angestellten Untersuchungen aus Abschnitt 6.7 zeigten, dass in diesem Fall eine sehr kleine oder gar keine Totzeit ein maximale Abdeckung liefern würde. Um eine Einstellung zu finden, welche allen Anforderungen gerecht wird, werden folgende Überlegungen angestellt. Im Falle einer nahen Supernova, würden bei Erreichen der maximalen Rate von 9155 Hz immer noch 50 % des Signals verloren gehen wenn man der Annahme eine Poissonverteilung

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

zugrunde legt. Das Anbringen einer künstlichen Totzeit staucht die gegebene Poissonverteilung, die dann durch den folgenden Ausdruck beschrieben wird [211]:

$$P(n, \lambda) = \begin{cases} \sum_{k=0}^n P_k(n, \lambda) - \sum_{k=0}^{n-1} P_k(n-1, \lambda) & n < \frac{T}{\tau} \\ 1 - \sum_{k=0}^{n-1} P_k(n-1, \lambda) & \frac{T}{\tau} \leq n < \frac{T}{\tau} + 1 \\ 0 & n \geq \frac{T}{\tau} + 1. \end{cases}$$

Dabei sind die Größen $P_k(n, \lambda)$ folgendermaßen definiert:

$$P_k(n, \lambda) = \frac{\lambda^k [T - n\tau]^k}{k!} \exp\{-\lambda[T - n\tau]\}.$$

Wir fordern nun, dass bei Erreichen der Sättigung mindestens 90 % des Signals erhalten bleiben. Die zu dieser Annahme passende Totzeit wird durch das Erzeugen einer Schar aus Totzeit deformierten Poissonverteilungen ermittelt. Durch Integration kann die zur Forderung passende Totzeit τ bestimmt werden (siehe Abbildung 6.26). Diese ergibt sich zu $28,5 \mu\text{s}$.

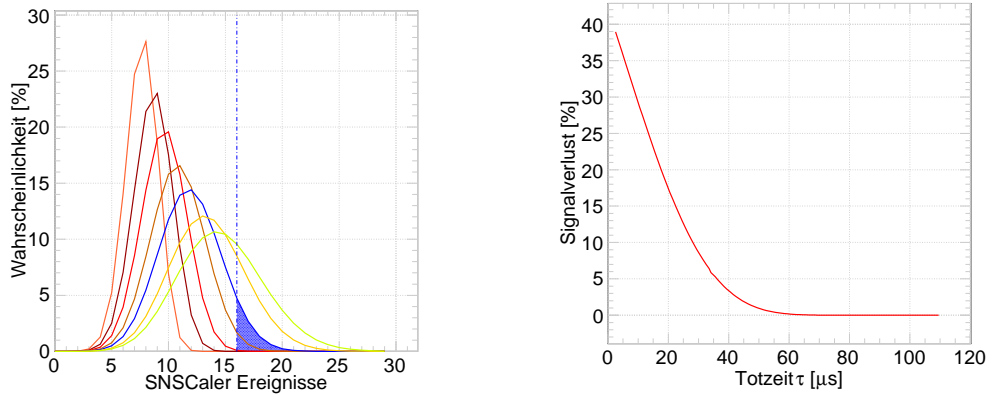


Abbildung 6.26.: Die linke Abbildung zeigt eine kleine Schar totzeitdeformierter Poissonverteilungen variabler Totzeit τ und den Parametern $\lambda = 9155$ Hz, $n = 15$ und $T = 1,6384$ ms. Die gelbe Verteilung bildet eine totzeitfreie Poissonverteilung ab. Mit steigendem τ werden die Verteilungen zu kleineren Erwartungswerten gestaucht. Die geforderte Bedingung ist durch die blaue Verteilung gezeigt. Der Signalverlust ab der Sättigung ist durch die gleichfarbige Fläche dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt den Signalverlust bei gegebener Totzeit.

Der Fall der Sättigung würde ab einer Rate von 12387 Hz eintreten. Derart hohe Raten können nur von sehr nahen oder sehr energiereichen Ereignissen erzeugt werden. Unter der Annahme einer normalen Hierarchie würde die eine Sättigung bei den in Tabelle 6.6 angeführten Entfernungen eintreten.

Model	EoS	Abstand d [kpc]
Lawrence Livermore	-	~ 1
Garching	Shen	$\sim 0,6$
QCD	-	$\sim 1,8$
Schwarzes Loch	Shen	$\sim 3,8$

Tabelle 6.6.: Sättigungsentfernung der Supernova-Überlaufzähler für verschiedene Modelle bei einer Totzeit von $28,5 \mu\text{s}$ entsprechend einer DOM-Rate von 12387,5 Hz.

Abschließend ist zu bemerken, dass dieser Kompromiss absolut vertretbar wäre. Begründet ist dies durch die Abwesenheit supermassiver Überriesen in kurzem Abstand zur Erde. Die Wahrscheinlichkeit der Bildung eines Schwarzen Lochs oder Quark-Sterns ist damit sehr gering. Insgesamt befinden sich nur $< 1\%$ aller Sterne unserer Milchstrasse in einem Abstand $d > 1$ kpc (siehe Abbildung 2.13) was das Auftreten eines solchen nahen und somit grenzwertigem Ereignisses unwahrscheinlich macht.

Will man jedoch sicher gehen und auch diese, wenn auch sehr unwahrscheinlichen Ereignisse, vermessen sollte die Totzeit bei $\geq 109 \mu\text{s}$ liegen. In diesem Fall könnten die Überlaufzähler nie volllaufen, und die eigentliche Rate könnte in jedem Fall rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 6.7.1), sofern die angebrachte Totzeit eine nicht-paralysierende ist. Wie Abbildung 6.25 zeigt ist dann der Verlust an Nachweissignifikanz durch eine erhöhte Totzeit zu vernachlässigen, was auch

diese Einstellung vertretbar machen würde. Eine Entscheidung wird von der Kollaboration in naher Zukunft basierend auf der vorgelegten Studie getroffen werden.

7. Untersuchungen spezieller Supernova-Modelle

Don't confuse hypothesis and theory.
The former is a possible explanation;
the latter, the correct one.
The establishment of theory is the very
purpose of science.

(Martin H. Fischer)

In diesem Kapitel werden einige der in Abschnitt 5 beschriebenen Neutrino-Spektren bezüglich ihrer Detektierbarkeit mit IceCube untersucht.

7.1. Likelihood Separations Methode

Im Folgenden wird untersucht, inwiefern IceCube in der Lage ist verschiedene theoretische Modelle aufgrund der Neutrinosignatur zu unterscheiden. Weiterhin wird eine Methode zur Trennung verschiedener Neutrinosignaturen eingeführt die zur Bestimmung der Neutrinomassen-Hierarchie innerhalb eines verifizierten Modells benutzt werden kann. Die vorgestellte Methode ist stark modellabhängig und zeigt das Potential des IceCube-Detektors bei genauer Kenntnis der Theorie auf. Die generelle Idee der Separation einzelner Signaturen basiert auf einem einfachen statistischen Test, dem Likelihood-Quotienten-Verfahren. Dieser gehört zu den typischen Hypothesentests parametrischer Modelle, und eignet sich vorzüglich für die angestrebte Untersuchung.

Gegeben sind die Hypothesen \mathcal{A} und \mathcal{B} mit Werten A und B basierend auf den theoretischen Neutrinosignaturen verschiedener Supernova-Modelle. Weiterhin sind die hypothetisch gemessenen Detektorantworten zu beiden Hypothesen mit n_{A_i} und n_{B_i} gegeben. Unter der Annahme, dass die Ereignisse normal verteilt sind, können die Likelihood-Quotienten zu den hypothetischen Vorhersagen, analytisch berechnet werden (siehe Abschnitt A.4.1). Die Berechnung dieser führt zu, den Quotienten $\Lambda_{\mathcal{A}}$ und $\Lambda_{\mathcal{B}}$ der einzelnen Hypothesen:

$$\begin{aligned}\log \Lambda_{\mathcal{A}} &= \frac{\log \mathcal{L}_{\mathcal{A}}}{\log \mathcal{L}_{\mathcal{B}}} \\ &= \frac{1}{2\sigma_{n_A}^2} \left(\sum_i 2n_{A_i}A_i - A_i^2 - \sum_i 2n_{A_i}B_i - B_i^2 \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\log \Lambda_{\mathcal{B}} &= \frac{\log \mathcal{L}_{\mathcal{B}}}{\log \mathcal{L}_{\mathcal{A}}} \\ &= \frac{1}{2\sigma_{n_B}^2} \left(\sum_i 2n_{B_i}B_i - B_i^2 - \sum_i 2n_{B_i}A_i - A_i^2 \right) .\end{aligned}$$

Hier bezeichnen σ_{n_A} und σ_{n_B} die Varianzen der einzelnen Messungen. Jeder dieser Quotienten beschreibt wie wahrscheinlich es ist, dass die gemessenen beziehungsweise simulierten Daten einer der gegebenen Hypothesen entsprechen.

Da die Signalstärke direkt von der Entfernung der Supernova abhängig ist und diese nur ungenau zu ermitteln ist, ist es vom Vorteil, diesen Parameter aus den Daten anzupassen. Zunächst werden deshalb Signal- und Hypothese-Verteilungen normiert indem vor Berechnung der Likelihood-Summen der konstante Untergrund von Signal und Hypothese subtrahiert wird und die Integrale angeglichen werden. Dies führt zu einer entfernungsunabhängigen Likelihood-Summe.

Die Likelihood-Quotienten aus einer großen Anzahl von Simulationen werden berechnet und histogrammiert (siehe Abbildung 7.1). Die Selektivität oder Trennschärfe zwischen den Hypothesen \mathcal{A} und \mathcal{B} ist gegeben durch den Abstand r der Verteilungen, dividiert durch die Breite σ_A der Hypothese. Es soll die Trennschärfe bei 90 % Erwartung angegeben werden. Aus diesem Grund wird

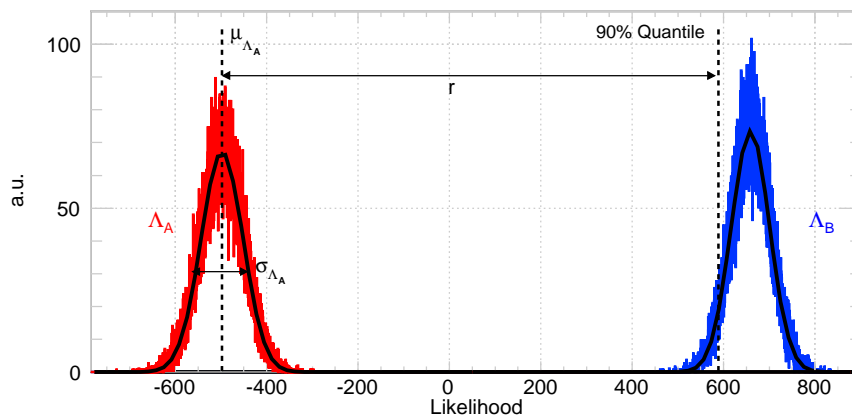


Abbildung 7.1.: Abgebildet sind die Likelihood-Quotienten Λ_A und Λ_B für einen Hypothesentest zwischen quarkartigem und hadronischen Supernova-Explosionen in einem Abstand von 10 kpc. Die Anzahl der durchgeführten Simulationen betrug 10000.

neben der Breite σ_A und dem Mittelwert μ_{Λ_A} der ersten Hypothese das Quantil $l_{\Lambda_B,10\%}$ der zweiten Hypothese berechnet. Die Selektivität oder Trennschärfe zwischen den beiden Hypothesen ergibt sich somit zu:

$$\mathfrak{s} = \frac{r}{\sigma_A} = \frac{l_{\Lambda_B,10\%} - \mu_{\Lambda_A}}{\sigma_A} .$$

7.2. Untersuchungen der QCD-Phase in Supernovae mit dem IceCube-Detektor

7.2.1. Der QCD-Phasenübergang in Kernkollaps-Supernovae

Die stärkste Kraft im Standardmodell der Elementarteilchen, die Starke-Wechselwirkung, wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Eine Eigenschaft dieser Theorie ist das sogenannte Confinement¹ welches dazu führt, dass im gewöhnlichen Temperatur- und

¹Als Confinement (*deutsch Einsperrung*) bezeichnet man in der Teilchenphysik das Phänomen, dass Teilchen mit Farbladung nicht isoliert vorkommen.

Dichteregime Quarks zu Hadronen zusammengeschlossen werden. Unter diesen Bedingungen ist die Reichweite der starken Kraft auf die Größe der teilnehmenden Teilchen limitiert ($\sim 10^{-15}$ m). Erreicht die Temperatur Werte aus dem Bereich der typischen QCD-Energieskala ($\sim 10^{12}$ K) oder wächst die Dichte bis zu dem Punkt an, wo der mittlere Abstand zwischen Quarks weniger als 1 fm beträgt, werden die Hadronen in ihre Konstituentenquarks zerlegt und die starke Kraft dominiert die ablaufende Physik. In einem solchen Zustand ist das Confinement der Quarks und Gluonen aufgehoben und ein sogenanntes Quark-Gluonen-Plasma (*QGP*) entsteht in einem QCD-Phasenübergang. Dieser Zustand ist gekennzeichnet durch ein quasi-freies Verhalten der Quarks und Gluonen bei hohen Temperaturen und Baryondichten. Eine solche Phase wird auch Quark- oder QCD-Materie genannt. Abbildung 7.2 zeigt das zugehörige QCD-Phasendiagramm.

Aufgrund der enormen Dichten und Temperaturen, welche für die Existenz von Quark-Materie nötig sind, gibt es nur wenige Ereignisse in welchen diese Phase auftreten kann. Es wird vermutet, dass im frühen Universum, kurz nach dem Urknall der Raum mit Quark-Materie gefüllt war [213]. Weiterhin wird angenommen, dass sich Quark-Materie im Zentrum von Neutronensternen bildet [214]. Im folgenden soll kurz erläutert werden wie es zur Bildung von Quark-Materie in einem Neutronenstern kommt und welche Einflüsse dieses Phänomen auf die Neutrinosignatur des Kernkollapses hat.

Es bleibt zu klären, an welchem Punkt des Kernkollapses die thermodynamischen Bedingungen für die Bildung von Quark-Materie gegeben sind. Dies ist in zwei grundverschiedenen Phasen des Kollapses möglich. Während der frühen Phase der Schock-Propagation (siehe Abschnitt 2.4.1) bei sehr hohen Temperaturen [215], oder während der Kühlphase, wenn die Deleptonisierung eine Temperatursenkung bei steigender Dichte herbeiführt [216]. Einen signifikanten Einfluss auf die Neutrinosignatur des Kernkollapses ist nur im ersten Szenario gegeben. In diesem würde sich eine zweite Schockwelle als direkte Konsequenz des Phasenüberganges wie im folgenden beschrieben bilden (siehe Abbildung 7.3).

Zunächst sinkt der Quark-Anteil⁴ während sich die erste Schockwelle ausbreitet. Dies begründet sich in der Verringerung der Dichte durch die Propagation der Schockwelle in den äußeren Regionen. Zum Zeitpunkt der Schockwellenstagnation steigt die Dichte und somit der Quark-Anteil durch Materieeinfall weiter an (siehe Abschnitt 2.4.2). Dies erfolgt in Abhängigkeit der Massenakkretionsrate und des Kompressionsverhaltens des Protoneutronsterns, welche durch dessen Zustandsgleichung festgelegt ist. Der zusätzliche Verlust des Elektronenentartungsdrucks beschleunigt die Kompression des Protoneutronsterns und bedingt somit höhere zentrale Dichten. Wenn ein Anteil von ungefähr $\sim 0,8M_{\odot}$ des Protoneutronsterns im Zentrum in Materie der gemischten Phase übergegangen ist, wird dieser gravitativ instabil und beginnt zu kontrahieren [217]. Es kommt zum Kollaps. Dieser ist analog zur Kontraktion des Eisenkerns adiabatisch und erreicht Überschallgeschwindigkeit. Die anschreitende Kontraktion führt zu steigenden Dichten und Temperaturen, was ebenfalls zu einer Erhöhung des Entartungsdrucks führt. Ist ein hinreichend großer,

³Das chemische Potential μ stellt ein Maß für das Ungleichgewicht zwischen Quarks und Antiquarks im betrachteten System dar. Größere Werte von μ bedeuten, dass Quarks bevorzugt auftreten.

³Der kritische Punkt ist ein thermodynamischer Zustand eines Stoffes, der sich durch Angleichen der Dichten von flüssiger und Gasphase kennzeichnet. Die Unterschiede zwischen beiden Aggregatzuständen hören an diesem Punkt auf zu existieren.

⁴Der Quark-Anteil oder Quark-Materie-Volumen-Anteil x_Q beschreibt den Anteil von QCD-Materie in einem normierten Volumenelement. Er ist definiert als

$$x_Q = \begin{cases} 0 & \text{hadronischeMaterie} \\]0, 1[& \text{gemischtePhase} \\ 1 & \text{Quark - Materie.} \end{cases}$$

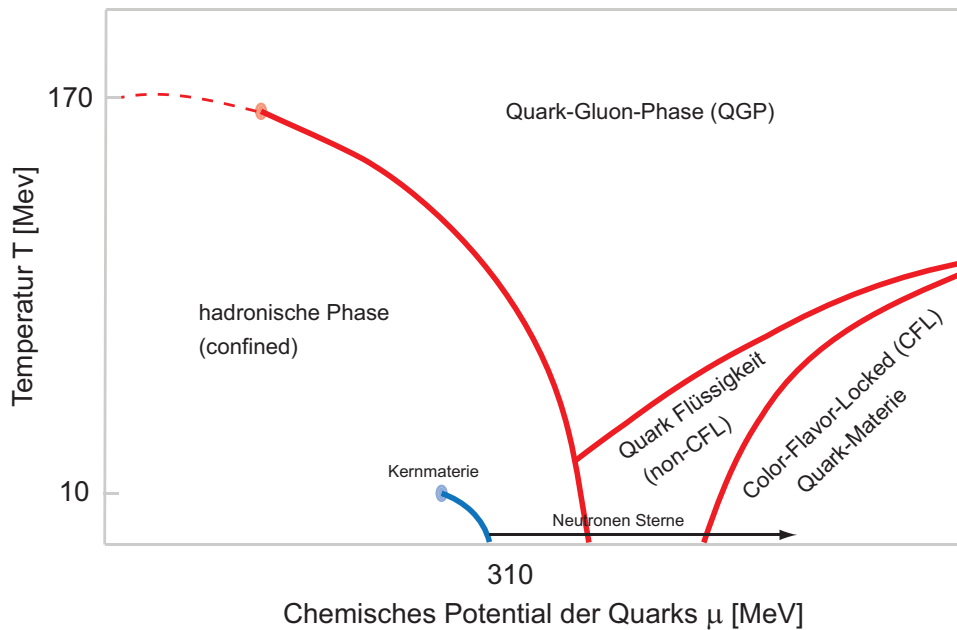


Abbildung 7.2.: Die Abbildung zeigt ein QCD-Phasendiagramm der Quark-Materie nach [212]. Es ist derzeit weder experimentell noch theoretisch genau bekannt. Für Materie in einem kompakten Stern sind die thermodynamisch relevanten Größen der Temperatur T und des chemischen Potentials² μ der Quarks aufgetragen. Normale nukleare Materie existiert an der Niedertemperatur-Phasengrenze bei $\mu = 310$ MeV. Mit steigendem Potential μ bei niedriger Temperatur gelangt man in den Bereich immer dichterere Materie. Bei einem derzeit unbekanntem Wert von μ erfolgt ein Phasenübergang zu Quark-Materie. Bei sehr hohen Dichten tritt die Phase der Color-Flavor-Locked (CFD) farb-supraleitenden Quark-Materie auf. Im Bereich mittlerer Dichte wird die Phase der non-CFD Quark-Flüssigkeiten erwartet. Für eine Erklärung dieser exotischen Zustände wird auf [212] verwiesen. Startet man am Ursprung des Diagramms und wandert bei konstantem μ mit steigender Temperatur nach oben so findet man zunächst ein Gas aus Hadronen (*hauptsächlich Pionen*). Der Übergang von hadronischer Materie in das Quark-Gluonen-Plasma erfolgt bei einer Temperatur von $T = 170$ MeV. Thermale Fluktuationen brechen den Pionenverbund auf und es entsteht ein Gas aus Quarks, Antiquarks und Gluonen sowie leichteren Teilchen (*Photonen, Elektronen etc.*). Dieser Weg im Phasendiagramm entspricht dem inversen Durchlauf der Phasen im Urknall. Der chirale kritische Punkt³ im Diagramm ist durch den Punkt am Ende der Phasengrenze von Nuklearer- zu Quark-Materie gekennzeichnet.

von der Ursprungsmasse des Vorläufersterns abhängiger, Anteil der Zentralregion des Protoneutronsterns durch Kompression in Quark-Materie übergegangen wird der Kollaps durch eine Änderung der Zustandsgleichung gestoppt⁵. Diese verhärtet sich und lässt keine weitere Kompression zu. In Analogie zum Kollaps des Eisenkerns bildet sich durch den Aufprall auf den verhärteten Kern aus Quark-Materie eine Stoßwelle. Wenn die Stoßwelle den sonischen Punkt erreicht, dass heißt den Ort an welchem sie auf die einfallende Materie trifft, so bildet sich eine zweite Schockfront innerhalb des Protoneutronsterns.

Diese unterscheidet sich in verschiedenen Punkten von der Formation des ersten Schocks infolge der Kontraktion des Eisenkerns. Durch Umwandlung von Hadronen in Quarks (*Trennung von gemischter und hadronischer Phase*) entsteht ein enormer thermaler Druck welcher den Staudruck durch die einfallende Materie übersteigt und somit die Schockfront antreibt. Sobald die Schockfront die Oberfläche der Protoneutronsterns erreicht wird dieser zu Bereichen geringer Dichte beschleunigt und trennt sich von der gemischten Phase. Da die auf den zweiten Schock einfallende Materie bereits zersetzt ist, verliert im Gegensatz zum ersten Schock der zweite keine Energie durch die Dissoziation von schweren Nukliden. Der Schock wird nicht durch das einfallende Material gebremst und beschleunigt quasi-frei [217]. Aufgrund der Dichteabnahme an der Oberfläche des Protoneutronsterns (von 10^{15} nach $\sim 10^9 \text{g/cm}^3$) erreicht die Schockwelle relativistische Geschwindigkeiten. Das im ersten Schock stark erhitzte und depletonisierte Material wird durch den Schock erneut stark aufgeheizt. Die erhöhte Elektron-Entartung der schockgeheizten Materie führt zu einem Anstieg des Elektron zu Baryon-Verhältnisses. Dies ist gleichbedeutend mit der Emission von großen Mengen an Antielektronneutrinos. Diese können zunächst den Bereich großer Dichten nicht verlassen. Durchbricht der Schock die Neutrinosphäre können diese produzierten Neutrinos entweichen und bilden die Signatur des zweiten Schocks (siehe Abbildung 7.3). Dieser Schock wird von einer signifikanten Erhöhung der mittleren Neutrinoenergie begleitet. Der sich ausbreitende zweite Schock erreicht den stagnierten ersten Schock und es kommt zur Explosion. Nach dem die Explosion ausgelöst wurde, sinken die Neutrinoenergien und Luminositäten wieder ab, wie in Abbildung 7.3 dargestellt.

7.2.2. Zeitauflösung des zweiten Schocks

Die Zeit zwischen der Deleptonisierungs-Spitze und der QCD-Phasenübergangs-Spitze im Neutrinosignal birgt eine Fülle von Informationen über das Kontraktionsverhalten des Protoneutronsterns. Dies ist abhängig von der hadronischen Zustandsgleichung und den kritischen Bedingungen des QCD-Phasenübergangs. Beispielsweise würde eine niedrigere kritische Dichte zu einem früheren Phasenübergang führen. Die Verzögerung ist weiterhin von der zentralen Dichteerhöhung und somit der Massenakkretion abhängig. Die sensiblen Bedingungen für den Phasenübergang können in Verbindung mit der zeitlichen Verzögerung des zweiten Neutrinoausbruchs gebracht werden und lassen direkte Rückschlüsse auf die Verhältnisse im Inneren des Kerns zu.

Eine Untersuchung der Zeitauflösung ist deshalb erstrebenswert und wird im Folgenden durchgeführt. Vorgreifend zu erwähnen ist, dass diese Methode stark abhängig vom zugrunde liegenden Modell ist. In der vorliegenden Studie wurde nur das bereits beschriebene und implementierte Modell aus [186] verwendet.

Abbildung 7.4 zeigt das Detektorsignal dieses Supernovamodells für eine Entfernung von 10 kpc in normaler und invertierter Neutrino-Hierarchie. Die zur Erzeugung des Signals verwendeten Simulations-Daten liegt in einer wesentlich feineren Zeitauflösung vor (siehe Abschnitt 5). Durch

⁵Die Eigenschaften der Zustandsgleichung sind eng mit dem Adiabatenindex (*oder Isentropenexponent*) verknüpft. Dieser ist definiert als das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen.

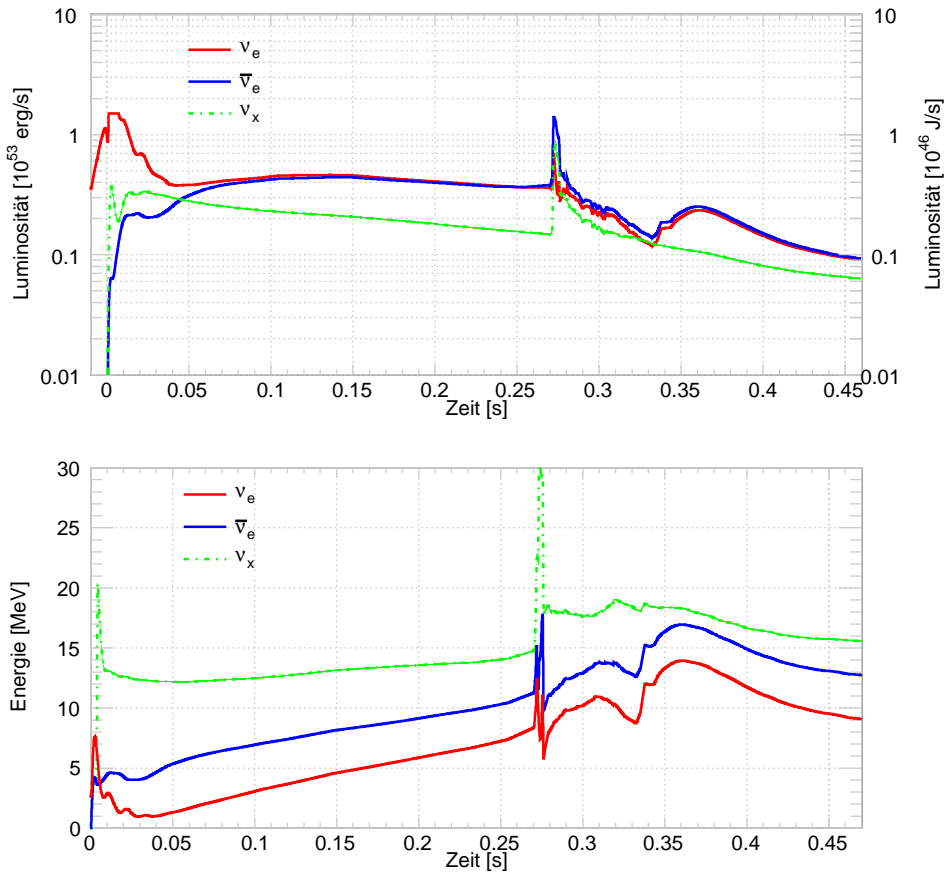


Abbildung 7.3.: Abgebildet sind die Neutrinoenergien (*oben*) und die Neutrinoenergien (*unten*) einer Kernkollaps-Supernovae mit QCD-Phasenübergang nach [186].

den Vergleich von hochaufgelöstem theoretischem und groben detektiertem Spektrum kann der Startzeitpunkt der zweiten Spitze besser als die eigentlich feinste Auflösung von 2 ms bestimmt werden.

Die optimale Zeitauflösung wird für ein derartiges Ereignis in 10 kpc Entfernung zum Detektor bestimmt. Zunächst wird ein beliebiger Startzeitpunkt t_{Start} gewürfelt. Durch Benutzung der USSR wird ein Histogramm des verrauschten Detektorsignals mit einer Auflösung von 2 ms erzeugt sowie ein hypothetisches Detektorsignal in einer Auflösung von 0,1 ms und konstantem Untergrund berechnet. Dieses feinere Histogramm wird nun in 0,1 ms Schritten in einem Bereich von 100 Bins um den zufälligen Startzeitpunkt t_{Start} verschoben (siehe Abbildung ??). Zu jeder Verschiebung wird ein gebinnter χ^2 -Test⁶ der vorliegenden Histogramme durchgeführt. Dieser wird von ROOT bereitgestellt und basiert auf den in [152] und [218] angeführten Berechnungsmethoden. Der Zeitversatz t_{Offset} der Erwartung mit dem kleinsten χ^2 wird gespeichert. Die Differenz $t_{\text{Start}} - t_{\text{Offset}}$ ist der ideale Anpassungswert der Verteilungen und wird histogrammiert. Diese Anpassung wird nun für die verschiedenen Signale der invertierten und normalen Hierarchie in 100000 Iterationen vorgenommen. Die entstehenden Histogramme sind in Abbildung 7.6 dargestellt.

⁶Der χ^2 -Test ist ein Anpassungstest. Mit ihm lässt sich prüfen, ob die Beobachtung der Hypothese entspricht. Das χ^2 gibt dabei Auskunft über die Güte der Anpassung.

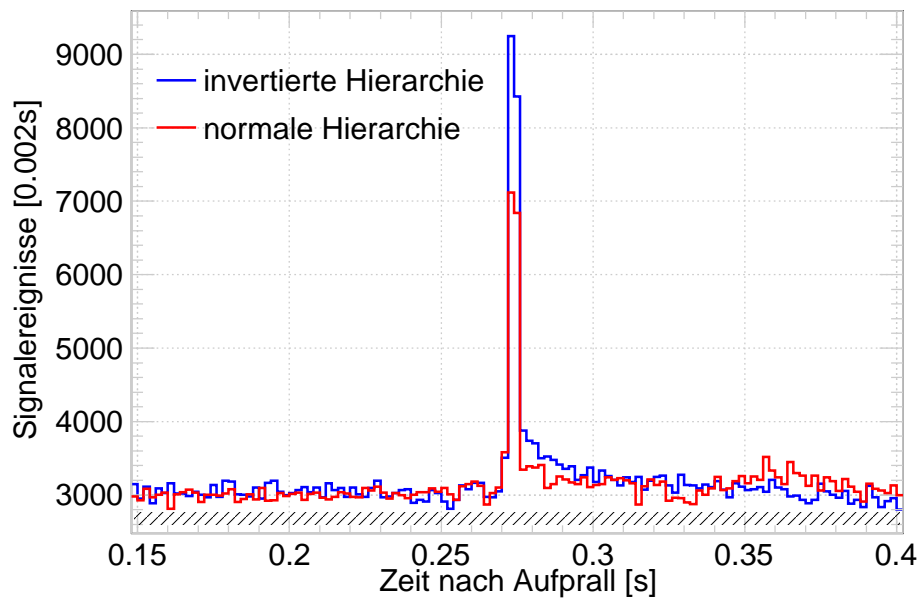


Abbildung 7.4.: Die Abbildung zeigt die Detektorantwort einer Supernova mit QCD-Phasenübergang im sich bildenden Neutronenstern für eine Entfernung von 10 kpc in normaler und invertierter Neutrinohierarchie. Als Darstellung wurde das feinste Binning von 2 ms gewählt. Die schraffierte Fläche gibt in Höhe und Breite Auskunft über das Detektorrauschen. Der zweite Neutrinoausbruch ist in einer zwei Bin breiten Spitze deutlich zu erkennen.

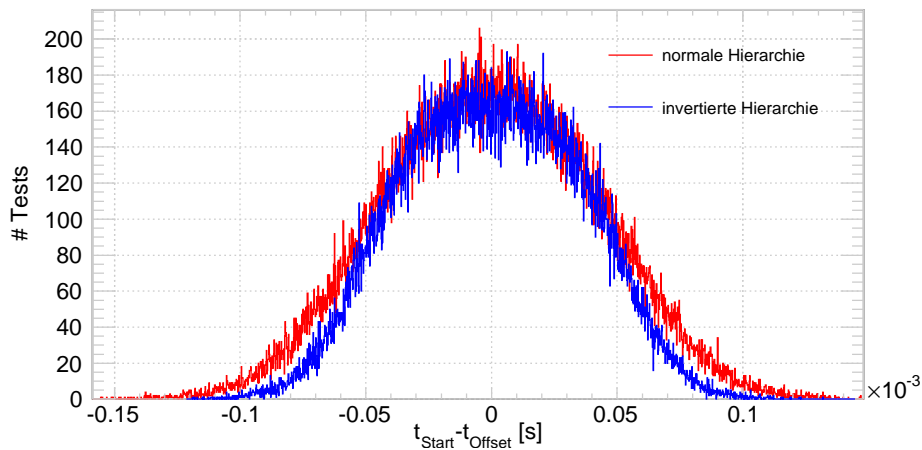


Abbildung 7.6.: Die Histogramme der Zeitdifferenzen $t_{\text{Start}} - t_{\text{Offset}}$ (siehe Text) zur Bestimmung der besten Zeitauflösung. Diese ist durch die Breite der Verteilung gegeben.

Die Breite der abgebildeten Histogramme stellt die bestmögliche Zeitauflösung des Detektors bei gegebenen Parametern da. Sie ergab sich im im Falle einer Supernova Entfernung von 10 kpc in

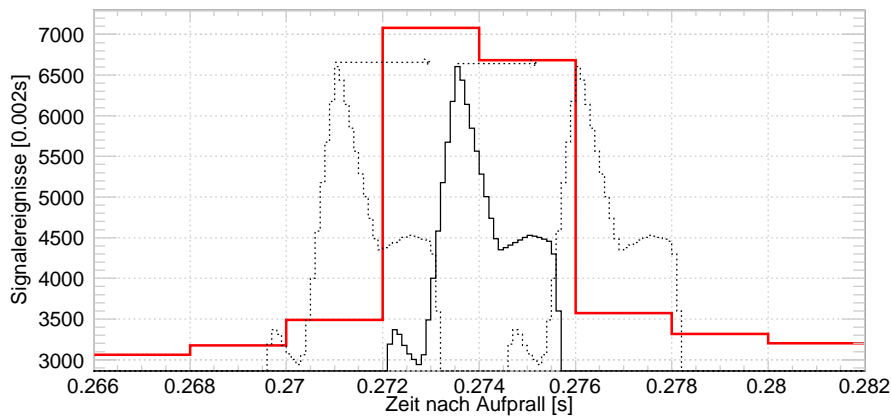


Abbildung 7.5.: Zu sehen ist das detektierte Signal (*rot*) der zweiten Spitze mit einer Auflösung von 2 ms. Angedeutet ist der Schub des fein aufgelösten theoretischen Spektrums. Dieses wird Bin für Bin verschoben, in jeder Position wird ein χ^2 -Test der beiden Histogramme durchgeführt um die Position der idealen Übereinstimmung und somit bester Auflösung zu finden.

normalen Hierarchie zu 0,042 ms und im Falle der invertierten Hierarchie zu 0,035 ms.

Es ist zu erwarten das sich die Zeitauflösung mit einer Abnahme des Signals verschlechtert, da die Zählstatistik kleiner wird. Aus diesem Grund wurde die vorgestellte Prozedur für alle Entfernungen im Intervall [1, 20] kpc durchgeführt. Die maximalen Zeitauflösungen für invertierte und normale Neutrinohierarchie sind in Abbildung 7.7 zu sehen. Zu bemerken ist, dass diese Monte-Carlo Simulation aufgrund der hohen Anzahl an durchgeführten Iterationen pro Supernova-Entfernung sehr rechen- und damit zeitintensiv war. Aus diesem Grund wurde ein vergleichsweise kleines Entfernungsintervall für die Analyse gewählt.

7.2.3. Unterscheidbarkeit verschiedener Supernova-Modelle

Bei genauer Kenntnis der Supernova-Neutrinosignatur kann mit dem erläuterten Likelihood-Quotienten-Test aus 7.1 zwischen verschiedenen Supernova-Szenarien unterschieden werden. Der Test ist im wesentlichen auf die Form der einzelnen beteiligten Spektren sensitiv. Besonders interessant ist der Vergleich von quarkartigen und hadronischen Zustandsgleichungen.

Im Allgemeinen ist bei der Supernova-Modellierung die Zustandsgleichung von größter Wichtigkeit. Leider stellt diese auch, aufgrund der fehlenden Messungen, eine große Unbekannte dar. Die folgende Methode könnte bei der Vermessung einer nahen Supernova auch durch Ausschluß zum eingrenzen der möglichen Zustandsgleichungen benutzt werden.

Zunächst werden mit Hilfe der USSR die Detektorsignale für den Hypothesentest wie exemplarisch in Abbildung 7.8 generiert. Danach erfolgt die Berechnung der Trennschärfe. Die Anzahl der Iterationen der Likelihood-Quotienten Berechnung liegt bei 10000. Dieser Vorgang wird für den gewünschten Entfernungsbereich sequentiell durchgeführt. Das Ergebnis der zeitintensiven Monte-Carlo Simulation ist in Abbildung 7.9 zu sehen. Es zeigt sich das eine Unterscheidung im 5σ -Intervall bis zum Rand der Milchstrasse möglich wäre.

Die selbe Untersuchung kann auch für die Unterscheidung zwischen verschiedenartigen Supernovae benutzt werden. Hier lassen sich vor allem starke leicht von schwachen Signalen trennen.

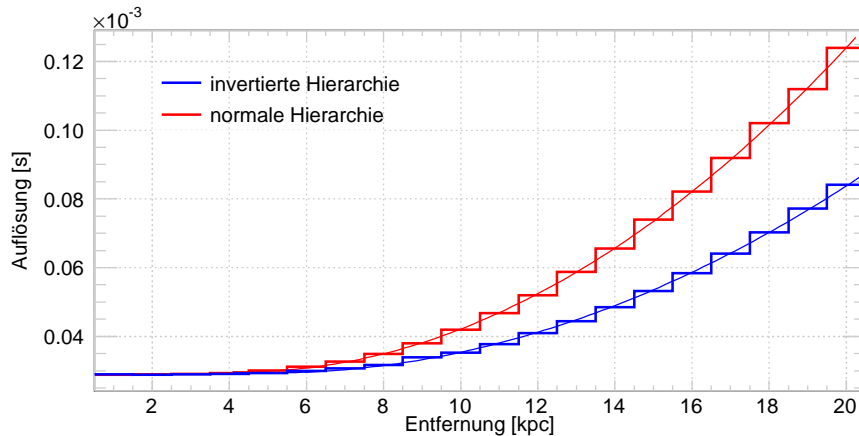


Abbildung 7.7.: Die Abbildung zeigt die ermittelten optimalen Zeitauflösungen gegen die Signal-Entfernung für invertierte und normale Hierarchie. Aus Gründen der Übersicht wurden beide Verteilungen mit einem Polynom 2.Grades angefitet.

Diese Voraussetzung ist fast immer bei der Bildung eines Schwarzen Lochs gegeben. Eine Trennung ähnlicher Modelle ist schwierig und führt deshalb zu niedrigen Trennschärfen. Die in den Monte-Carlo Simulationen errechneten Trennschärfen der jeweiligen Supernova-Modelle untereinander sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

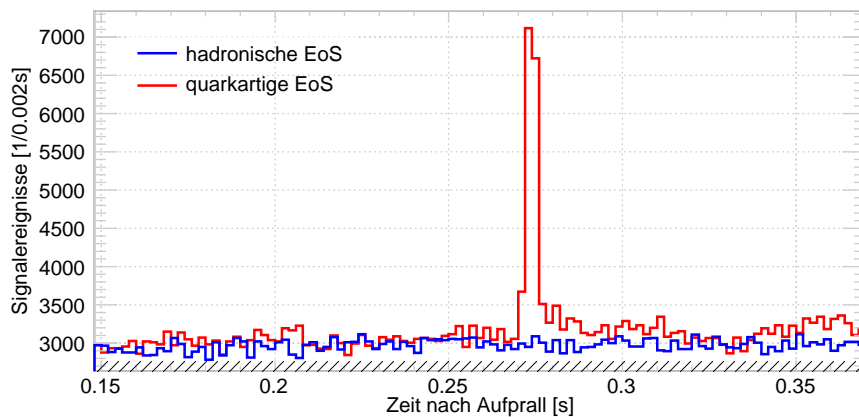


Abbildung 7.8.: Die Abbildung zeigt die Detektorantwort einer quarkartigen und einer hadronischen Supernova für eine Entfernung von 10 kpc mit zugehörigem angedeutetem Detektorrauschen.

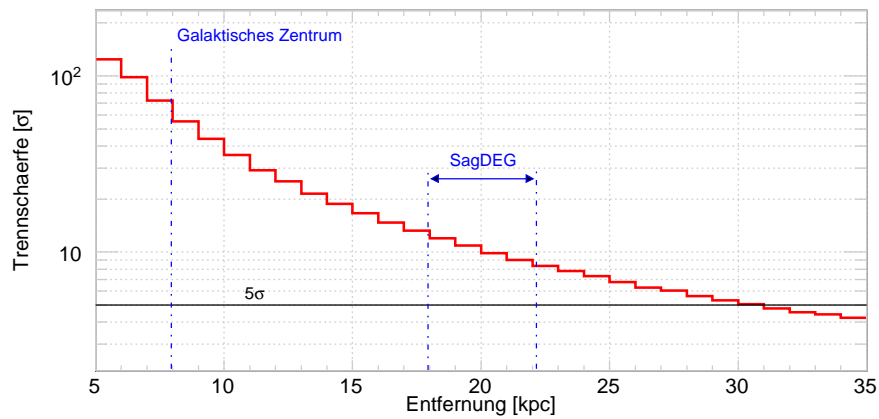


Abbildung 7.9.: Aufgetragen ist die Trennschaerfe zwischen hadronischen und quarkartigen Supernovae gegen deren Entfernung. Ermittelt wurden die Werte durch die Likelihood-Separations-Methode (siehe Text). Es ist zu erkennen, dass eine Separation bis an den Rand der Milchstrasse möglich wäre.

	QCD	QCD (had.)	BH (LS)	BH (Shen)	LL	Ga-ONeMg (LS)	Ga-ONeMg (WH)	Ga II (red.)	Ga II (voll)
QCD	-	6,0	22	17	6,6	6,0	5,8	8,35	7,5
QCD (had.)	5,2	-	14	7,5	3,8	3,8	3,5	5,2	4,8
BH (LS)	250	158	-	11	76	174	147	366	281
BH (Shen)	170	80	9,4	-	49	113	95	239	185
LL	29	17,6	27	19	-	12	9,3	23	19
Ga-ONeMg (LS)	10	6,7	26	18,0	4,5	-	2,1	4,5	3,6
Ga-ONeMg (WH)	11	7,5	25	17	3,9	2,5	-	5,8	4,8
Ga II (red.)	6,8	4,8	30	22	4,7	2,3	2,4	-	2,8
Ga II (voll)	8,2	5,9	30	22	5,0	2,4	2,6	1,5	-

Tabelle 7.1.: Die Tabelle vereinigt die Werte der Trennschärfe zwischen den in der USSR integrierten Supernova-Modellen für eine Entfernung von 30 kpc (*Rand der Milchstrasse*). Die zugehörige Abbildungen A.10 und A.11 befinden sich im Anhang. Der Vergleich der Modelle erfolgte für eine normale Hierarchie. Aus Gründen der Übersicht wurden die in 5.1 beschriebenen Modelle abgekürzt. Die Abkürzungen stehen für: Schwarzes Loch (BH), Lawrence-Livermore (LL), Garching (Ga) ebenfalls wurden die Zustandsgleichungen abgekürzt mit Lattimer und Swesty (LS), Wolff-Hillebrandt (WH), reduzierte Neutrinoaktionen (red.) und volle Neutrinoaktionen (voll).

7.2.4. Unterscheidbarkeit der Neutrinohierarchien

Die Likelihood-Verhältnismethode kann ebenfalls zur Unterscheidung der verschiedenen Neutrinohierarchien herangezogen werden. Die Signale unterscheiden sich in ihrer Stärke und teilweise auch in ihrer Form durch die in 1 beschriebenen Eigenschaften (siehe auch Abbildung 7.4). Bei Materieoszillation durchläuft das Neutrino im Fall der invertierten Hierarchie mit großem Mischungswinkel θ_{13} ($\sin^2 2\theta_{13} > 10^{-3}$) eine adiabatische Evolution. Das bedeutet, im Zustand $\bar{\nu}_x$ erzeugte Neutrinos erreichen die Erde im Zustand $\bar{\nu}_1$. Dieser Zustand birgt den höchsten $\bar{\nu}_e$ Beitrag und dominiert entsprechend das Signal. Hinzu kommt, dass Neutrinos welche in einem nicht $\bar{\nu}_e$ Flavouzustand erzeugt werden oftmals höhere Energien als jeden im Flavoureigenzustand $\bar{\nu}_e$ aufweisen. Dies führt zu einer Erhöhung des Signals im Vergleich zu kleinen Mischungswinkeln ($\sin^2 2\theta_{13} < 10^{-5}$) und erklärt den in Abbildung 7.10 zu sehenden Unterschied in den Signalerwartungen. Da der Likelihood-Quotienten-Test die Form der Signale vergleicht, kann auch hier eine Trennung vorgenommen werden.

Diese ist bei Weitem nicht so stark, wie im Fall der Unterscheidung verschiedener Modelle. Auch hier wird vorausgesetzt, dass das theoretische Modell sehr genau bekannt ist.

Analog zur bereits dargelegten Analyse werden die nötigen Signale mit Hilfe des USSR Monte-Carlo-Programms gebildet und die Likelihood-Separation für den gewünschten Entfernungsbereich durchgeführt (siehe Abbildung 7.10). Die Anzahl der Iterationen lag wie zuvor bei 10000.

Anzumerken ist, dass mit schwindendem Signal die statistischen Ausläufer nicht mehr vernachlässig-

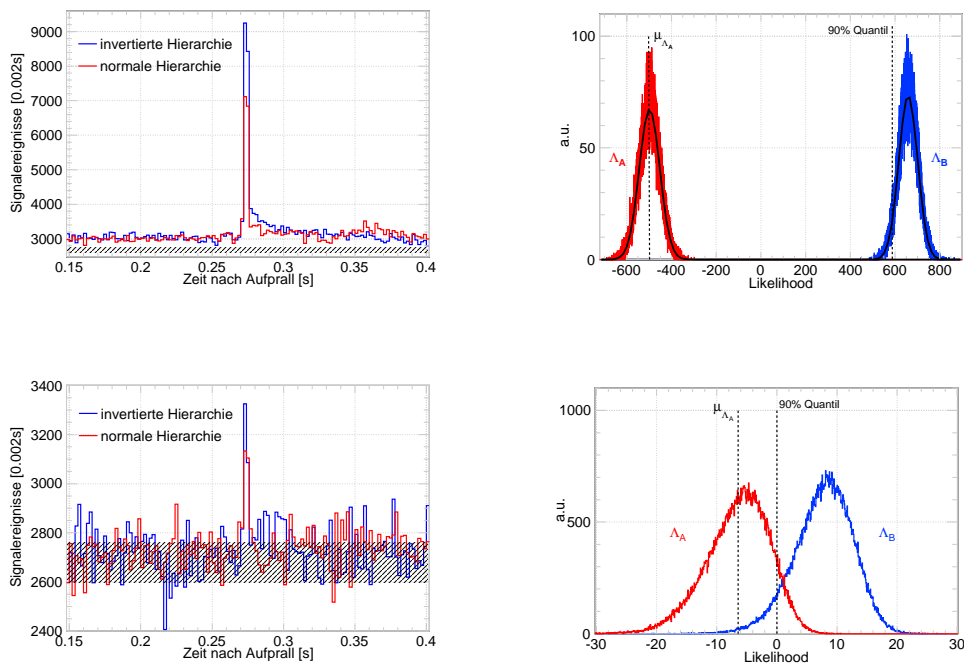


Abbildung 7.10.: Die gepaarten Abbildungen zeigen links die erzeugten Detektorsignale für 10 kpc (*oben*) und für 30 kpc (*unten*). Zugehörig sind die Likelihood-Quotienten der Signalthypothesen Λ_A und Λ_B in der rechten Spalte abgebildet.

bar sind und deutlich in die Verteilung der Likelihood-Quotienten eingehen. Die Verteilungen werden schief und können nicht mehr als Gaussisch angesehen werden (siehe Abbildung 7.10 unten). Ein vergleichbarer Effekt tritt, bedingt durch die Totzeit, bei kleinen Entfernungen und somit großen Signalen auf.

Die ermittelten Trennschärfen für das Supernovamodell mit QCD-Phasensprung zeigt Abbildung 7.11.

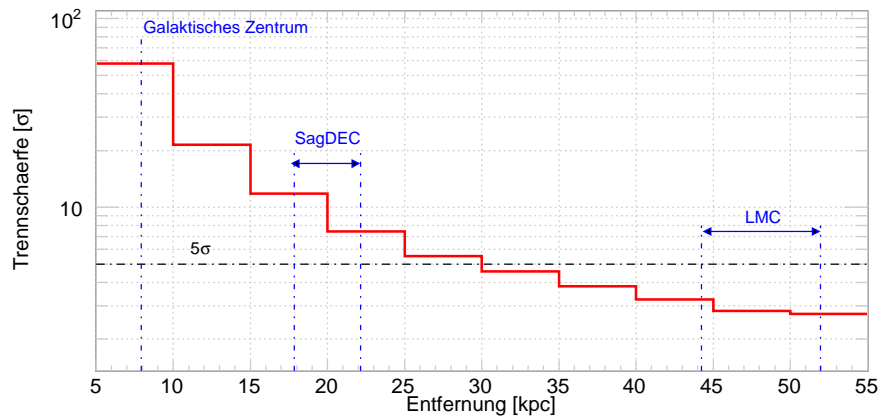


Abbildung 7.11.: Die Abbildung zeigt die Trennschärfe zwischen normaler und invertierter Neutrinohierarchie am Signal einer Supernova mit QCD-Phasensprung.

Auch hier zeigt sich, dass bei genauer Kenntnis des Signals eine Aussage über die Neutrinohierarchie bis zum Rand der Milchstrasse getroffen werden könnte.

Wie zu vor wird abschließend das Verfahren auf die in die USSR integrierten Modelle angewandt. Die Trennschärfen sind in Abbildung 7.12 aufgetragen und für das Zentrum der Galaxie in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

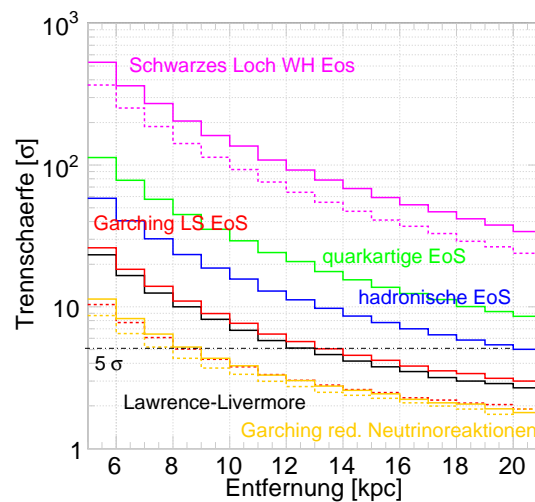


Abbildung 7.12.: Zu sehen sind Trennschärfen zwischen invertierter und normaler Neutrinohierarchie am Beispiel verschiedener Supernova-Modelle.

Modell	Trennschärfe [σ]
QCD	29
QCD (had.)	16
Schwarzes Loch (LS EoS)	91
Schwarzes Loch (Shen EoS)	132
Lawrence-Livermore	6, 7
Garching-ONeMg (LS EoS)	7, 6
Garching-ONeMg (WH EoS)	3, 7
Garching II (red.)	3, 8
Garching II (voll)	3, 4

Tabelle 7.2.: Zusammengefasst sind die in der Likelihood-Separation ermittelten Trennschärfen verschiedener Supernovamodelle zwischen normaler und invertierter Neutrinohierarchie. Die jeweiligen Zustandsgleichungen sind wie zuvor abgekürzt. Die angenommene Supernova-Entfernung beträgt 10 kpc.

7.3. Detektierbarkeit von SASI-Anregungen mit dem IceCube-Detektor

Die Idee für die folgende Untersuchung wurde auf dem vom 22. bis 26. Februar 2010 in Mumbai stattfindenden JIGSAW 2010 Workshop [219] geboren und in abgewandelter Form von Tina Lund ohne vollständiges IceCube Monte-Carlo durchgeführt und publiziert [220].

Wie bereits in Abschnitt 2.4.2 beschrieben, zeigen neue zwei- und drei-dimensionale Supernova-Simulationen konvektive Instabilitäten, die durch starkes Pulsieren des PNS zu akustischen Schockwellen führen. In diesem SASI Szenario ist die Neutrino-Emission stark moduliert (siehe Abbildung A.12). Aufgrund der feinen zeitlichen Auflösung des IceCube-Detektors könnten diese schnellen zeitlichen Variationen im Neutrinosignal detektiert werden.

Die Detektierbarkeit der Anregungen ist limitiert durch die Anzahl der registrierten Ereignisse; ein signifikantes Signal muss sich deutlich von der fluktuierenden Untergrundrate abheben um von dieser unterschieden werden zu können. Es ist demnach damit zu rechnen, dass eine Detektion nur in einem sehr kleinen und nahen Entfernungsbereich möglich ist. Dies wird durch Abbildung 7.13 verdeutlicht, in welcher ein 10 kpc entferntes Signal bereits keine offensichtlich erkennbaren Anregungen mehr zeigt.

Schnelle periodischen Variationen im detektierten Signal lassen sich am besten durch eine Fourier-Analyse⁷ entdecken. Die Fourier-Analyse beschreibt das Zerlegen eines beliebigen periodischen Signals in seine Frequenzanteile. Dabei wird durch die Beziehung

$$\mathcal{F}(x(t)) = x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i2\pi ft} dt$$

zwischen Zeit- und Frequenzdomäne transformiert. Im diskreten Fall sind Ausgangsdaten und transformierte Daten jeweils endliche Folgen von Zahlenwerten, was zum folgenden Ausdruck

⁷Jean Baptiste Joseph Fourier (*1768 - +1830) französischer Mathematiker und Physiker.

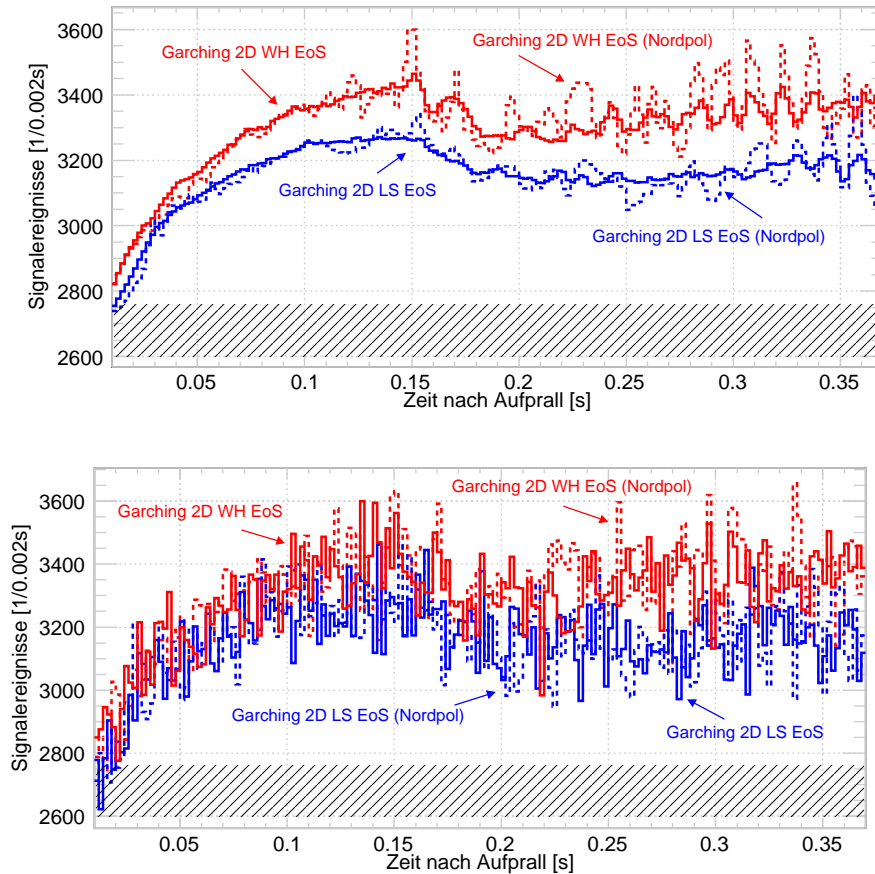


Abbildung 7.13.: Gezeigt sind die Detektorantworten der SASI-Anregungen der zwei-dimensionalen Garching-Simulationen in verschiedenen Zustandsgleichungen (Lattimer-Swesty, Wolff-Hillebrandt). Es wurden getrennt die gesamten Signale sowie die am Nordpol des Sterns emittierten Spektren betrachtet. In der oberen Abbildung wurde dem Signal eine konstante Detektorrauschrate überlagert um die Anregungen zu verdeutlichen. Beide Abbildungen entsprechen einer Signaldistanz von 10 kpc. Die untere Abbildung zeigt das wahre verrauschte Detektorsignal und deutet somit bereits die Schwierigkeit der Detektion der SASI-Anregungen an. Das Detektorrauschen ist in schwarz dargestellt.

der Fourierkomponenten führt:

$$x_k(f) = \sum_{l=0}^{n-1} x_l e^{-i2\pi f_k t/n} dt \quad .$$

Die Berechnung der Fourierkoeffizienten x_k erfolgt in der Regel numerisch, wobei verschiedene Algorithmen zum Einsatz kommen können. Hier wurde der von ROOT bereitgestellte FFT-Algorithmus (*Fast-Fourier-Transform*) angewendet. Die in der Analyse auflösbaren Frequenzen sind abhängig von der ursprünglichen Binbreite. Die sogenannte Nyquist-Frequenz⁸ gibt die Obergrenze der auflösbaren Frequenzen an und ist definiert als⁹:

$$f_{\text{Nyquist}} = \frac{1}{2} f_{\text{abast}} \quad .$$

Durch die gegebene abtastende Detektorauflösung von 2 ms ergibt sich die obere Schranke der auflösbaren Frequenzen zu: $f_{\text{Nyquist}}^{\text{IceCube}} = 250$ Hz.

Im Allgemeinen wird das Magnituden-Spektrum der Fouriertransformation ausgewertet. Diese wird aus $G(f) = |x_k(f)|^2$ gebildet und beschreibt die Stärke des Signals in Abhängigkeit der Frequenz. Hier ist direkt einzusehen wie drastisch die Detektierbarkeit der SASI-Anregungen mit zunehmender Entfernung abnimmt. Die Ereignisrate verringert sich quadratisch, durch die Betrachtung des Magnituden-Spektrums nimmt das Signal somit mit der vierten Potenz ab. Eine Verdopplung der Entfernung bewirkt also eine 16-fache Abschwächung des Signals. Aus diesem Grund wird die Analyse nur bis zu Entfernungen von 10 kpc durchgeführt. Das Signal ist bei dieser Distanz bereits kaum noch vom Untergundrauschen im Magnituden-Spektrum zu unterscheiden. Aufgrund des Entstehungsmechanismus der SASI-Anregungen wurde das Zeitintervall $[0, 2; 0, 33]$ s des Signalspektrums betrachtet und einer Fourieranalyse unterzogen. Die Sensitivität der Fourier-Analyse nimmt mit der Größe des untersuchten Intervalls zu, trotzdem wurde sich für das beschriebene kleine Intervall entschieden da durch Betrachtung der gesamten Detektorantwort auch der Teil untersucht worden wäre, bei dem keine Anregungen auftreten.

Die Signalerzeugung wurde mit der USSR im Entfernungsintervall $[1, 10]$ kpc durchgeführt. Betrachtet wurden die zwei-dimensionalen Modelle der Garching-Gruppe (siehe Abschnitt 5.1). Diese modellieren die Explosion eines $15 M_{\odot}$ Sterns und stellen verschiedene Emissionsspektren zur Verfügung. Zum einen die gängigen integrierten Emissionsspektren, zum anderen ein auf der Neutrinoabstrahlung am Nordpol des PNS skaliertes Spektrum. Letzteres zeigt die stärksten Anregungen. Die Ergebnisse der Fourier-Analyse sind in den Abbildungen 7.14 und 7.15 zusammengefasst.

Die Analyse zeigt, dass IceCube in der Lage ist, Anregungsfrequenzen möglicher SASI-Effekte naher Supernovae in einem Frequenzbereich von $[0, 0; 250, 0]$ Hz zu detektieren. Obwohl IceCube die höchsten Zählraten im Falle einer galaktischen Supernova aufweisen wird, ist ein signifikanter Nachweis von SASI-Anregungen nur bis zu einer Entfernung von ~ 5 kpc möglich. Auf eine genauere Betrachtung wird verzichtet, da die vorliegenden zwei-dimensionalen Simulationen mit dem zugrunde liegenden Neutrino-transport nur einen ersten Einblick in die, durch SASI-Anregungen bedingten, Spektrenmodulation bieten [220]. Wahrscheinlich ist, dass in einer sich die Frequenzen der Signalvariationen realistischeren Simulation ändern (*dies wird vor allem für eine drei-dimensionale Rechnung erwartet*).

⁸Harry Nyquist (*1889 - †1976) schwedisch US-amerikanischer Physiker.

⁹Nach dem zugrunde liegenden Nyquist-Shannon-Abtasttheorem müssen alle Anteile in einem Signal kleinere Frequenzen als die Nyquist-Frequenz haben, damit das abgetastete Signal beliebig genau rekonstruiert werden kann:
 $f_{\text{Signal}} < f_{\text{Nyquist}}$.

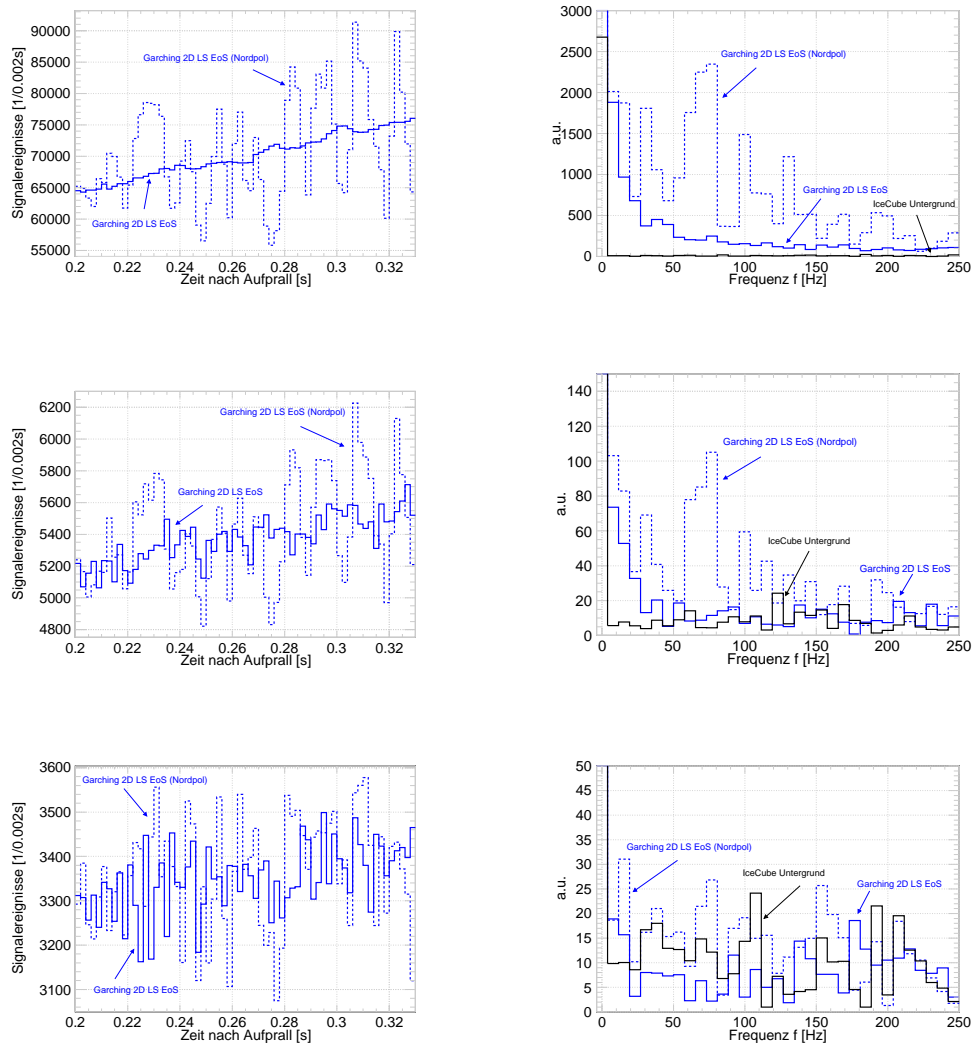


Abbildung 7.14.: Zu sehen sind die Signalspektren (*linke Seite*) für 1, 5, und 10 kpc (*v.o.n.u.*) des im Text beschriebenen Modells mit der Lattimer-Swesty Zustandsgleichung. Die rechte Seite zeigt die zugehörigen Fourier-Magnituden-Spektren. Dieses zeigt mehrere identifizierbare Anregungsfrequenzen. Diese sind am ausgeprägtesten bei: 15, 30, 75, 100, 130, 170 und 200 Hz und können mit steigender Entfernung nur noch unzureichend identifiziert werden.

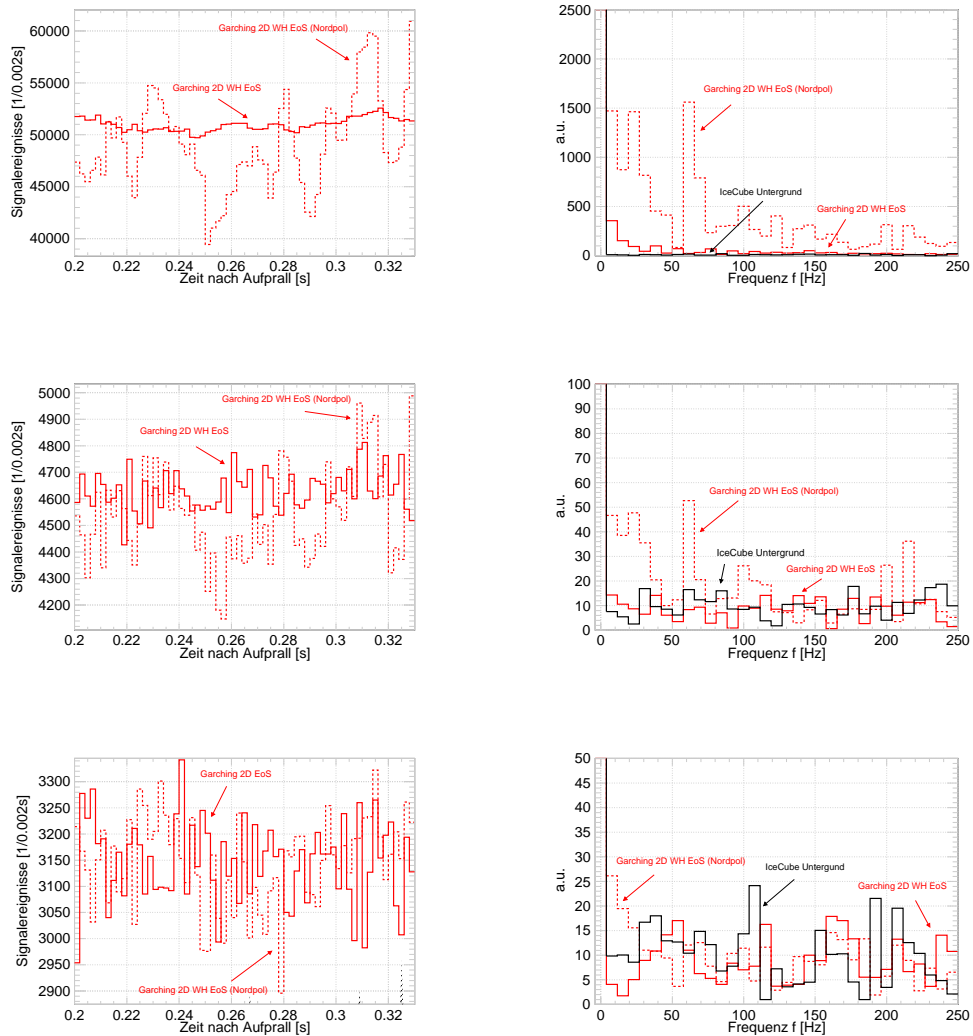


Abbildung 7.15.: Zu sehen sind die Signalspektren (*linke Seite*) für 1, 5, und 10 kpc (*v.o.n.u.*) des im Text beschriebenen Modells mit der Wolff-Hillebrandt Zustandsgleichung. Die rechte Seite zeigt die zugehörigen Fourier-Magnituden-Spektren. Dieses zeigt mehrer identifizierbare Anregungsfrequenzen. Diese sind am ausgeprägtesten bei: 10, 30, 75, 100, 130, 100 und 220 Hz und können mit steigender Entfernung nur noch unzureichend identifiziert werden.

Wichtig festzuhalten ist, dass diese Effekte mit IceCube detektierbar wären.

7.4. Betrachtung der systematischen Unsicherheiten

Abschließend soll noch einmal kurz auf die bekannten systematischen Unsicherheiten der Supernova-Signals-Vorhersage eingegangen werden. In dieser Arbeit wurden die benutzen theoretischen Supernova-Modelle als „fehlerfrei“ angesehen. Aus der Vielzahl der Modelle ist aber klar ersichtlich, dass die Unsicherheiten sehr groß sind. Inwieweit diese durch externe Messung mit elektromagnetischen Proben festgelegt werden können ist unklar; auf alle Fälle wird die nächste galaktische Supernova über viele Jahre untersucht und entsprechende Modelle verbessert werden.

Ebenfalls wurden in der vorliegenden Arbeit keine Materieoszillationen in der Erde betrachtet. Diese kann die Signalrate in Abhängigkeit des Mischungswinkels θ_{13} und der Richtung des einlaufenden Supernovasignals verringern. Dies wurde in [38] ausführlich betrachtet, folgende angeführte Unsicherheit ist dort entnommen. Diese Effekte ändern allerdings nur die absolute Normierung die nicht ins Likelihood-Verhältnis-Verfahren eingeht.

Die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte ist in Tabelle 1.2 aufgeführt. Diese führen zu den auf die Rate skalierten und in Tabelle 7.3 dargestellten Unsicherheiten.

Ursache der system. Unsicherheit	Abschätzung [%]	Referenz
Effektives Photon Volumen $V_{\text{eff}}^{e^\pm}$	± 15	3.6.1
e^\pm Spurlänge \bar{x}_{e^\pm}	± 5	1.3.1
Erd-Materieoszillation	$- 8$	[38]
Wirkungsquerschnitt $\bar{\nu}_e(p, n)e^+$	± 1	1.3, 3.6.3
Wirkungsquerschnitt $\nu(e, e)\nu$	± 1	1.3, 3.6.3
Wirkungsquerschnitt $\nu(O, X)e$	± 3	1.3, 3.6.3

Tabelle 7.3.: Systematische Unsicherheiten der IceCube Supernova-Signal-Vorhersage.

Die angegeben Werte führen zu einer totalen Unsicherheit von: ${}^{+16}_{-18}$ %.

Zusammenfassung

Zwei Dinge sind zu unserer Arbeit nötig:
Unermüdliche Ausdauer und die
Bereitschaft, etwas, in das man viel Zeit
und Arbeit gesteckt hat, wieder
wegzuwerfen.

(Albert Einstein)

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf dem Nachweis niederenergetischer Neutrinos aus Supernovae mit dem IceCube-Detektor. Obwohl das Experiment für die Detektion hochenergetischer Neutrinos entwickelt wurde, ließe sich mit dem Nachweis einer galaktischen Kernkollaps-Supernova eine Messung der Neutrinosignatur mit weltweit bester statistischer Genauigkeit erzielen.

Da die großen Abstände zwischen den einzelnen Photonenvervielfachern den Nachweis von einzelner Neutrinos aus dem MeV-Regime verhindern, werden Supernovae über einen kollektiven Ratenanstieg aller Module gemessen. Dieser sollte homogen über den gesamten Detektor einsetzen, wenn die von der Supernova stammende Neutrinofront auf das Medium trifft. Die Rauschrate eines einzelnen Moduls in Eis liegt bei lediglich 540 ± 85 Hz und ist somit zwei Größenordnungen niedriger als die Rate vergleichbarer Experimente in Meerwasser. Die Höhe der Rauschrate ist entscheidend für die Sensitivität von IceCube auf galaktische Supernova-Signale. Aus diesem Grund wurde das Signal-Untergrund-Verhältnis durch die Implementierung einer künstlichen Totzeit optimiert. Diese verringert das Untergrundrauschen, indem sie den korrelierten Anteil eliminiert. Bei der Untersuchung der korrelierten Rauschenraten konnte erstmalig die Temperaturabhängigkeit der IceCube-Photonenvervielfacher quantifiziert werden. Außerdem zeigte sich, dass korreliertes Rauschen sowohl auf Signal- als auch auf Untergrund-Ereignisse folgt. Aus dieser Erkenntnis folgte die Entwicklung eines Monte-Carlo Programms, welches bei die korrelierten Nachpulse des Signals berücksichtigt. Es zeigte sich, dass eine niedrige nicht-paralysierende Totzeit zum besten Ergebnis führt. Mit Blick auf die hardwareseitige Limitierung der Datenrate wurde ein optimaler Wert der Totzeit zu $\tau = 110 \mu\text{s}$ bestimmt.

Um eine quantitative Analyse verschiedener möglicher Supernova-Signaturen zu ermöglichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit in enger Zusammenarbeit mit Thomas Kowarik ein Signal-Monte-Carlo entwickelt, welches die Neutrinosignatur einer Kernkollaps-Supernova in IceCube simuliert. Die Simulation beinhaltet 16, in enger Zusammenarbeit mit Theoretikern extrahierte, verschiedene Supernova-Modelle und erlaubt die Auswahl verschiedener Neutrinooszillations-Szenarios, wie MSW-Effekt, Schockwellen-Modulation, und durch Selbstwechselwirkung hervorgerufene kollektive Anregungen. Sie bietet zudem die Möglichkeit, Signale in invertierter oder normaler Massenhierarchie zu simulieren, wobei der Mischungswinkel θ_{13} frei wählbar ist. Die objektorientierte Programmierung der Simulationsroutine ermöglicht durch ihren modularen Aufbau einfache Erweiterungen, wie beispielsweise die Integration neuer Supernova-Modelle oder Oszillationsszenarien.

In dieser Arbeit wurden verschiedene, durch die Simulation bereitgestellte Supernova-Szenarien

mit ihren unterschiedlichen Neutrinosignaturen untersucht. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf Supernovae, welche einen QCD-Phasenübergang durchlaufen sowie auf Neutrinosignale, in welchen SASI-Anregungen im Spektrum zu sehen sind.

Die Trennschärfe zwischen verschiedenen Neutrinoszillations-Szenarien wurde durch einen Likelihood-Quotiententest bestimmt. Aufgrund der hohen Nachweissignifikanz von IceCube ergab der Test, dass sich die verschiedenen Szenarien bis zu einer Entfernung von 10 kpc im 5σ -Intervall unterscheiden lassen. Gleiche Untersuchungen wurden ebenfalls für eine Vielzahl von Modellen durchgeführt. Diese führten in Abhängigkeit ihrer Neutrinosignaturen zu unterschiedlichen Ergebnissen.

Die gleiche Methode wurde zum Test der Unterscheidbarkeit verschiedener Supernova-Modelle benutzt. Diese lassen sich ebenfalls bis zu einer Entfernung von 10 kpc mindestens mit 5σ -Signifikanz unterscheiden.

Die schnellen periodischen Variationen der SASI-Anregungen wurden ebenfalls simuliert. Die Anwendung einer Fourieranalyse auf die Spektren zeigte, dass Anregungen sowie deren Frequenzen bis zu einer Entfernung von 5 kpc identifiziert werden können bei Frequenzen bis zu 250 Hz. Der technische Aspekt dieser Arbeit bestand in der Implementierung der bestehenden Supernova-Datennahme in die neue Experiment-Kontrolle und Steuerungs-Software, das IceCube-LiveSystem. Die Anbindung ermöglicht eine Steuerung der Datennahme in Echtzeit über ein Web-Schnittstelle und überwacht die wichtigsten Kenngrößen des Systems, welche zu jeder Zeit eingesehen werden können. Ausfälle oder Störungen werden aufgrund der permanent vom System kontrollierten Kenngrößen erfasst und automatisiert an die Operateure des Detektors versendet. Die permanente Überwachung ist von großer Wichtigkeit um den Dauerbetrieb des Detektors sicher zustellen.

Nun heißt es „Warten auf eine galaktische Supernova!“.

A. Anhang

A.1. Ergänzungen zu Neutrinowechselwirkungen in Eis

A.1.1. Inverser β -Zerfall

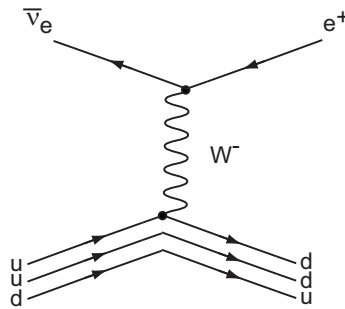


Abbildung A.1.: Feynman-Diagramm des inversen β -Zerfalls.

A.1.2. Neutrino-Elektron-Streuung

Die Neutrino-Elektron-Wechselwirkung ist die trivialste Interaktion eines Neutrinos mit Materie. In niedrigster Ordnung der Störungstheorie treten bei der Neutrino-Elektron-Streuung nur freie Leptonen auf. Die Wechselwirkungsamplitude dieser Reaktion kann exakt mit Hilfe der Feynman-Regeln des Standard-Modells berechnet werden (siehe Abbildung A.2). Der elastische Streuprozess hat keine Schwellenenergie da der Eingangszustand gleich seinem Endzustand ist. Der einzige Effekt, welcher bei der elastischen Streuung auftritt ist eine Neuverteilung der Gesamtenergie und den Impulsen zwischen den beteiligten Teilchen. Der Niederenergie-Lagrangian ergibt sich zu [25]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-) = & -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ [\bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e] [\bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_e] \\ & + [\bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e] [\bar{e} \gamma_\mu (g_V^l - g_A^l \gamma^5) e] \} \end{aligned}$$

mit Fermis Kopplungskonstanten G_F . Der hochgestellte Index l steht für die massiven Leptonen e , μ und τ . Die Koeffizienten g_V^l und g_A^l sind gegeben als:

$$\begin{aligned} g_V^l &= -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W \\ g_A^l &= -\frac{1}{2} \end{aligned}$$

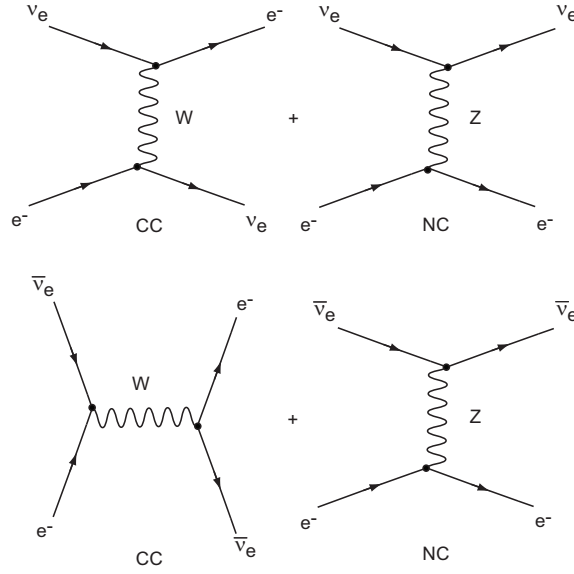


Abbildung A.2.: Oben: Feynman-Diagramme der elastischen Neutrino Elektronstreuung: $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. Unten: Feynman-Diagramme der elastischen Neutrino Elektronstreuung: $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$. Reaktionen mit geladenen Strömen befinden sich links, Reaktionen mit neutralen Strömen finden sich rechts

Der erste Term der Lagrange-Funktion auf der rechten Seite beschreibt die Beiträge des geladenen Stroms, der zweite stellt den Beitrag des neutralen Stroms dar. Zur Berechnung der Raten in Abschnitt 3.6.3 muss das Integral

$$\int_0^\infty \frac{dx}{dE_{e^-}} \frac{d}{dx} \sigma(E_\nu, x) E_{e^-} dE_{e^-}$$

gelöst werden. In Analogie zu Abschnitt 1.2.2 gilt für den Impulsübertrag an das Elektron $x = (E_e - m_e)/E_\nu$ im Intervall $0 \leq x \leq x_{\max} = (1 + m_e/2E_\nu)^{-1}$. Ersetzt man $E_{e^-} = xE_\nu + m_e$ und $dx/dE_e = 1/E_{e^-}$ so lässt sich das Integral schreiben als:

$$\int_0^{x_{\max}} \frac{d}{dx} \sigma(E_\nu, x) (xE_\nu + m_e) dx .$$

Durch Einsetzen der totalen Wirkungsquerschnittes erhält man schließlich:

$$\frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \int_0^{x_{\max}} \left[\varepsilon_\mp^2 + \varepsilon_\pm^2 (1-x)^2 - \varepsilon_+ \varepsilon_- \frac{m_e}{E_\nu} x \right] (xE_\nu + m_e) dx .$$

Die Integration führt zu:

$$\begin{aligned}
 \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \int_0^{x_{\max}} \dots &= \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi} \left(\frac{x_{\max}^4}{4} \varepsilon_{\pm}^2 E_\nu \right. \\
 &+ \frac{x_{\max}^3}{3} (\varepsilon_{\mp}^2 m_e - 2\varepsilon_{\pm}^2 m_e - \varepsilon_+ \varepsilon_- m_e) \\
 &+ \frac{x_{\max}^2}{2} \left((\varepsilon_{\mp}^2 + \varepsilon_{\pm}^2) E_\nu - 2\varepsilon_{\pm}^2 m_e + \varepsilon_+ \varepsilon_- \frac{m_e^2}{E_\nu} \right) \\
 &\left. + x_{\max} m_e (\varepsilon_{\mp}^2 + \varepsilon_{\pm}^2) \right) .
 \end{aligned}$$

Effekte von Strahlungskorrekturen spielen bei den niedrigen Energien die Neutrinos aus Supernovae aufweisen eine sehr geringe Rolle.

A.2. Ergänzungen zur Supernovae

A.2.1. Historische Supernovae

Bezeichnung	Typ	Entfernung [kpc]	Sternbild	scheinbare Helligkeit [mag]
SN185	Ia	1	Centaurus	-1
SN1006	Ia	2,2	Lupus	-9
SN1054	II	2	Taurus	-6
SN1181	unbekannt	> 8,0	Cassiopeia	-1
SN1572	Ia	2,3	Cassiopei	-4
SN1604	Ia	6	Ophichus	-2,5
SN1987A	Iip	51,4	Dorado	+3

Tabelle A.1.: Zusammenfassung der aufgezeichneten sichtbaren galaktischen Supernovae. Die Jahreszahl ist anhand der Bezeichnung zu erkennen, sie ist durch die Zahl gegeben.

A.2.2. Detektierbarkeit einer Supernova vom Typ Ia

Im Vergleich zu einer Kernkollaps-Supernova ist die Nachweis-Signifikanz einer Supernova vom Typ Ia sehr gering. Die Neutrino-Luminositäten sind drei Größenordnungen kleiner (für Elektron-Neutrinos) und ihre mittlere Energie liegt im Vergleich nur bei einem Drittel. Die zu erwartende Nachweis-Signifikanz ist demnach um einen Faktor 27000 kleiner als die einer Supernova des Typ II. Für IceCube ergeben sich die in Abbildung A.3 dargestellten Signifikanzen. Der Gliese Katalog

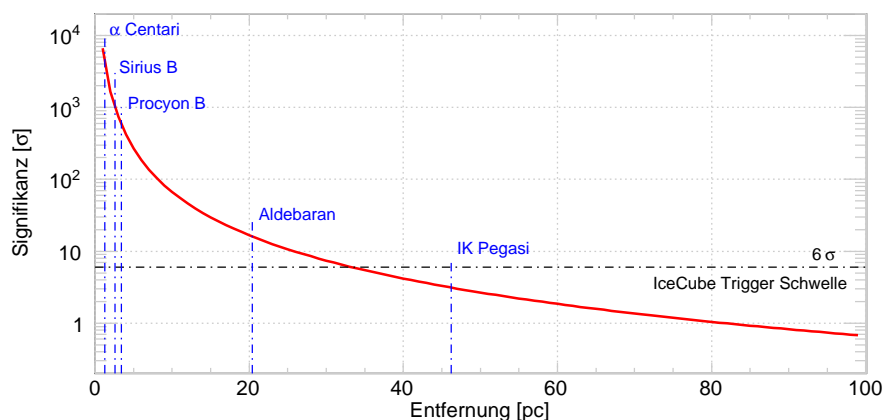


Abbildung A.3.: Nachweis-Signifikanz eines Supernova Typ Ia Signals in Abhängigkeit der Entfernung. Die horizontale Linie gibt die Supernova-Trigger-Schwelle des IceCube Detektors an. Die Vertikalen Linien zeigen bekannte Doppelsterne als mögliche Supernova Ia Kandidaten. Die Signifikanzen wurden mittels der mit einer Totzeit von $250 \mu\text{s}$ behafteten mittleren Detektorrausraten berechnet.

der nächsten Sterne CNS3 [221] gibt 3803 Sterne in einem 25 pc Radius um die Erde an. Wird

in erster Näherung eine gleichmäßige Sternverteilung angenommen, so befinden sich in 50 pc^1 ungefähr $2^3 \cdot 3803 = 30424$ Sterne. Neuste Durchmusterungen [222] zeigen, dass etwa 30 % der aufgenommenen Sterne Teil eines Doppelsternsystems sind. Dies führt zu ~ 5000 möglichen Supernova Kandidaten im Detektionsbereich, was eine Detektion so gut wie ausschließt.

A.3. Ergänzungen zur Totzeit-Optimierung

A.3.1. Besondere Eigenschaften der Poissonverteilung

Die Poissonverteilung zählt die Anzahl diskreter Ereignisse in einem fixen Zeitintervall t , und ist eng mit der Exponentialverteilung verknüpft, welche die Zeit zwischen diesen Ereignissen beschreibt. Dieser Zusammenhang ist nicht sofort ersichtlich, da die Zufallsvariable der diskreten Poissonverteilung nur positive ganzzahlige Werte und die Null annehmen kann. Die Exponentialverteilung hingegen kann alle positiven reellen Zahlen annehmen. Wie es zu der erwähnten Verknüpfung kommt soll im Folgenden dargestellt werden.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Poissonprozesses wird vollständig durch den Parameter $\lambda \in \mathbb{R}_{>0}$, die mittlere Anzahl Ereignisse pro Zeiteinheit, dass heißt dem Erwartungswert, determiniert. Wenn x die Anzahl der Ereignisse in einem Zeitintervall t beschreibt, gilt:

$$P(x = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad . \quad (\text{A.1})$$

Dies steht im Zusammenhang mit der Zufallsvariablen y , welche die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Ereignissen beschreibt, da y exponentiell verteilt ist mit der Dichtefunktion $\lambda e^{-\lambda x}$ daraus folgt:

$$P(y \leq t) = \int_0^t \lambda e^{-\lambda x} dx = 1 - e^{-\lambda t} \quad (\text{A.2})$$

$$P(y > t) = 1 - P(y \leq t) = e^{-\lambda t} \quad (\text{A.3})$$

In der Realität ist es wünschenswert die Anzahl der Ereignisse in einem unbestimmten Zeitintervall T , zu berechnen. Dies kann durch einfaches Skalieren verwirklicht werden. Der Erwartungswert λ , also die mittlere Anzahl der Ereignisse pro Zeiteinheit t , wird mit der Anzahl der Zeiteinheiten T multipliziert um die mittlere Anzahl von Ereignissen im Zeitintervall T , λT zu erhalten. Die Wahrscheinlichkeit, dass genau k Ereignisse im Zeitintervall T auftreten ist dann durch

$$P(T) = \frac{(\lambda T)^k}{k!} e^{-\lambda T} \quad (\text{A.4})$$

gegeben. Dies macht die Verknüpfung zwischen Exponential- und Poissonverteilung deutlich. Für eine Ereignis $y > T$ ist die Zeit bis zum ersten Ereignis größer als T Zeiteinheiten. Betrachtet man nun die Zeit, für die kein Ereignis auftritt ($k = 0$) erhält man die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinander folgenden Ereignissen. Setzt man $k = 0$ in (A.4) ein, so gilt für die Wahrscheinlichkeitsverteilung:

$$P(y \leq T) = e^{-\lambda T} \quad (\text{A.5})$$

¹Die Nachweis-Signifikanz ist bei diesem Entfernungswert bereit derart niedrig, dass eine Betrachtung größerer Entfernungen nicht nötig ist.

Dies entspricht der angeführten Behauptung.

A.3.2. Ergänzungen zur Struktur und Behandlung der Daten

Datenformate

Die durch Prozessierung der Rohdaten gewonnenen ROOT-Datencontainer beinhalten die aus der Datennahme zur Verfügung gestellten Daten. Um bei der durchgeführten Analyse möglichst einfach und zeitsparend auf die einzelnen Datenelemente zugreifen zu können, wurden diese wie in Abbildung A.4 skizziert angeordnet. Die verwendeten Datentypen sind in Tabelle A.2 aufgelistet..

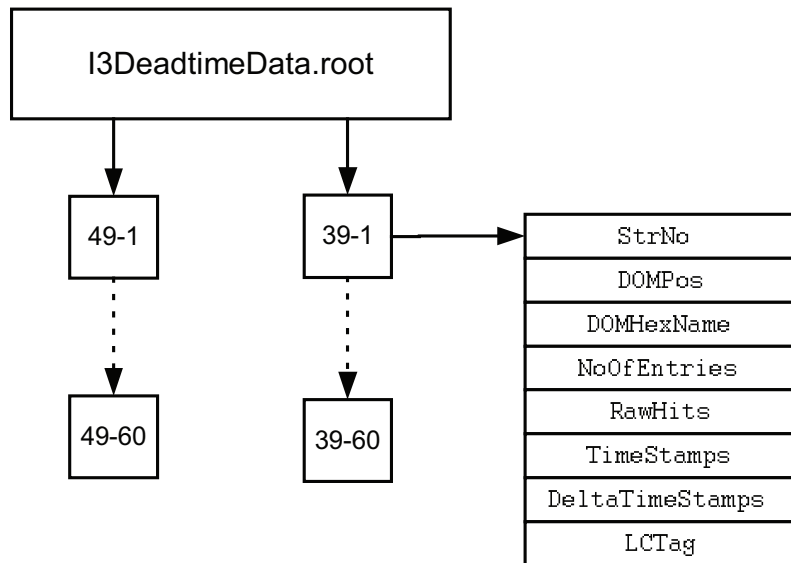


Abbildung A.4.: Schematische Darstellung des ROOT-Trees. Der Container enthält die zur Analyse nötigen Daten geordnet zu jedem DOM am zugehörigen String. Diese Sortierung erlaubt, einen schnellen und effizienten Zugriff auf die Daten im ROOT-Tree.

Datenbereinigung

Die Histogrammierung der unbearbeiteten Zeitdifferenzen zeigte in Datensatz I und III, dass unerwartet große Lücken im Datensatz zu finden waren. Dieses konnte durch Applizieren des in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Algorithmuses bereinigt werden. Abbildung A.3.2 zeigt das Δt -Histogramm vor und nach der Datenbereinigung.

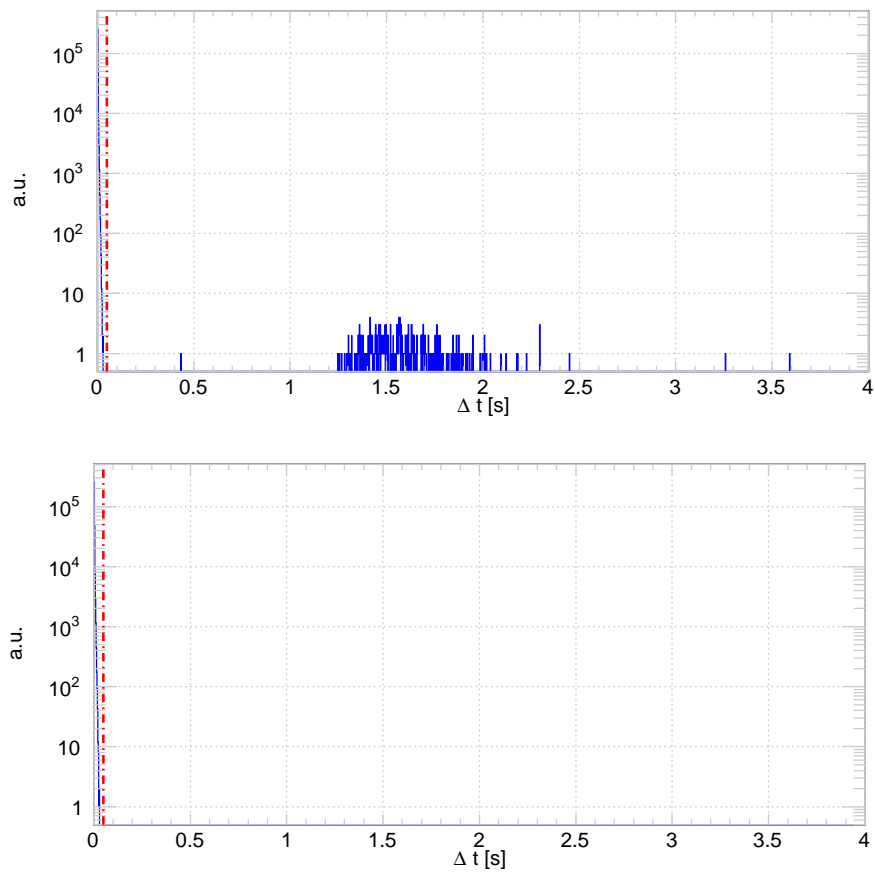


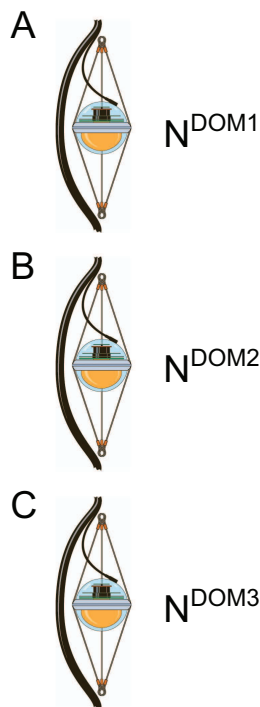
Abbildung A.5.: Histogramme der Zeitdifferenzen aufeinander folgender Ereignisse vor (*oben*) und nach (*unten*) nach der Anwendung des „Large-Gap-Cleanings“. Die eigentliche Δt -Verteilung ist aufgrund der Größe der Zeitsprünge stark gestaucht. Die rote Linie kennzeichnet die Schnittmarke der maximal erlaubten Zeitdifferenz t^{\max} .

Objekt	Datentyp	Beschreibung
StrNo	Int_t	String Nummer
DomPos	Int_t	DOM Position am gegebenen String
DomHexName	string	HexID des DOMs
NoOfEntries	Int_t	Anzahl der registrierten Ereignisse
RawHits	ULong64_t	Nicht konvertierter UTC-Zeitstempel
TimeStamps	ULong64_t	Konvertierter Zeitstempel
DeltaTimeStamps	ULong64_t	Differenz zweier aufeinander folgender Zeitstempel
LCTag	Bool_t	Lokale Koinzidenz Kennzeichnung

Tabelle A.2.: Die Tabelle zeigt eine Übersicht der Elemente der Klassencontainern zur Erzeugung des ROOT-Datenformates, und kennzeichnet deren Datentyp sowie den Inhalt. Der letzte Eintrag ist abgehoben da dieser sich nur im Datencontainer der reprozessierten LC-Daten findet.

A.3.3. Ergänzende Bemerkungen zur lokalen Koinzidenz

Die Bildung der lokalen Koinzidenz ist von Abbildung A.6 leicht ersichtlich. Tritt ein Ereignis in B auf, so wird geprüft ob innerhalb eines Zeitfensters $t^{LC} = 1 \mu s$ in den DOMs A oder C ebenfalls ein Treffer auftritt. Ist dies der Fall, so liegt eine lokale Koinzidenz vor.



Die Wahrscheinlichkeiten für diese Konstellation ergibt sich bei Ereignissen innerhalb des Zeitfensters zu $P(A \cap B)$ und $P(B \cap C)$. Die Gesamtwahrscheinlichkeit das eine lokale Koinzidenz auftritt ist dann durch

$$P((A \cap B) \cup (B \cap C)) = P(A \cap B) + P(B \cap C) - P((A \cap B) \cap (B \cap C)) \quad (A.6)$$

gegeben. Diese setzt sich zusammen aus der Vereinigung (*Summe*) der Einzelwahrscheinlichkeiten für koinzidente Treffer in A und B, sowie B und C. Diese muss aber um die Anzahl gleichzeitig auftretender Koinzidenzen korrigiert werden. Es gilt für die einzelnen Wahrscheinlichkeiten:

$$P(A \cap B) = P(A) \cdot P(B)$$

$$P(B \cap C) = P(B) \cdot P(C)$$

$$P((A \cap B) \cap (B \cap C)) = P(A) \cdot P(B) \cdot P(B) \cdot P(C) = P(A) \cdot P(B)^2 \cdot P(C) .$$

Durch Einsetzen dieser in Beziehung (A.6) erhält man:

$$P((A \cap B) \cup (B \cap C)) = P(A) \cdot P(B) + P(B) \cdot P(C) - P(A) \cdot P(B)^2 \cdot P(C) .$$

Abbildung A.6.: Drei DOMs an einer Trosse.

Zu beachten ist nun, dass es sich bei den betrachteten Raten der

einzelnen DOMs um die mittleren Raten dieser handelt, daraus folgt das die Wahrscheinlichkeiten einen Treffer in DOM A zu bekommen, gleich der ist einen Treffer in DOM C zu bekommen: $P(A) = P(C)$. Weiterhin wird ein Ereignis in B gefordert, also gilt $P(B) = 1$. Anzumerken ist weiterhin, das jeweils geprüft wird ob in der folgenden Zeitspanne t^{LC} ein Ereignis in den Nachbar-DOMs registriert wird, was eine Doppelzählungen bei der Betrachtung der gesamten Trosse verhindert. Es folgt somit:

$$\begin{aligned} P((A \cap B) \cup (B \cap C)) &= P(A)(1 - P(A)) + P(A) = 2P(A) - P(A)^2 \\ &= 2 \cdot \langle R \rangle \cdot t^{LC} - (\langle R \rangle \cdot t^{LC})^2 \\ &= 1,09 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Dies führt zu einen zufälligen lokalen Koinzidenzanteil der Rate von 0,59 Hz. Skaliert auf die Messzeit der Analyse ergeben sich somit im Mittel 535 zufällige lokale Koinzidenten pro DOM. Dies entsprechen 31565 zufällige lokale Koinzidenzen am gesamten String. Stellt man dies der Gesamtanzahl an lokalen Koinzidenzen gegenüber, so erkennt man, dass ungefähr $\sim 10\%$ zufälliger Natur sind.

A.3.4. Alternative Betrachtung zur Nachweissignifikanz

Die in Abschnitt 6.7 dargestellten Nachweissignifikanzen wurden für eine Signalentdeckungswahrscheinlichkeit von 50% berechnet. Das heißt bei gegebener Signifikanz würden nur 5 aus 10 Supernovae detektiert werden. Idealerweise würde die Signalerwartung bei einem höheren Wert liegen, zum Beispiel bei 90%. Der Einfluss einer solchen Forderung soll im folgenden kurz dargestellt werden.

Ist Signal und Untergrund gaussisch verteilt so lässt sich das Problem analytisch lösen. In [38] wurde gezeigt, dass die Ratensumme der Einzelmodulraten für IC40 in guter Näherung durch eine Gaussverteilung beschrieben werden können. Es ist zu erwarten, dass dies ebenfalls für IC80 gegeben ist. Unter diesen Annahmen skizziert Abbildung A.3.4 die Problematik. Bei großen Ent-

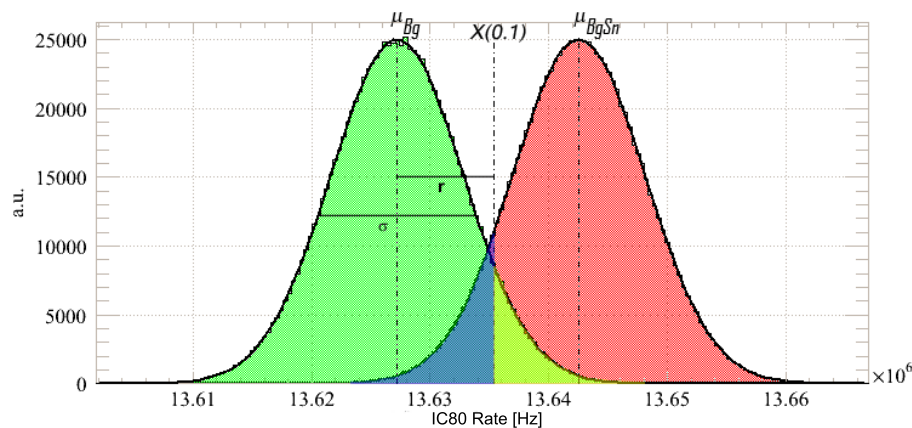


Abbildung A.7.: Die Untergrund sowie Signalverteilungen sind in grün und rot dargestellt. Das $X(0.1)$ Quantil der Signalverteilung ist in blau markiert. In gelb dargestellt ist der Anteil des Untergrundes, welcher in die Signalverteilung leckt.

fernungen zur Supernova ist das Signal klein, die gezeigten Verteilungen beschreiben den reinen Untergrund sowie die Signalerwartung. Sie überlagern sich, was für kleine Abstände und somit große Signale nicht der Fall wäre. Fordert man 90 % des Signals zu sehen, so muss das linksseitige Quantil g herangezogen werden, die blaue Fläche entspricht 10 % der Signalerwartung. Ein Problem stellt die gelbe Fläche dar. Sie kennzeichnet den Anteil, welcher in die Signalverteilung leckt. Ein solches Untergrundereignis könnte einen fälschlichen Trigger auslösen und wird durch die sogenannte Irrtumswahrscheinlichkeit beschrieben.

Die Berechnung der Nachweissignifikanz s kann, wenn das Quantil bekannt ist, leicht zu (siehe Abbildung)

$$s = \frac{\Delta\mu}{\sigma_{\Delta\mu}} = \frac{g - \mu_{Bg}}{\sqrt{\sigma_{Bg}}} = \frac{r}{\sqrt{\sigma_{Bg}}} \quad (\text{A.7})$$

berechnet werden. Die Berechnung des Quantiles wird im Folgenden kurz beschrieben. Es sollte an dieser Stelle erwähnt werden, dass dies vor allem für ferne Signale nicht zu simulieren ist, die Irrtumswahrscheinlichkeit nimmt bedingt durch die flachen Schwänze der Verteilungen schnell unrealistisch kleine Werte an. Fehlerhafte Messungen werden dann die Verteilung dominieren.

Die aus Untergrund und Signal zusammengesetzte Signalerwartung kann in erster Näherung durch eine Gaussverteilung beschrieben werden

$$f(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) .$$

Das Integral der angeführten Wahrscheinlichkeitsdichte (*PDF - Probability-Density-Function*) entspricht der Definition einer kumulativen Verteilungsfunktion (*CDF - Cumulative-Distribution-Funktion*). Diese beschreibt die Wahrscheinlichkeitsverteilung von einer reellen zufälligen Variablen x .

$$x \mapsto F(x) = P(x \leq g)$$

$F(x)$ beschreibt somit die Wahrscheinlichkeit, dass eine Zufallsvariable x einen Wert $\leq g$ annimmt:

$$F(x) = \int_{-\infty}^g f(x)dx .$$

Unter den gegebenen Bedingungen führt dies zu:

$$F(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^g \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right) dx .$$

Durch die Substitution kann das Integral zu

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{x - \mu}{\sigma} \\ \frac{d\tau}{dx} &= \frac{d}{dx} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) = \frac{1}{\sigma} \\ dx &= d\tau\sigma \end{aligned}$$

$\phi(g)$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
g	1,28	0,85	0,53	0,26	0

Tabelle A.3.: Die zu den Quantilen g zugehörigen Werte von $\phi(g)$. Da die Normalverteilung um 0 symmetrisch ist, können weitere Werte gespiegelt werden.

vereinfacht werden. Geometrisch betrachtet entspricht die Substitution einer flächentreuen Transformation der Glockenkurve $\mathcal{N}(\mu; \sigma)$ zur Glockenkurve $\mathcal{N}(0; 1)$. Es folgt:

$$\phi(\tau) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^g \exp\left(-\frac{1}{2}\tau^2\right) d\tau .$$

Dieses Integral der Normalverteilung ist bekannt, es folgt:

$$\phi(\tau) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\tau}{\sqrt{2}}\right) \right] \quad \tau \in \mathbb{R} .$$

Durch Resubstitution erhält man:

$$\phi(\tau) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - \mu}{\sigma\sqrt{2}}\right) \right] .$$

Die verschiedenen Quantile sind in der Literatur [223] für die Normalverteilung und in Tabelle A.3 tabelliert. Der Achsenabschnitt g des Quantiles der Normalverteilung $\mathcal{N}(0; 1)$ muss passend zur angenommenen Verteilung $\mathcal{N}(\mu; \sigma)$ transformiert werden:

$$g = \frac{x - \mu}{\sigma} \rightarrow x = g\sigma + \mu .$$

Einzusetzen sind sie kennzeichnenden Parameter der Signalverteilung $\mu = \mu_{SGNL}$ und $\sigma = \sigma_{SGNL}$. Der so gewonnenen x -Achsenabschnitt kann nun anhand Gleichung (A.7) zur Berechnung der Nachweissignifikanz genutzt werden. Abbildung A.3.4 zeigt die für verschiedenen Signalerwartungen berechneten Nachweissignifikanz. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Signalereignis eine Untergrundereignis ist, ist durch die bereits angeführte kumulative Verteilungsfunktion der Untergrundverteilung und dem gezeigten x -Achsenabschnitts der Signalerwartung x gegeben:

$$\phi(\tau) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - \mu_{Bg}}{\sigma_{Bg}\sqrt{2}}\right) \right] .$$

Die so berechnete Irrtumswahrscheinlichkeit ist in Abbildung A.3.4 aufgetragen. Sie zeigt erneut wie effektiv der Nachweis von Supernovae mit dem IceCube-Detektor ist. Um die angegebenen Wahrscheinlichkeiten besser zu verdeutlichen, wurde die Betriebsdauer des Detektors berechnet, welche nötig wäre um ein solches Ereignis statistisch zufällig zu erhalten.

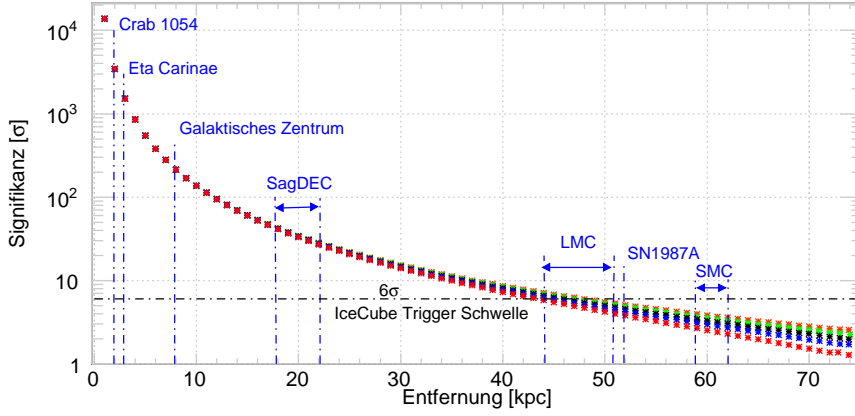


Abbildung A.8.: Aufgetragen sind die Nachweissignifikanzen für eine gegebene Supernova-Entfernung für verschiedene Signalerwartungen. Es entsprechen rot (90 %), blau (80 %), schwarz (70 %), grün (60 %) und orange (50 %). Ebenfalls sind vergangene Supernova und die nächsten Satelliten Galaxien gekennzeichnet. Das zugrunde liegende Supernova Signal wurde auf SN1987A skaliert.

A.4. Ergänzungen zu Untersuchungen spezieller Supernova-Modelle

A.4.1. Ergänzungen zur Likelihood Separations Methode

Der Likelihood-Quotient lässt sich bei einer angenommenen gaussischen Verteilung der Einträge in einem Bin leicht berechnen. Es seien die theoretischen Werte zur Hypothese \mathcal{A} gegeben durch A_i . Die auf der Hypothese basierenden Messwerte sollen durch n_A gegeben sein. Gleiches gilt für die zweite Hypothese \mathcal{B} . Um die Messwerte n_A zu gegenüber einer der Hypothesen zu testen wird der Likelihood-Quotient zu den jeweiligen Messwerten gebildet:

$$\begin{aligned}
\log \Lambda_{\mathcal{A}} &= \\
\frac{\log \mathcal{L}_{\mathcal{A}}}{\log \mathcal{L}_{\mathcal{B}}} &= \sum_i \left(\log \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{n_A}} - \frac{(n_{A_i} - A_i)^2}{2\sigma_{n_A}^2} \right) - \sum_i \left(\log \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{n_A}} - \frac{(n_{A_i} - B_i)^2}{2\sigma_{n_A}^2} \right) \\
&= - \sum_i \frac{(n_{A_i} - A_i)^2}{2\sigma_{n_A}^2} - \sum_i - \frac{(n_{A_i} - B_i)^2}{2\sigma_{n_A}^2} \\
&= \frac{1}{2\sigma_{n_A}^2} \left(\sum_i -(n_{A_i}^2 - 2n_{A_i}A_i + A_i^2) - \sum_i (n_{A_i}^2 + 2n_{A_i}B_i - B_i^2) \right) \\
&= \frac{1}{2\sigma_{n_A}^2} \left(\sum_i 2n_{A_i}A_i - A_i^2 - \sum_i 2n_{A_i}B_i - B_i^2 \right)
\end{aligned}$$

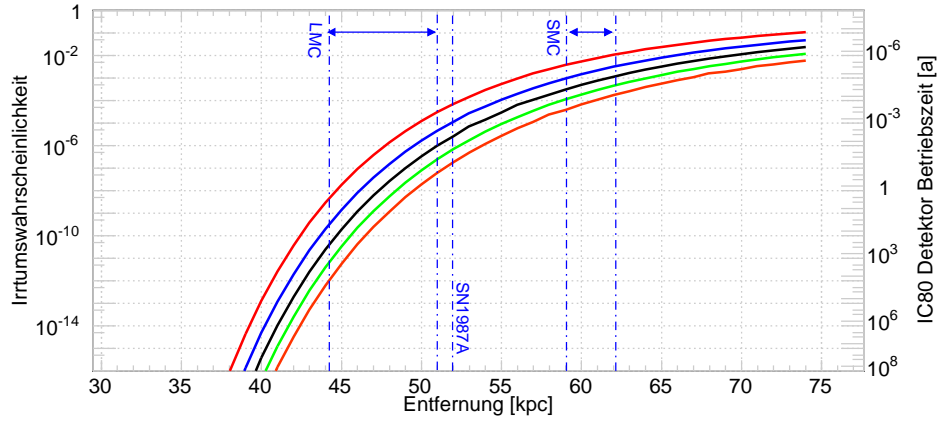


Abbildung A.9.: Die Abbildung zeigt die Irrtumswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Supernova Signalerwartung bei geforderter Signalerwartung. Es entsprechen rot (90 %), blau (80 %), schwarz (70 %), grün (60 %) und orange (50 %) gefordertem Signalnachweis. Um diese kleinen Wahrscheinlichkeit besser verdeutlichen zu können, wurde ebenfalls die Detektorbetriebszeit in Jahren aufgetragen. Die Wahrscheinlichkeit eines falschen Triggers ist bei großen Signalen so gering, dass diese in der Abbildung nicht dargestellt sind.

Analoge Rechnung kann mit den Messwerte der Hypothese B durchgeführt werden und führt zu:

$$\log \Lambda_B = \frac{1}{2\sigma_{n_B}^2} \left(\sum_i 2n_{B_i} B_i - B_i^2 - \sum_i 2n_{B_i} A_i - A_i^2 \right)$$

A.4.2. Ergänzungen zur Unterscheidbarkeit gegenüber weiteren Supernova-Modellen

Bei der Berechnung der in Tabelle 7.1 zusammengefassten Werte der Trennschärfe wurden jeweils komplette Sätze an Modellunterscheidbarkeiten berechnet. Diese sind in den folgenden Abbildungen zu sehen. Für eine ausführliche Erklärung der Rechnung wird auf 7.1 verwiesen.

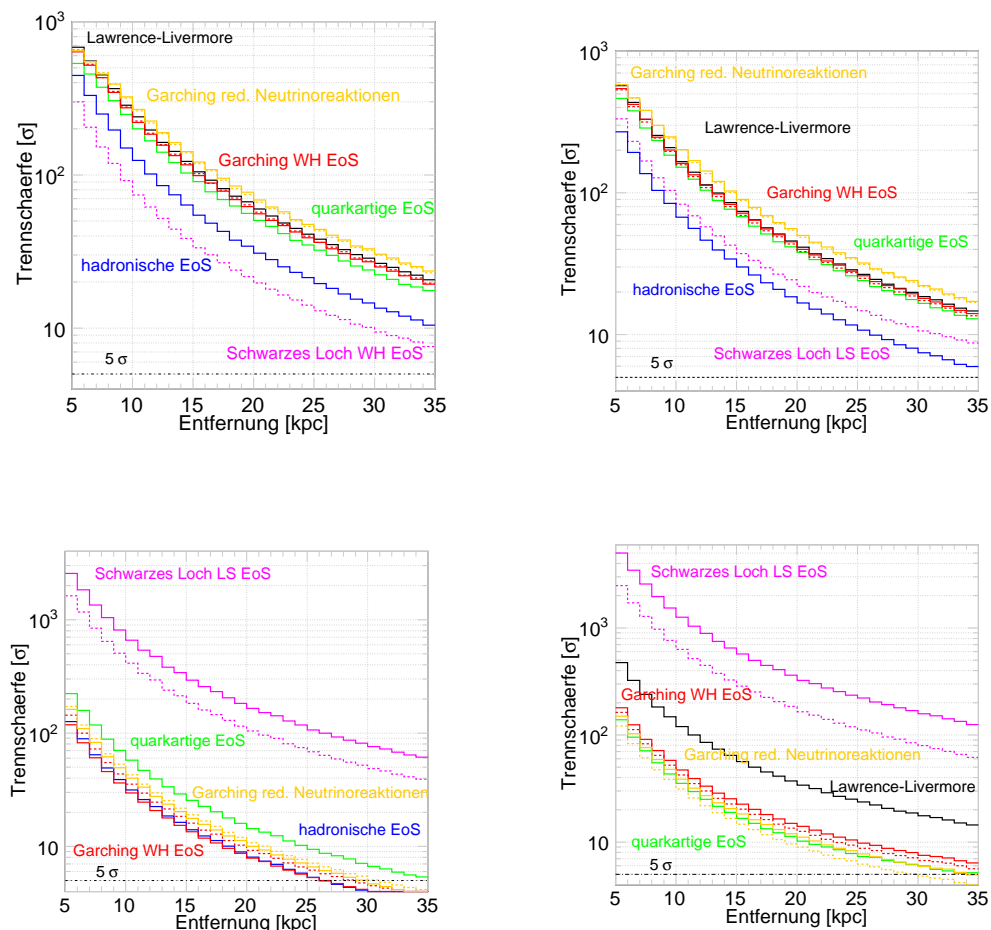


Abbildung A.10.: Die Abbildungen zeigen die ermittelten Trennschärfen der angegebenen Supernova-Modelle untereinander gegen die Entfernung. In der oberen Reihe findet sich der Vergleich der Schwarzen Löcher (*rechts LS EoS, links Shen EoS*) mit allen weiteren in die USSR integrierten Supernova-Modellen. Die unter Reihe zeigt den Vergleich mit der Modelle mit dem Lawrence-Livermore Modell (*links*) und dem aus dem Modell der hadronischen Supernova aus dem QCD-Phasenmodell.

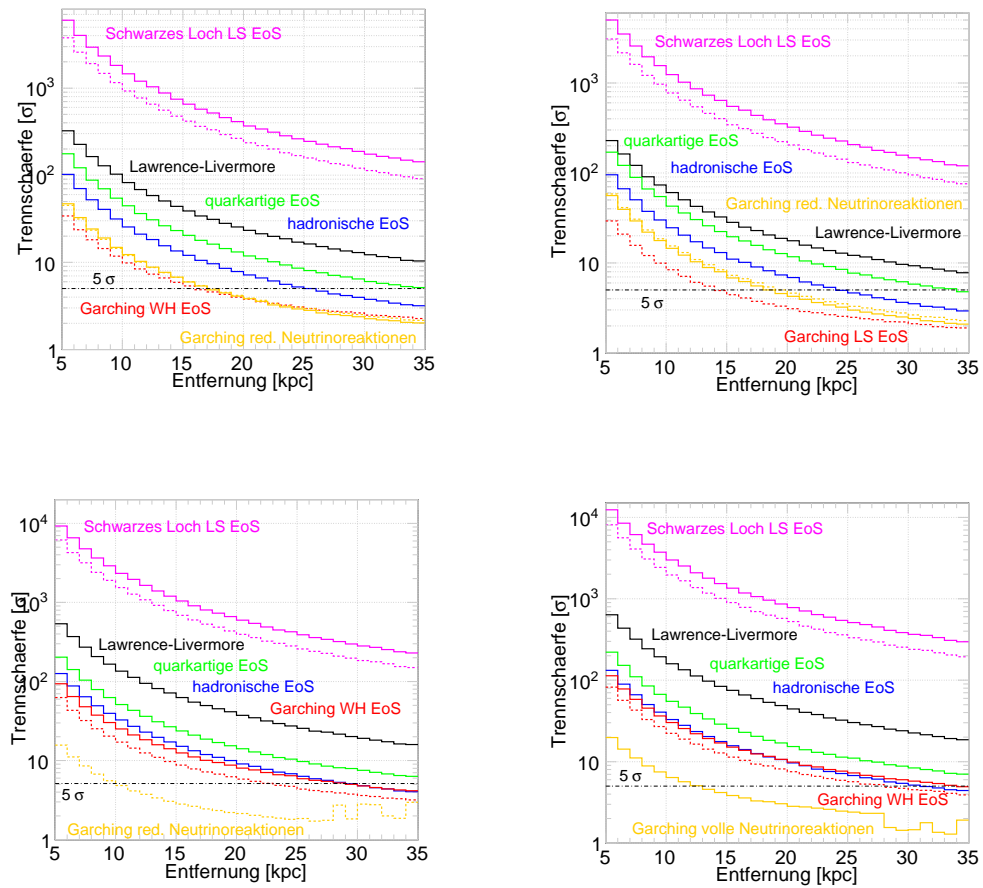


Abbildung A.11.: Trennschärfen gegenüber weiteren Supernovae-Modellen in Abhängigkeit der Entfernung. In der Oberen Reihe sind die Trennschärfen der Garching Modelle (*links LS und WH EoS rechts*) und in der unteren Reihe die der neuern Garching Modelle mit vollen (*links*) und reduzierten Neutrinoaktionen (*rechts*).

A.4.3. Ergänzungen zur Detektierbarkeit von SASI-Anregungen mit dem IceCube-Detektor

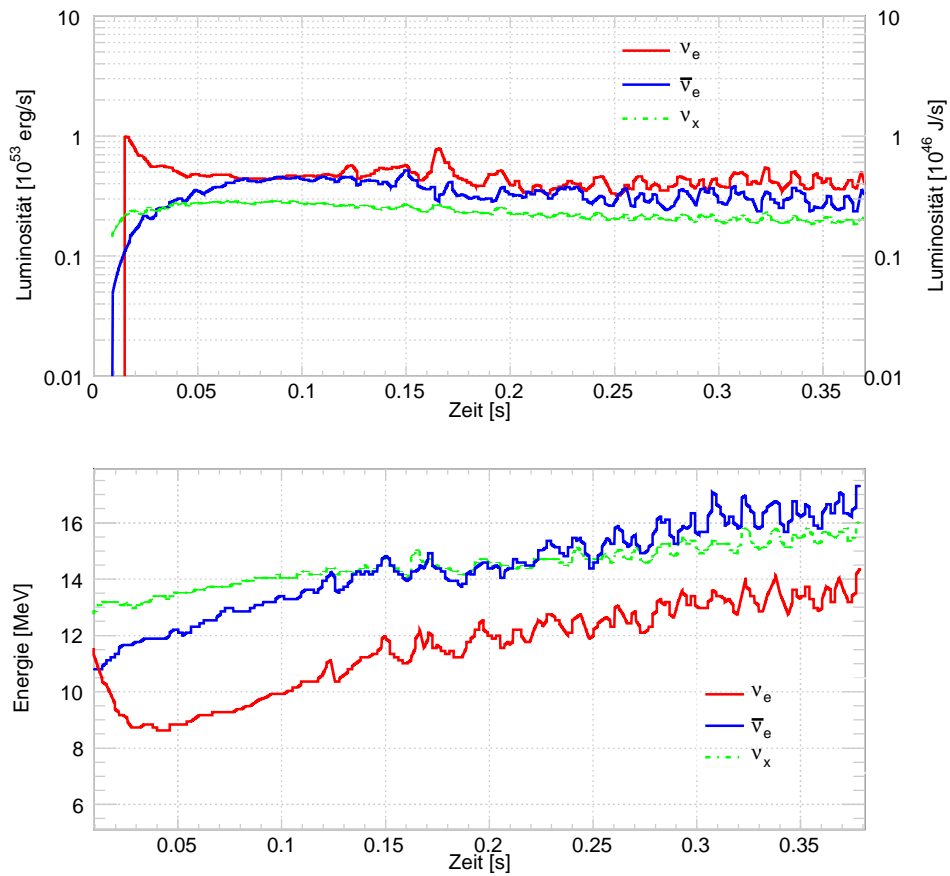


Abbildung A.12.: Die in den Abbildungen gezeigten Energiespektren und Neutrinoleuchkurven wurden mit einer zwei-dimensionalen Simulation eines $15 M_{\odot}$ Sterns von der Garching-Gruppe erzeugt [100] und zeigen deutlich die SASI-Anregungen zu späteren Zeiten im Spektrum.

Literaturverzeichnis

- [1] „The Neutrino,“ H. Bethe, R. Peierls, Nature 133, 532, 1934.
- [2] „Detection of the Free Neutrino: A Confirmation,“ C. L. Cowan, Jr., F. Reines, Science 124, 103 (1956).
- [3] „Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos,“ G. Danby et al., Physical Review Letters, Vol. 9, 36–44, 1962.
- [4] „Observation of tau neutrino interactions,“ K. Kodama et.al., Physics Letters B, 504, 218-224, (2001).
- [5] „Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam,“ N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration), in print.
- [6] „Determination of the Numbers of Light Neutrino Generations,“ N. Wood, Dissertation, 1990.
- [7] „Theory of Neutrinos: A White Paper,“ R. N. Mohapatra, Reports on Progress in Physics, Vol. 70:1757-1867, 2007.
- [8] „Final Results from Phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium β -Decay,“ C. Kraus et al., European Physical Journal C, Vol. 40, 447-468, 2005.
- [9] „Review of Particle Physics,“ W.-M. Yao et al., Journal of Physics. G: Nuclear Particle Physics, 33, 1–1232, 2006.
- [10] „Precise quasielastic neutrino/nucleon cross section,“ A. Strumia, F. Vissani, Physics Letters B, 564, 42-54, (2003).
- [11] „Echtzeit-Suche nach Neutrinoausbrüchen von Supernovae mit dem AMANDA-II Detektor,“ T. Feser, Dissertation, 2004.
- [12] „Neutrino–electron scattering theory,“ W. J. Marciano, Z. Parsa, Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics, Vol. 29, 2629-2645, 2003.
- [13] „Scattering of a neutrino on a bound electron,“ S. A. Zapryagaev, L. P. Rapoport, Soviet Physics Journal, Vol. 17, Issue 1, 136-137, 1974.
- [14] „Nuclear response of water Cherenkov detectors to supernova and solar neutrinos,“ W. C. Haxton, Physical Review D, Vol. 36, No. 8, 1987.
- [15] „Neutrino reactions on oxygen and a proposed measurement of the Weinberg angle,“ W. C. Haxton, Physical Review C, Vol. 37, No. 6, 1988.
- [16] „Estimates of weak and electromagnetic nuclear decay signatures for neutrino reactions in Super-Kamiokande,“ E. Kolbe et al., Physical Review D, Vol. 66, No. 1, 2002.

- [17] „Evaluation of the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons,“ S. M. Seltzer, M. J. Berger, The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, Vol. 33, Issue 11, 1189-1218, 1982.
- [18] „Improved procedure for calculating the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons,“ S. M. Seltzer, M. J. Berger, The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, Vol. 35, Issue 7, 665-676, 1984.
- [19] „Role of group and phase velocity in high-energy neutrino observatories,“ P. B. Price, K. Woschnagg, Astroparticle Physics, Vol. 15, 1, 97-100, 2001.
- [20] „Visible Emission of Clean Liquids by Action of Radiation,“ P. A. Cherenkov, Doklady Akademiiia Nauk SSSR 2, 451, 1934.
- [21] „On Possible Reasons for the Blue γ Radiation in Fluids,“ S. I. Vavilov, Doklady Akademiiia Nauk SSSR 2, 457, 1934.
- [22] „The coherent radiation of a fast electron in a medium,“ I. E. Tamm, Doklady Akademiiia Nauk SSSR 14, 1937.
- [23] „Klassische Elektrodynamik,“ J. D. Jackson, 3. Auflage Walter de Gruyter Berlin, 2002.
- [24] „Neutrino Physik,“ N. Schmitz, Teubner-Studienbücher, 1997.
- [25] „Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics,“ C. Giunti, C. W. Kim, Oxford University Press, 2007.
- [26] „Mesonium and anti-mesonium,“ B. Pontecorvo, Soviet Physics JETP, Vol. 6:429, 1957.
- [27] „Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge,“ B. Pontecorvo, Soviet Physics JETP, Vol. 7:172-173, 1958.
- [28] „Remarks on the Unified Model of Elementary Particles,“ Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Progress of Theoretical Physics, Vol. 28, No. 5, 870-880, (1962).
- [29] „Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos,“ Y. Fukuda et al., Physical Review Letters, Vol. 81, 1562–1567, 1998.
- [30] „Detecting the neutrino mass hierarchy with a supernova at IceCube,“ A. S. Dighe, M. T. Keil, G. G. Raffelt, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 6, 2003.
- [31] „Neutrino Oscillation in matter,“ L. Wolfenstein, Physical Review D, Vol. 17, No. 9, 1978.
- [32] „Neutrino Oscillation and stellar collapse,“ L. Wolfenstein, Physical Review D, Vol. 20, No. 10, 1979.
- [33] „Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos,“ S. P. Mikheev, A. Y. Smirnov, Soviet Journal of Nuclear Physics, Vol. 42:913-917, 1985.
- [34] „Supernova Neutrinos in AMANDA and IceCube Monte Carlo Development and Data Analysis,“ T. Kowarik, Dissertation 2010.
- [35] „Identifying the neutrino mass spectrum from a supernova neutrino burst,“ A. S. Dighe, A. Y. Smirnov, Physical Review D, Vol. 62, (2000).

- [36] „Explosion Mechanism, Neutrino Burst and Gravitational Wave in Core Collapse Supernovae“ K. Kotake et al., Reports on Progress in Physics, Vol. 69, 971-1144 (2006).
- [37] „Die Sonne, Stern unserer Erde,“ K. R. Lang, Springer-Verlag, 1995.
- [38] „Supernova-Detektion mit dem IceCube-Neutrinoobservatorium,“ A. Piegsa, Dissertation 2010.
- [39] „Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln,“ F. Zwicky, Helvetica Physica Acta, Vol. 6, 110-127, 1933.
- [40] „The Guest Star of AD185 must have been a Supernova,“ F-Y. Zhao et al., Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics, Vol. 6, 635-640, 2006.
- [41] „The Scholar’s Supernova,“ M. Donsbache <http://www.saudiaramcoworld.com/issue/200604/the.scholar.s.supernova.htm>
- [42] „Further Data Bearing on the Identification of the Crab Nebula with the Supernova of 1054 A.D. Part I. The Ancient Oriental Chronicles,“ J. J. L. Duyvendak, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 54, (318):91–94, 1942.
- [43] „Further Data Bearing on the Identification of the Crab Nebula with the Supernova of 1054 A.D. Part II. The Astronomical Aspects,“ N. U. Mayall, J. H. Oort, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 54, (318):95–104, 1942.
- [44] „Tycho Brahe’s 1572 supernova as a standard type Ia as revealed by its light-echo spectrum,“ O. Krause et al., Nature Letters, Vol. 456, 2008.
- [45] „Aufbau eines Datennahmesystems zum Supernova-Nachweis mit dem AMANDA-Detektor,“ M. Hellwig, Diplomarbeit, 2000.
- [46] „Vorschlag zur Festlegung der photographischen Größenskala,“ E. Hertzsprung, Astronomische Nachrichten, Vol. 186, 177, 1910.
- [47] „Photographisch-spektralphotometrischer Vergleich zwischen Altair und Nova Aquilae 3 in der Nähe der maximalen Helligkeit,“ E. Hertzsprung, Astronomische Nachrichten, Vol. 207, 75, 1918.
- [48] „The internal constitution of the stars,“ A. S. Eddington, Cambridge: University Press, 1926.
- [49] „Evolution of Stars and Stellar populations,“ M. Salaris, John Wiley & Sons, 2005.
- [50] „Star Formation in Bok Globules: Near-Infrared Survey of a Southern Sky Sample,“ N. C. Santos et al., The Astrophysical Journal, 116:1376-1387, 1998.
- [51] „Strukturelle Chemische und isotopische Analyse Nanoskaliger Präsolarer und früher solarer Kondensate,“ T. Berg, Dissertation, 2009.
- [52] „The first ten million years in the solar nebular,“ A. G. W. Cameron, Meteoritics, Vol. 30, 133-161, 1995.
- [53] „Cauldrons in the Cosmos,“ C. E. Rolfs, The University of Chicago Press 1988.
- [54] „Experimentalphysik 4,“ W. Demtröder, Springer Verlag, 1998.

- [55] „T Tauri Stars: Wild as Dust,“ C. Bertout, *Annual Review of Astronomie and Astrophysics*, Vol. 27, 352-97, 1989.
- [56] „The Evolution and Explosion of Massive Stars,“ S. Woosley et al., *Reviews of modern Physics*, Vol. 74, 1015-1071, 2002.
- [57] „Radiation-Driven Winds in Of Stars,“ J. I. Castor, *The Astrophysical Journal*, 195:157-174, 1975.
- [58] „Spectra of Supernovae,“ R. Minkowski, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 53, 224-225, 1941.
- [59] „Optical Spectra of Supernovae,“ A. V. Filippenko, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1997, 35:309-355.
- [60] „Classification of Supernovae,“ M. Turratto, arXiv:astro-ph/0301107v1.
- [61] „Supernova Types and Rates,“ E. Cappellaro, M. Turatto, *Astrophysics and space science library (ASSL)*, Vol. 264, p.199, 2001.
- [62] Sternberg Astronomical Institute Supernovae Catalog, <http://www.sai.msu.su/sn/>
- [63] „The Asiago Supernova Catalogue - 10 years after,“ R. Babon et al., *Astronomy and Astrophysics Supplement*, Vol. 139, p.531-536, 1999.
- [64] „Supernovae vom Typ Ia,“ W. Hillebrandt, F. Röpke, *Sterne und Weltraum*, Mai 2005.
- [65] „Nucleosynthesis in Supernovae,“ F. Hoyle, W. A. Fowler, *The Astrophysical Journal*, Vol. 132, p.565-590, 1960.
- [66] „Type Ia Supernovae,“ B. Leibundgut, *The Astronomy and Astrophysics Review*, (2000) 10:179-209.
- [67] „The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs,“ S. Chandrasekhar, *The Astrophysical Journal*, Vol. 74, p. 81-82, 1931.
- [68] „Typ Ia Supernova Explosion Models,“ W. Hillebrandt, C. Niemeyer, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2000, 38:191-230.
- [69] „Accreting White Dwarf Models for Type I Supernovae. I. Presupernovae evolution and triggering mechanism,“ K. Nomoto, *The Astrophysical Journal*, 253:798-810, 1982.
- [70] „Accreting White Dwarf Models for Type I Supernovae. II. Off-center Detonation Supernovae,“ K. Nomoto, *The Astrophysical Journal*, 257:780-792, 1982.
- [71] „Accreting White Dwarf Models for Type I Supernovae. III. Carbon Deflagration Supernovae,“ K. Nomoto et al., *The Astrophysical Journal*, 286:644-658, 1984.
- [72] „A Crib Sheet for Supernova Events,“ D. Arnett, arXiv:0806.4376v1 [astro-ph], 2008.
- [73] „Accreting White Dwarf Models for Type I Supernovae. IV. The Optical Spectrum of a carbon deflagration Supernova,“ K. Nomoto et al., *The Astrophysical Journal*, 294:619-625, 1985.

- [74] „Early Supernova Luminosity,“ S. A. Colgate, C. McKee, *The Astrophysical Journal*, Vol. 157, 623-644, 1969.
- [75] „Neutrino Emission from Type Ia Supernovae,“ T. Kunugise, K. Iwamoto, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 59, L57-L61, 2007.
- [76] Private Mitteilung, K. Iwamoto.
- [77] „Energetics of Thermonuclear Supernovae,“ *The Astrophysics Spectator*, Issue 6.06, <http://www.astrophysicsspectator.com/topics/supernovae/ThermonuclearEnergetics.html>, 2009.
- [78] „Type Ia Supernovae as Standard Candles,“ D. Branch, G. A. Tammann, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1992, 30:359-389.
- [79] „The physics of Core-Collapse supernovae,“ S. Woosley, H.-T. Janka, *Nature Physics*, Vol. 1, 147-152, 2005.
- [80] „Supernovae and Cosmic Rays,“ W. Baade, F. Zwicky, *Physical Review*, Vol. 45, 138, 1934.
- [81] „On Supernovae,“ W. Baade, F. Zwicky, *Proceedings National Academy of Science*, Vol. 20, 254-259, 1934.
- [82] „On the theory of stars,“ L. D. Landau, *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, Band 1, Nr. 2, 1932.
- [83] „On Massive Neutron Cores,“ J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, *Physical Review*, Vol. 55, 374-381, 1939.
- [84] „Static Solutions of Einstein’s Field Equations for Spheres of Fluid,“ R. C. Tolman, *Physical Review*, Vol. 55, 364-373, 1939.
- [85] „Supernovaexplosion massereicher Sterne,“ H.-T. Janka, E. Müller, http://www.mpa-garching.mpg.de/POPULAR/phiuz_www.pdf
- [86] „Neutrinos from Supernovae: a Review,“ J. H. Beall, *Chinese Journal of Astronomie and Astrophysics*, Vol. 6, Supplements 1, 174-182, (2006).
- [87] „Theory of Core-Collapse supernovae,“ H.-T. Janka et al., *Physics Reports*, Vol. 442, Issue 1-6, 38-74, 2007.
- [88] „Wenn Sterne explodieren: Die Theorie von Supernovae,“ H.-T. Janka, E. Müller, *Physik in unserer Zeit*, Vol. 32, Issue 5, 202-211, 2001.
- [89] „Shock Breakout in Core-Collapse Supernovae and its Neutrino Signature,“ T. A. Thompson et al., *The Astrophysical Journal*, 592:434-456, 2003.
- [90] „Towards a Synthesis of Core-Collapse Supernova Theory,“ A. Burrows, *Nuclear Physics A*, Vol. 606, 151-166, (1996).
- [91] „Supernova Neutrino Spectra and Applications to Flavor Oscillations,“ M. T. Keil, *Dissertation*, 2003.
- [92] „A New Mechanism for Core-Collapse Supernovae Explosions,“ A. Burrows et al., *The Astrophysical Journal*, 640:878-890, 2006.

- [93] „Neutrino-Driven Convection versus Advection in Core-Collapse Supernovae,, T. Foglizzo et al., *The Astrophysical Journal*, 652:1436-1450, 2006.
- [94] „Ascertaining the Core Collapse Supernova Mechanism: The State of the Art and the Road Ahead,, A. Mezzacappa, *Annual Review of Nuclear Particle Science*, 55:467-515, 2005.
- [95] „Nucleosynthesis modes in the high-entropy-wind of type II supernovae,, K.-L. Kratz et al., *New Astronomy Reviews*, Vol. 52, Issues 7-10, 390-395, 2008.
- [96] „Nuclear physics far from stability and r-process nucleosynthesis,“ K.-L. Kratz et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 59, 147, (2007).
- [97] „Modeling Core-Collapse Supernovae in three Dimensions,“ C. L. Fryer, M. S. Warren, *The Astrophysical Journal*, 574:L65-L68, 2002.
- [98] „Unravelling the Explosion Mechanism of Core-Collapse Supernovae,“ H.-T. Janka et al., *NIC Series*, Vol. 39, 35-42, 2008.
- [99] „Stability of Standing Accretion Shocks, with an Eye toward Core-Collapse Supernovae,“ J. M. Blondin et al., *The Astrophysical Journal*, 584:971-980, 2003.
- [100] „Delayed Neutrino-Driven Supernova Explosions aided by the Standing Accretion-Shock Instability,“ A. Marek, H.-T. Janka, *The Astrophysical Journal*, 694:664-696, 2009.
- [101] „Three-Dimensional Simulations of Standing Accretion Shock Instability in Core-Collapse Supernovae,“ W. Iwakami et al., *The Astrophysical Journal*, 678:1207-122, 2008.
- [102] „Neutrino-driven explosionstwenty years after SN1987A,“ H.-T. Janka et al., *SUPERNOVA 1987A: 20 YEARS AFTER: Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, AIP Conference Proceedings, Vol. 937, 144-154, (2007).
- [103] „Explosions of O-Ne-Mg cores, the crab supernova, and subluminous Typ II-P supernovae,“ F. S. Kitaura et al., *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 450, 345-350, 2006.
- [104] „Future Detection of Supernova Neutrino Burst and Explosion Mechanism,“ T. Totani, *The Astrophysical Journal*, 496:216-225, 1998.
- [105] „Monte Carlo Study of Supernova Neutrino Spectra Formation,“ M. T. Keil et al., *The Astrophysical Journal*, 590:971-991, 2003.
- [106] „Close binary progenitors of typ Ib/Ic and IIb/II-L supernovae,“ O. T. Pols, K. Nomoto, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 130, 153-158, 1997.
- [107] „Modulations in the radio light curve of Typ IIb supernova 2001ig: evidence for a Wolf-Rayet binary progenitor ?“ S. D. Ryder et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 349, 1093-1100, 2004.
- [108] „Distance to SN 1987A and the LMC,“ N. Panagia, *IAU Symposium*, Vol. 190, 1999.
- [109] „The Progenitor of SN1987A,“ P. Podsiadlowski, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 10, 717-729, 1992.
- [110] „Variable Star of the Month, March 2001: Supernova 1987A,“ K. Davis <http://www.aavso.org/vstar/vsots/0301.shtml>

- [111] R. H. McNaught, IAU Circular No.4313, 1 (1987).
- [112] AAT 50a, D. Malin, Anglo-Australian Observatory <http://www.aao.gov.au/images/captions/aat050.html>
- [113] „Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud,“ R. M. Bionta et al., Physical Review Letters, Vol. 58, No. 14, 1987.
- [114] „Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A,“ K. Hirata et al., Physical Review Letters, Vol. 58, No. 14, 1987.
- [115] „Possible detection of a neutrino signal on 23 February 1987 at the Baksan underground scintillation telescope of the Institute of Nuclear Research,“ E. N. Alekseev et al., Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, Vol. 45, No. 10, 1987.
- [116] „Supernova 1987A,“ W. D. Arnett et al., Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 27 (A90-29983 12-90), 1989.
- [117] „Supernova Theory and Supernova 1987A,“ W. D. Arnett, The Astrophysical Journal, 319:136-142, 1987.
- [118] „On the Event Observed in the Mont Blanc Underground Neutrino Observatory during the Occurrence of Supernova 1987a,“ M. Aglietta et al., Europhysics Letters 3 1315-1320, 1987.
- [119] W. Kunkel, IAU Circular No.4316, 1 (1987).
- [120] R. H. McNaught, IAU Circular No.4317, 1 (1987).
- [121] „Physics with Supernovae,“ G. G. Raffelt, Nuclear Physics. B (Proceedings Supplements), 110, 254-267 (2002).
- [122] „The Type Ia Supernova rate in the local Universe,“ L. E. Strigari, New Astronomy Reviews, Vol. 50, 566-569, 2006.
- [123] „The Galactic Supernova Rate,“ G. A. Tammann et al., The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 92, No. 2, 487-493, 1994.
- [124] „Twenty Years of Galactic Observations in Searching of Bursts of Collapse Neutrinos with the BAKSAN Underground Scintillation Telescope,“ E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, Journal of Experimental and Theoretical Physics, Vol. 95, 5-10, 2002.
- [125] „Radioactive ^{26}Al and massive stars in the Galaxy,“ Diehl et al., Nature 439, 45-47, 2006.
- [126] „A Roadmap to the Milky Way (Annotated),“ <http://spitzer.caltech.edu>
- [127] „Earth matter effects in supernova neutrinos: Optimal detector locations,“ A. Mirizzi et al., Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Vol. 05, 012, 2006.
- [128] „Stellar Collapses in the Galaxy,“ J. N. Bahcall, T. Piran, The Astrophysical Journal, 267:L77-L81, 1983.
- [129] „New Distance Determination to the LMC,“ N. Panagia, Memoire della Società Astronomica Italiana, Vol. 69, 1:225, 1998.

- [130] „Scientific Goals of the IceCube Neutrino Detector at the South Pole,“ The IceCube Collaboration, Nuclear Physics B (Proceedings Supplements), 110, 516-518, (2002).
- [131] „Sources of UHE Neutrinos,, M. Roy, H. J. Crawford, arXiv:astro-ph/9808170v1, 1998.
- [132] „IceCube,“ A. Karle, Proceedings of 31st ICRC, Lodz, 2009.
- [133] „Neutrino Astronomy with IceCube,“ T. DeYoung, Modern Physics Letters A, 24:1543-1557, 2009.
- [134] „Status, performance, and first results of the IceTop array,“ The IceCube Collaboration, Nuclear Physical Proceedings and Supplements, 196:159-164, 2009.
- [135] „Kinetics of Conversion of Air Bubbles to Air Hydrate Crystals in Antarctic Ice,“ P.B. Price, Science, Vol. 267, 1995.
- [136] „A deep high-resolution optical log of dust, ash and stratigraphy in South Pole ice,“ N.E. Bramall et al., Geophysica Research Letters, Vol. 32, L21815, 2005.
- [137] „Temperature profile for glacial ice at the South Pole: Implications for life in a nearby subglacial lake,“ P.B. Price et al., Proceedings of the National Academy of Sciences, Vol. 99, 7844-7847, 2002.
- [138] „Ice shear Measurement,“ K. Woschnagg, http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Ice_shear_measurement, 2009.
- [139] „Optical properties of deep ice at the South Pole: scattering,“ P.B. Price, L. Bergström, Applied Optics, Vol. 36, No. 18, 1997.
- [140] „Optical properties of deep glacial ice at the South Pole,“ M. Ackermann et al., Journal of Geophysical Research, Vol. 111, D13203, 2006.
- [141] „Optical properties of deep ice at the South Pole: absorption,“ The AMANDA Collaboration, Applied Optics, Vol. 36, No. 18, 1997.
- [142] „Design and production of the IceCube digital optical module,“ K. Hanson, O. Tarasova Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 567, 214-217, 2006.
- [143] „HAMAMATSU: Large Photocathode area Photomultiplier Tubes,“ <http://www.hamamatsu.com/>
- [144] „Calibration and Characterization of Photomultiplier Tubes of the IceCube Neutrino Detector,“ H. Miyamoto, 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) 00, 101-106.
- [145] „Neutrino Astrophysics,“ J. N. Bahcall, Cambridge University Press, 1989.
- [146] „A simple model of reactor cores for reactor neutrino flux calculations for the KamLAND experiment,“ K. Nakajima, Nuclear Instruments and Methods A, Vol. 569, 837-844 (2006).
- [147] International Atomic Energy Agency (IAEA): Power Reactor Information System (PIRS), <http://www.iaea.org/programmes/a2>, 2009.
- [148] „Supernova neutrino observations: What can we learn?,“ G. G. Raffelt, Neutrino 2006: XXII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 2006.

- [149] „Überprüfung der Genauigkeit der Relativitätstheorie mit atmosphärischen Myonenneutrinos aus den AMANDA-Daten der Jahre 2000 bis 2003,“ J. Ahrends, Dissertation, 2006.
- [150] „The IceCube data acquisition system: Signal capture, digitization, and timestamping,, The IceCube Collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 601, 294-316, 2009.
- [151] „Calibration and characterization of the IceCube photomultiplier tube,“ The IceCube Collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 618, 139-152, 2010.
- [152] „ROOT,“ <http://root.cern.ch/>
- [153] „Search for Supernova neutrinos bursts with the AMANDA detector,“ The AMANDA Collaboration, Astroparticle Physics, Vol. 16, p. 345-359. 2002.
- [154] <http://snews.bnl.gov/>
- [155] „SNEWS: the SuperNova Early Warning System,“ P. Antonioli et al., New Journal of Physics, Vol. 6, 114, (2004).
- [156] „Photonics: A photon tracking Monte-Carlo package,“ J. Miocinovic, J. Lundberg, <http://photonics.sourceforge.net/>
- [157] „Light tracking through ice and water - Scattering and absorption in heterogeneous media with Photonics,“ J. Lundberg et al., Nuclear Instruments and Methods, A581:619-631, 2007.
- [158] „ROMEO,“ K. Hoshina, <http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Romeo-interface>
- [159] <http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Ice>
- [160] „Angular distribution of Cherenkov light from electrons both produced and stopping in water,“ M. G. Bowler, M.D. Lay, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 378, 468-471, (1996).
- [161] „Simulating the Detection of Muons and Neutrinos in Deep Antarctic Ice,“ J. Jacobson, Dissertation, 1996.
- [162] „Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A,“ K. S. Hirata, Physical Review D, Vol. 38, 448-458, (1988).
- [163] „New analysis of the SN 1987A neutrinos with a flexible spectral shape,“ A. Mirizzi und G. G. Raffelt, Physical Review D, Vol. 72, (2005).
- [164] „Performance of the First ANTARES Detector Line,“ M. Ageron et al., Astroparticle Physics, Vol. 31, Issue 4, 277-283, 2009.
- [165] „The BAIKAL neutrino project: status, results and perspectives,“ V. Aynutdinov for the Baikal Collaboration, XXIst International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics Neutrino 2004, 14-19 June, 2004 Paris, France.
- [166] „The Super-Kamiokande Detector,“ The Super-Kamiokande Collaboration, Nuclear Instruments and Methods A, Vol. 501:418-462, (2003).

- [167] „Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande,“ The Super-Kamiokande Collaboration, *Astrophysical Journal*, Vol. 669:519-524, (2007).
- [168] „The 1 kton LVD neutrino observatory,“ The LVD Collaboration, *Proceedings 27 ICRC*, Hamburg, 1, 1093, 2001.
- [169] „Effects of neutrino oscillations on the supernova signal in LVD,“ M. Aglietta et al., *Nuclear Physics B Proceedings and Supplement*: 110, 410-413, (2002).
- [170] „LVD highlights,“ The LVD Collaboration, *Proceedings of Vulcano Workshop 2006: Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics*, Vulcano, Italy, 22-27 May 2006.
- [171] „The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso,“ The Borexino Collaboration, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* Volume 600, Issue 3, 568-593, 2009.
- [172] <http://www.npxdesigns.com>, 2010.
- [173] „A Vision for an Integrated Live IceCube System,“ J. Jacobsen, NPX-Designs.
- [174] „IceCube LiveSystem Draft,“ J. Jacobsen, NPX-Designs.
- [175] „How does I3Live connects to ITS,“ J. Jacobsen, NPX-Designs.
- [176] „Handling Structured Data and User-Generated Alerts in IceCube Live,“ J. Jacobsen, NPX-Designs.
- [177] „Python Programming Language – Official Website,“ <http://www.python.org/>, 2010.
- [178] „Why Python?,“ E. Raymond, *Linux Journal*, <http://www.linuxjournal.com/article/3882>, 2000.
- [179] „The Django Project,“ <http://www.djangoproject.org>, 2010.
- [180] „jQuery,“ <http://jquery.com>, 2010.
- [181] „The Apache Software Foundation,“ <http://www.apache.org/>, 2010.
- [182] „JSON,“ <http://www.json.org>, 2010.
- [183] „Code Review: LSD.py,“ V. Bittorf, 2009.
- [184] „Neutrino-Signal of Electron-Capture Supernovae from Core-Collapse to Cooling,“ L. Huedepohl et al., *Physical Review Letters*, Vol. 104, Issue 25, 251101, 2010.
- [185] „Dynamics and Neutrino Signal of Black Hole Formation in Nonrotating Failed Supernovae. I. Equation of State Dependence,“ K. Sumiyoshi, S. Yamada, *The Astrophysical Journal*, Vol. 667, Issue 1, 382-394, 2007.
- [186] „Signals of the QCD-Phase Transition in Core-Collapse Supernovae,“ I. Sagert et al., *Physical Review Letters*, Vol. 102, 081101, 2009.
- [187] „Study of AMANDA OM-noise,“ M. Hellwig et al., AMANDA-IR/20010301, 2001.

- [188] „Search for MeV- $\bar{\nu}_e$ from Gamma-Ray Bursts and Development of a corresponding MC Simulation,“ N. Sidro Martin, Diplomarbeit, 2003.
- [189] „Untersuchungen optischer Module für das AMANDA- bz. IceCube-Projekt,“ O. Franzen, Diplomarbeit, 2003.
- [190] „Noise sources in the C31000D photomultiplier,“ P. B. Coates,
- [191] „The Origins of afterpulses in photomultipliers,“ P. B. Coates, Journal Physics D, Vol. 6, 1973.
- [192] „Thin Film Field Emission,“ L. Malter, Physical Review, Vol. 50, 48-58, 1936.
- [193] „Cosmic Ray Induced Dark Current in Photomultipliers,“ A. T. Young, The Review of Scientific Instruments, Vol. 37, 11:1468-1472, (1966).
- [194] „Light emission in Amanda pressure spheres,“ K. Helbing et al., AMANDA-IR/20030701, 2003.
- [195] „Study of afterpulse effects in photomultipliers,“ S. Torre, T. Antonioli, The Review of Scientific instruments, Vol. 54, 12:1777-1780, (1973).
- [196] „A theory of afterpulse formation in photomultipliers and the prepulse height distribution,“ P. B. Coates, Journal Physics D, Vol. 6, 1973.
- [197] „A study on ion initiated photomultiplier afterpulses,“ N. Akchurin, H. Kim, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol.574, 121-126, (2007).
- [198] Private Mitteilung, Dr. K. Hanson, 2008.
- [199] „Oracle JRockit JVM,“ <http://www.oracle.com/technology/products/jrockit/index.html>
- [200] „Physics Capabilities of the IceCube DeepCore Detector“ C. Wiebusch, PROCEEDINGS OF THE 31st ICRC, LODZ, 2009.
- [201] <http://icecube.berkeley.edu/i3-monitoring/>, 2010.
- [202] Private Mitteilung, Dr. M. Krasberg, 2008.
- [203] „Dark Rate of a Photomultiplier at Cryogenic Temperatures,“ H. O. Meyer, arXiv.org:0805.0771 (2008-05-10).
- [204] „Photomultiplier Tubes and its Applications,“ 3rd Edition, Hamamatsu, 2007.
- [205] „IceCube DOMAPP Firmware Timing Version 0.2,“ T. Stezelberger.
- [206] „IceCube DOMAPP CPU FPGA Interface Version 1.12,“ T. Stezelberger.
- [207] Private Mitteilung, Dr. T. Stezelberger, 2008.
- [208] „Physik,“ D. C. Giancoli, 3. aktualisierte Auflage, Pearson Studium, 2006.
- [209] „Detektoren für Teilchenstrahlung,“ K. Kleinknecht, 3. durchgesehene und erweiterte Auflage, Teubner, 1992.

- [210] Private Mitteilung, Dr. A. Goldschmidt, 2007.
- [211] „Information, Error, and Imaging in Deadtime-Perturbed Doubly Stochastic Poisson Counting Systems,“ M. C. Teich, B. I. Cantor, IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. QE-14, No. 12, 1978.
- [212] „Color superconductivity in dense quark matter,“ M. G. Alford et al., Review of Modern Physics, Vol. 80:1455-1515, 2008.
- [213] „Cosmic separation of phases,“ E. Witten, Physical Review D, Vol. 30, No. 2, 1984.
- [214] „Strange Quark Matter in Stars: A General Overview,“ J. Schaffner-Bielich, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Volume 31, Issue 6, S651-S657 (2005).
- [215] „Q-star equation of state and the prompt shock supernovae,“ N. A. Gentile et al., Physical Review D, Volume 52, No. 12, 1995.
- [216] „Evolution of Proto-Neutron Stars with Quarks,“, J. A. Pons et al., Physical Review Letters, Vol. 86, No. 23, 2001.
- [217] „Exploring the QCD phase transition in core collapse supernova simulations in spherical symmetry,“ T. Fischer et al., arXiv:1005.4479v2 [astro-ph.SR], 2009.
- [218] „ χ^2 test for comparison of weighted and unweighted histograms,“ N. Gagunashvili, Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology, Proceedings of PHY-STAT05, 2005.
- [219] <http://theory.tifr.res.in/~jigsaw10/>, 2010.
- [220] „Fast time variations of supernovae neutrino fluxes and their detectability,“, T. Lund et al., arXiv:1006.1889 ; MPP-2010-47, 2010.
- [221] „CNS3 - Gliese Catalog of Nearby Stars,“ 3rd Edition, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/star-catalog/cns3.html>
- [222] „Most Milky Way Stars Are Single,“ D. A. Aguilar, C. Pulliam, Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Release No.: 2006-11.
- [223] „Teubner-Taschenbuch der Mathematik“ I. N. Bronstein, B. G. Teubner Stuttgart-Leipzig, 1996.

Neutrinos they are very small.
They have no charge and have no mass
And do not interact at all.
The earth is just a silly ball
To them, through which they simply pass,
Like dustmaids down a drafty hall
Or photons through a sheet of glass.
They snub the most exquisite gas,
Ignore the most substantial wall,
Cold-shoulder steel and sounding brass,
Insult the stallion in his stall,
And, scorning barriers of class,
Infiltrate you and me! Like tall
And painless guillotines, they fall
Down through our heads into the grass.
At night, they enter at Nepal
And pierce the lover and his lass
From underneath the bed – you call
It wonderful; I call it crass.

(John Updike, Cosmic Gall)