

Zeitaufgelöste Analyse des Supernova-Neutrino-Signals in LENA

(Time Resolved Analysis of the Supernova
Neutrino Signal in LENA)

von

Lukas Hoppenau

geboren am

2. Juli 1988

Bachelor-Arbeit im Studiengang Physik
Universität Hamburg

2011/2012

1. Gutachter: Dr. Michael Wurm
2. Gutachter: Prof. Dr. Caren Hagner

Kurzfassung

Als Flüssig-Szintillator-Detektor der nächsten Generation soll LENA astronomische und terrestrische Neutrinoquellen untersuchen. So hat LENA das Ziel, die nächste Supernova in dieser Galaxie zu beobachten und dadurch neue Erkenntnisse über die Entstehung von Supernovae, aber auch über fundamentale Teilcheneigenschaften der Neutrinos zu ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das zeitaufgelöste Supernova Neutrino-Signal in LENA analysiert. Dies umfasste insbesondere die Berechnung der zeitabhängigen Flüsse der Supernova-Neutrinos und die Bestimmung der zeitaufgelösten Ereignisraten der verschiedenen Wechselwirkungskanäle im Detektor.

Abstract

The next-generation liquid-scintillator-detector LENA is meant to investigate astronomical and terrestrial neutrino sources. One goal of LENA is to observe the next supernova, occurring in this galaxy, in order to enhance knowledge about the formation of supernovae, as well as fundamental particle properties of neutrinos. Within this thesis, the time-resolved neutrino signal was analysed. In particular, the time dependend fluxes of supernova-neutrinos were calculated and the eventrates of different interaction channels in the detector determined.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Der LENA Detektor	2
2.1. Design des Detektors	2
2.2. Physikalisches Programm von LENA	4
3. Die Supernova – Entstehung und Signal	6
3.1. Prozess des Kernkollaps einer Supernova	6
3.2. Neutrino-Signal der Supernova	7
3.3. Spektrale Verteilungen des Supernova-Signals	10
4. Analyse des zeitaufgelösten Flusses der Supernova Neutrinos	12
4.1. Methodik und Berechnung	12
4.2. Ergebnisse zu gebinnten Luminositäten und mittlere Energien	13
4.3. Ergebnisse der integrierten Luminositäten	16
4.4. Ergebnisse zum zeitabhängigen Fluss	17
5. Kanäle in LENA	20
5.1. Wechselwirkungen	20
5.2. Zeitintegrierte Ereignisraten	22
5.3. Berechnung der Ereignisraten der Kanäle mit SNOwGloBES	24
6. Analyse des Neutrino-Proton-Streuung-Kanals	26
6.1. Der Neutrino-Proton-Kanal	26
6.2. Theoretische Grundlagen	27
6.3. Berechnung der Ereignisrate der Neutrino-Proton-Streuung	31
7. Ergebnisse zu den Ereignisraten in LENA	37
7.1. Ereignisrate mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung	37
7.2. Ereignisraten mit KRJ-Spektrum	40
7.3. Auswertung der Ergebnisse	42

8. Zusammenfassung und Ausblick	50
A. Auflistung des zeitabhängigen Flusses	52
B. Auflistung der Eventraten	56
Abbildungsverzeichnis	63
Tabellenverzeichnis	63
Literatur	65
Danksagung	67

1. Einleitung

Die Beobachtung der nächsten Supernova in dieser Galaxie ist von großer Bedeutung. Dies unterstreicht die Verleihung des Physik-Nobelpreises 2002 für die historisch erstmalige Detektion von Neutrinos der Supernova SN1987A. LENA bietet als Flüssig-Szintillator-Detektor der nächsten Generation die Chance, mit seiner hohen Statistik die nächste kosmische Supernova mit großer Genauigkeit zu studieren. Damit können offene Fragen zum Mechanismus der Entstehung einer Supernova, aber auch zu fundamentalen Teilcheneigenschaften der Neutrinos geklärt werden. So erhofft man sich zum Beispiel durch die Supernova-Neutrinos mehr über Neutrino-Oszillationen in Materie zu erfahren. Durch das große Detektrvolumen von 50 kt Szintillator bietet LENA eine Vielzahl an weiteren Möglichkeiten, um Erkenntnisse in der Astro-, Teilchen- und Geophysik zu mehren.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Berechnung des zeitaufgelösten Supernova Neutrino-signals in LENA. Dies umfasst zum Einen die Erstellung des zeitabhängigen Flusses der Supernova, zum Anderen die Berechnung der Eventraten der einzelnen Wechselwirkungskanäle im Detektor. Dabei wird insbesondere der Kanal der elastischen Neutrino-Proton-Streuung analysiert.

Zunächst werden in Kapitel 2 der LENA Detektor und einige der physikalischen Ziele des Experiments dargestellt. Anschließend wird in Kapitel 3 der Prozess der Supernova und das Supernova Neutrino-Signal erläutert. In Kapitel 4 wird die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse des zeitaufgelösten Flusses der Supernova Neutrinos vorgestellt. Im Anschluss werden in Kapitel 5 die Wechselwirkungs-Kanäle (außer dem der νp -Streuung) der Neutrinos in LENA beschrieben, außerdem wird auf die Berechnung der Ereignisraten mit dem Programm SNOwGLoBES eingegangen. Die Analyse der elastischen Neutrino-Proton-Streuung, welche einer der Hauptaufgaben dieser Arbeit war, folgt in Kapitel 6. Anschließend werden die Ergebnisse aller Ereignisraten in LENA im Kapitel 7 präsentiert. Im letzten Kapitel folgt schließlich eine Zusammenfassung dieser Arbeit und ein kurzer Ausblick auf weitere Analysemöglichkeiten.

2. Der LENA Detektor

LENA (Low Energy Neutrino Astronomy) ist ein Neutrino-Detektor, basierend auf 50 kt flüssigen Szintillators, der sich im Rahmen der LAGUNA¹ Studie in der Planungs- und Entwicklungsphase befindet. LENA soll als Detektor der nächsten Generation Neutrinos aus astronomischen und terrestrischen Quellen untersuchen, sowie Messungen zur Neutrino-Oszillation durchführen. In diesem Kapitel wird zunächst auf den Detektor näher eingegangen. Anschließend werden die physikalischen Möglichkeiten von LENA anhand von Beispielen im Bereich der Neutrino-Astronomie, sowie der Astroteilchen-, Geo- und Teilchenphysik kurz erläutert.

2.1. Design des Detektors

Der LENA Detektor ist als zylindrischer Tank mit einer Höhe von 100 m und einer Breite von 30 m geplant, welcher mit einer Target-Masse von ca. 50 kt flüssigen Szintillators ausgestattet werden soll [3]. Ein wichtiges Kriterium für die Auswahl eines geeigneten Standortes ist die Abschirmung kosmischer Strahlung. Daher soll der Detektor in einem Untergrundlabor von mindestens 4000 m wasseräquivalent Tiefe untergebracht werden. Derzeit sind die Fels-Mine Pyhäsalmi in Finnland und das Untergrundlabor Fréjus in den französisch-italienischen Alpen als Standorte für den Bau des Untergrundlabors in der Diskussion.

Das Detektorvolumen ist aufgeteilt in ein inneres Volumen mit szintillierendem Material, welches zur Abschirmung von Radioaktivität von einem nicht-szintillierenden Puffer umschlossen ist. Zur Messung des Szintillationslichts werden an den Innenwänden des Tanks ca. 45000 Photomultiplier installiert und dadurch eine photosensitive Abdeckung des Detektors von 30% erreicht. Die Oberseite des Tanks wird mit einem Myon-Veto aus Plastik-Szintillator-Elementen zur Messung kosmischer Myonen ausgestattet. Als weiteres Myon-Veto, sowie zur weiteren Abschirmung von externer Radioaktivität, soll das Volumen zwischen Außenseite des Tanks und Felswand mit Wasser gefüllt werden. In Abb. 1 sind die einzelnen Detektorbestandteile dargestellt.

Der Szintillator in LENA besteht aus Kohlenwasserstoffverbindungen, welche verschie-

¹LAGUNA steht für Large Apparatus for Grand Unification and Neutrino Astrophysics.

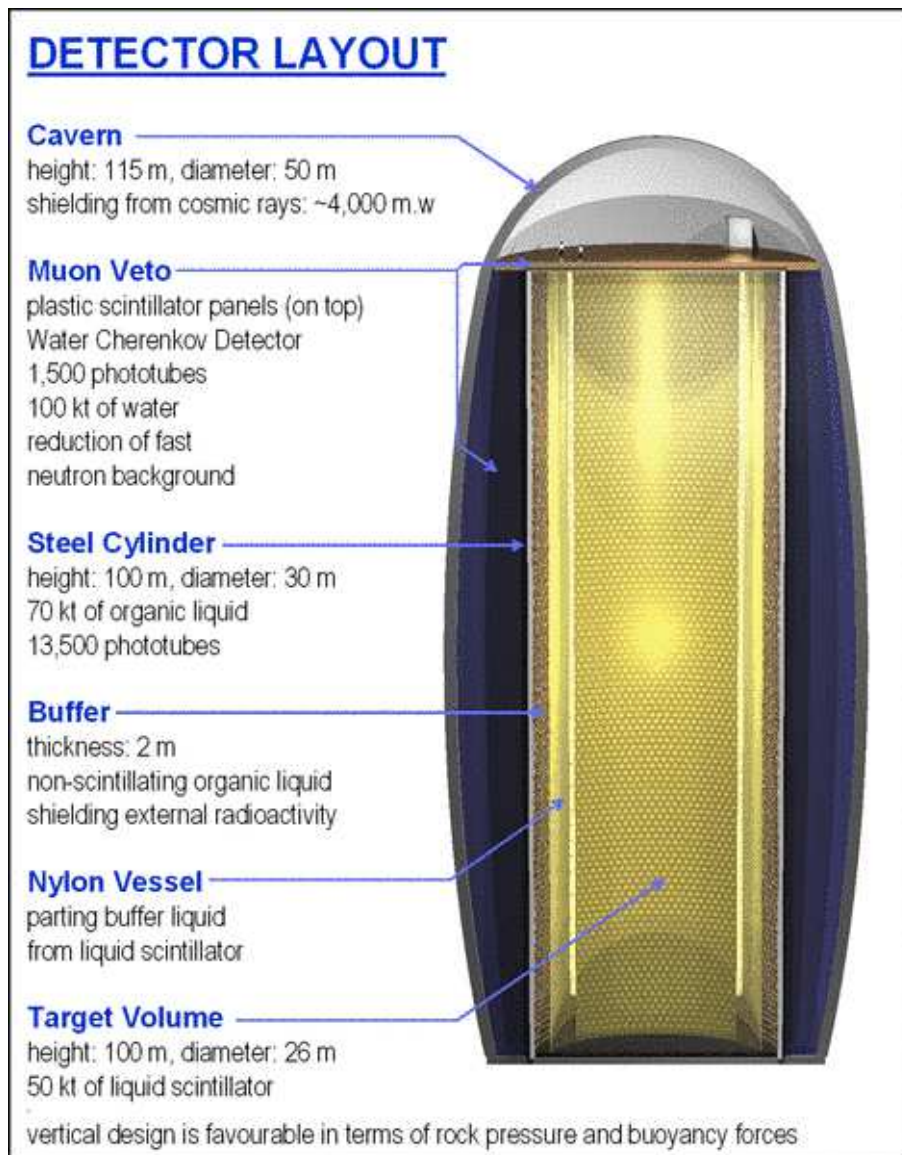


Abbildung 1: Übersicht des LENA-Detektors. Erklärt sind (von oben nach unten) die Felshöhle, das Myon-Veto, der Stahl-Tank, das Puffer-Volumen, der Nylon-Behälter zur Abtrennung des Puffers vom Target-Volumen [3].

dene Targets bieten, mit denen Neutrinos Wechselwirkung eingehen können. Dazu gehören Elektronen, freie Protonen des Wasserstoffs und gebundenen Nukleonen (Protonen und Neutronen) des Kohlenstoffs. Für die Berechnungen in dieser Arbeit wurde der Szintillatortyp LAB² (C₁₈H₃₀) verwendet. Dieser besitzt $3,3 \times 10^{33}$ freie Protonen, 2×10^{33} Kohlenstoff-Nuklide und $1,5 \times 10^{34}$ Elektronen [3]. Neben LAB ist auch der Szintillatortyp PXE³ im Gespräch. Der abgedeckte Energiebereich des Detektors reicht von sub-MeV Energien bis in den GeV Bereich mit einer relativen Energieauflösung von ca. 7% bei 1 MeV [3]. Dies ermöglicht LENA eine Vielzahl an physikalischen Problemen zu untersuchen.

2.2. Physikalisches Programm von LENA

Eines der Hauptziele von LENA – ermöglicht durch eine niedrige Energieschwelle und hohe Energieauflösung – ist die Ergründung von astronomischen Neutrino-Quellen. Durch ihre geringe Wechselwirkung können Neutrinos Objekte beobachten, für die andere Teilchen aufgrund von Beeinflussung durch das Umfeld keine Informationen überbringen können. So soll LENA die nächste Supernova in dieser Galaxie untersuchen und somit offene Fragen zu den Bedingungen des Zustandekommens einer Supernova klären. LENA bietet zur Messung der von der Supernova emittierten Neutrinos eine Vielzahl an Kanälen unter Austausch neutralen und geladenen Stroms und kann dadurch umfangreichen Erkenntnisgewinn unter anderem zum Prozess der Supernova, sowie zu Flavor-Oszillationen bringen. Die Untersuchung der Kanäle in LENA und des Flusses der Supernova-Neutrinos sind Gegenstand dieser Arbeit.

Neben der Observierung von Supernovae soll LENA Informationen zum diffusen Supernova-Neutrino-Hintergrund bringen. Dieser kommt durch frühere Kernkollaps-Supernovae in der Geschichte des Universums zustande und bietet einen isotropen Neutrino-Hintergrund. Dadurch können wichtige Rückschlüsse auf das durchschnittliche Emissionsspektrum von Supernovae gewonnen werden [9].

Ebenfalls soll LENA solare Neutrinos untersuchen, um Erkenntnisse zu Energiespektren und zu zeitlichen Variationen im Neutrinofluss zu gewinnen. Insbesondere können

²LAB steht für Linear-Alkyl-Benzene.

³PXE steht für Phenyl-O-Xylylethane.

Neutrino Oszillationen, der Mikheyev, Smirnov und Wolfenstein Effekt (MSW) und das solare Standard-Modell durch die hohe Statistik des Detektors in großer Präzision vermessen werden [3, 14]. Die Messung terrestrischer Neutrinos, die durch den Zerfall radioaktiver Elemente zustande kommen, birgt Informationen zum Inneren der Erde. Das große Detektorvolumen erlaubt LENA nach Protonzerfall und somit nach Physik jenseits des Standardmodells zu suchen. Schließlich soll LENA auch zur Detektion eines Neutrino-Strahls, produziert durch einen Teilchen-Beschleuniger, dienen. Dabei können Oszillationsexperimente, wie beispielsweise zum Mischungswinkel Θ_{13} , sowie zur CP-Verletzung durchgeführt werden [3].

Anhand dieser Beispiele wird somit deutlich, dass sich LENA durch eine große Vielfalt an Möglichkeiten zur Messung physikalischer Phänomene mit Beteiligung von Neutrinos auszeichnet.

3. Die Supernova – Entstehung und Signal

Eines der Hauptziele von LENA ist die Beobachtung der nächsten Supernova in dieser Galaxie. Supernovae verlieren den Großteil ihrer Bindungsenergie über die Emission von Neutrinos und sind die größten astronomische Neutrinoquellen. Ein großes Detektorvolumen und eine hohe Statistik erlaubt LENA die einzelnen Stadien einer Supernova zeitaufgelöst zu beobachten. Die Phasen der dynamischen Entwicklung der Supernova und das Neutrino-Signal werden im Folgenden erläutert und die Prozesse zur Entstehung des so genannten Kernkollaps näher beschrieben. Anschließend wird die spektrale Verteilung der Supernova-Neutrinos dargestellt.

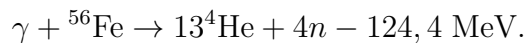
3.1. Prozess des Kernkollaps einer Supernova

Supernovae beschreiben das Phänomen der Explosion massiver Sterne in der Endphase ihrer stellaren Entwicklung. Die Typ II, Ib und Ic Supernova eines Sterns mit einer Masse größer als $8 M_{\odot}$ wird durch einen Kernkollaps eingeleitet. Eine „Standard“-Supernova setzt dabei im Mittel Bindungsenergien von rund 3×10^{53} erg über einen Zeitraum von 10 Sekunden frei [15]. In dieser Arbeit wurde eine Supernova eines Sterns mit der Masse $10,8 M_{\odot}$ und einem Abstand von 10 kpc angenommen. Dieser entspricht dem Durchschnitt der Supernova-Entfernungs-Verteilung in der Galaxie [10].

Zum Ende ihrer Entwicklung bauen massereiche Sterne eine Schalenstruktur auf, deren Kern aus Eisen besteht. Dabei entsteht im Kern ein Gravitationsdruck, der zunächst durch den Fermi-Druck des sich im Kern befindenden entarteten Elektronengases kompensiert werden kann. Durch weitere Bildung von Eisen durch Fusionsprozesse im Stern wird der Druck im Kern erhöht, bis eine Dichte des Eisens von $\rho \approx 10^9 \text{ g/cm}^3$ erreicht wird und *Elektroneneinfang* durch Protonen und schwere Nuklide einsetzt. Hierdurch sinkt der Anteil an Elektronen im Kern und dessen Beitrag zur Aufrechterhaltung des Druckgleichgewichts, wodurch aufgrund der Gravitation der Kollaps des Sterns einsetzt [15].

Die beim Kollabieren steigenden Dichten und Temperaturen sorgen für einen vermehrten Elektroneneinfang. Zudem werden bei Temperaturen $T > 5 \times 10^9$ K Eisenkerne durch hochenergetische Photonen aufgespalten, der so genannten *endothermischen Photodisin-*

tegration [15]:



Durch Aufwendung von Dissoziationsenergie in diesem Prozess wird die innere Energie und dadurch der thermische Druck im Kern reduziert. Das Kollabieren des Kerns wird somit aufgrund der beiden hier genannten Prozesse weiter beschleunigt, anstatt durch die steigenden Dichten und Temperaturen verlangsamt zu werden.

Durch die eine hohe Dichte im Kern ($\rho \approx 10^{12} \text{ g/cm}^3$) wird die mittlere freie Weglänge der im Prozess des Kollaps entstehenden Neutrinos auf Größenordnung des Kerns reduziert [15]. Die durch Elektroneneinfang produzierten Elektroneneutrinos können daher nicht frei aus der Mitte des Kerns entweichen und sind damit dem so genannten *Neutrino-Trapping*⁴ ausgesetzt. Erst mit sinkender Dichte, in zunehmender Entfernung vom Kern, nehmen die Wechselwirkungen der Neutrinos genügend ab, so dass sie dem Kern entweichen können. Der Prozess des Neutrino-Trappings wird daher durch eine *Neutrinosphäre* charakterisiert. Während die effektive sphärische Oberfläche Neutrinos emittiert, befinden sich die Neutrinos innerhalb der Sphäre im thermischen Gleichgewicht. Das thermische Verhalten der emittierten Neutrinos spiegelt sich auch in dem spektralen Verlauf wider, welcher weiter unten im Abschnitt 3.3 näher beschrieben wird. Die Größe der Neutrinosphäre ist energie- und neutrino-flavorabhängig, da unterschiedliche Neutrino-flavor unterschiedliche Opazitäten aufweisen. Je mehr Wechselwirkungen die Neutrinos eingehen, desto größer ist der Radius der Neutrinosphäre und umso höher sind die mittleren Energien der Neutrinos.

3.2. Neutrino-Signal der Supernova

Beim Erreichen der nuklearen Dichte in der Größenordnung von $\rho \approx 10^{14} \text{ g/cm}^3$ wird das weitere Zusammenfallen des Kerns abrupt gestoppt, was zu einer nach außen laufenden Druckwelle führt [6]. Dieser Prozess wird *Kern-Bounce* genannt und leitet die Emission des Großteils der Neutrinos ein. Diese setzen ca. 99% der Bindungsenergie des Kerns frei [15].

Abb. 2 beschreibt das zu erwartende Neutrino-Signal eines Sterns mit der Masse von $10.8 M_{\odot}$ in der Zeit nach dem Bounce. Die Daten wurden in einer „relativistischen hy-

⁴Trapping: aus dem Engl., bedeutet Einfang

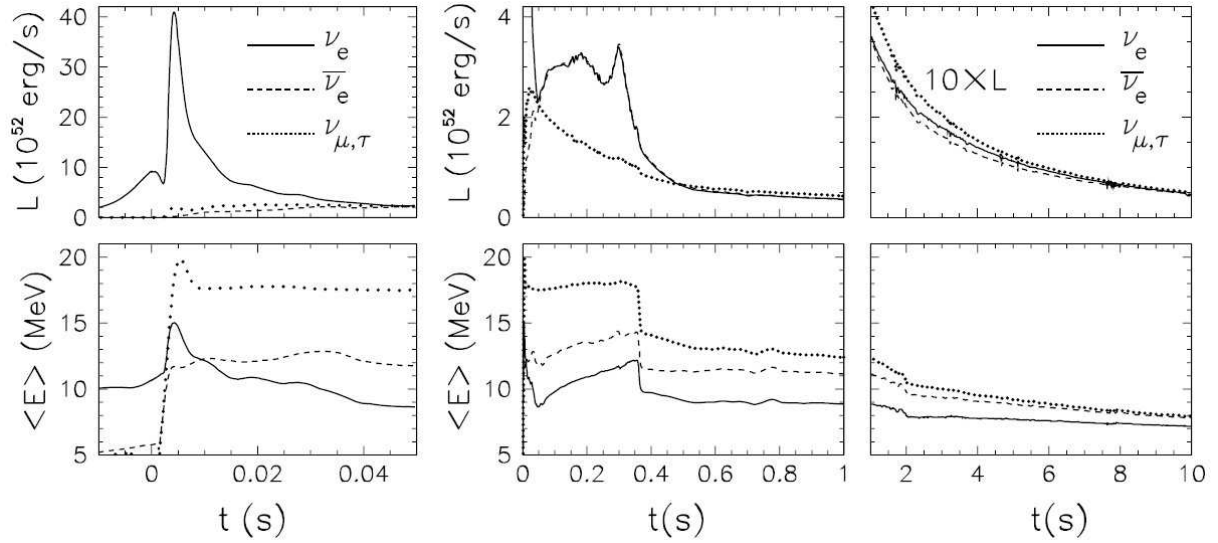


Abbildung 2: Neutrino-Signal einer Kernkollaps SN mit $10.8 M_{\odot}$: Darstellung der Luminositäten und mittleren Energien im Zeitraum nach dem Kern-Bounce, angegeben im Inertialsystem eines entfernten Beobachters. Links: Neutronisations-Burst; Mitte: Akkretionsphase; Rechts: Abkühlphase. [2]

drodynamischen Simulation“ der Basler Gruppe um M. Liebendörfer erstellt [2]. Die Darstellungen oben zeigen den Verlauf der Luminosität in den jeweiligen Zeiträumen, die Darstellungen unten die zugehörigen mittleren Energien. Dabei wird zwischen ν_e , $\bar{\nu}_e$ und ν_x unterschieden. ν_x umfasst die Neutrino flavors ν_{μ} , $\bar{\nu}_{\mu}$, ν_{τ} und $\bar{\nu}_{\tau}$, welche aufgrund gleicher Produktion und gleichen Wechselwirkungen durch ein Signal beschrieben werden können [6].

Das Neutrino-Signal in der Abb. 2 ist in drei wesentliche Phasen aufgeteilt: die *Neutronisations-Burst-Phase* unmittelbar nach dem Bounce, der *Akkretionsphase* in der ersten Sekunde nach dem Bounce und die anschließende *Abkühlphase*. Das Neutrino-Signal der ersten beiden Phasen hängt wesentlich von der Dynamik der nach außen propagierenden Schockwelle ab.

Neutronisations-Burst-Phase: Der erste Zeitabschnitt zeigt den *Neutronisations-Burst* unmittelbar nach dem Bounce. Aufgrund von Eisen-Dissoziation, sowie zusätzlichem Elektroneneinfang $e^{-} + p \rightarrow n + \nu_e$, verliert die durch den Bounce ausgelöste Schockwelle schnell

an Energie und eine sehr große Anzahl an Elektroneneutrinos wird erzeugt. Mit Erreichen der Neutrinosphäre werden die ν_e in einem Zeitraum von 10 – 20 ms emittiert. Dies äußert sich in Abb. 2 anhand des schmalen und hohen Maximums mit einer Luminosität von $L \approx 4 \times 10^{53}$ erg/s wenige Millisekunden nach dem Bounce. Auch die mittlere Energie der ν_e steigt während des Neutronisations-Bursts von 10 MeV auf ca. 15 MeV und sinkt anschließend wieder. Aufgrund des Energieverlusts der Schockwelle, erreicht diese nicht die äußeren Schichten des Sterns. Schon 5 ms nach dem Bounce stagniert die Expansion des Schocks. Erst zu einem späteren Zeitpunkt, in der Akkretionsphase, wird dieser durch Energiedeposition von Neutrinos „wiederbelebt“ und die endgültige sichtbare Explosion der Supernova veranlasst.

Akkretionsphase: Im zweiten Zeitabschnitt, im Anschluss an den Neutronisations-Burst, wird die *Akkretionsphase* der Supernova eingeleitet (mittlere Darstellungen in Abb. 2). Diese Phase wird durch einfallende Materie äußerer Schichten und die Produktion aller Neutrinentypen charakterisiert. Die beiden Elektron-Neutrino-Arten ν_e und $\bar{\nu}_e$ werden durch Elektroneneinfang $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ und Positroneneinfang $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ erzeugt. Die Neutrinos der schweren Leptonen ν_x werden paarweise durch e^+e^- - bzw. $\nu_e\bar{\nu}_e$ -Annihilation, sowie Nukleon-Nukleon-Bremsstrahlung gebildet ($N + N \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$) [6].

Wie in Abb. 2 dargestellt, bewegt sich die Luminosität der ν_e in der Akkretionsphase nach dem Burst auf einem Niveau von $L \approx 3 \times 10^{52}$ erg/s. Die Luminosität der $\bar{\nu}_e$ steigt ebenfalls auf dieses Niveau an und folgt dem Verlauf der Luminosität der ν_e , während die Luminosität der ν_x -Neutrinos nach Anstieg auf $L \approx 2,5 \times 10^{52}$ erg/s direkt anfängt zu sinken. Die mittleren Energien folgen der Hierarchie $\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle < \langle E_{\nu_x} \rangle$. Während der Akkretionsphase steigen $\langle E_{\nu_e} \rangle$ und $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle$ von ungefähr 8 MeV bzw. 12 MeV auf ungefähr 12 MeV bzw. 14 MeV. Die ν_x -Neutrinos haben mit ca. 18 MeV die höchsten mittleren Energien aufgrund von Wechselwirkungen des geladenen Stroms. Diese sorgen dafür, dass die ν_x -Neutrinos eine höhere Opazität besitzen, was zu kleineren Neutrinosphären, höheren Temperaturen und schließlich zu höheren mittleren Energien führt. Aufgrund der hohen Anzahl an Neutronen im Kern gehen nun die $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos verstärkt Wechselwirkungen über $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^+$ ein. Sie haben daher eine höhere Temperatur und somit eine höhere mittlere Energie als die ν_e -Neutrinos.

Während der Akkretionsphase hat die Emission der Neutrinos das „Heizen“ der darüber liegenden Schichten zur Folge. Dabei fangen freie Nukleonen Neutrinos ein und erhalten eine positive nach außen gerichtete Geschwindigkeit. Durch diesen zusätzlichen Materiefluss, auch „neutrino-driven-wind“⁵ genannt, wird die vorher stagnierte Schockwelle wiederbelebt und in eine Explosion, die letztendlich sichtbare Supernova, umgewandelt. In der mittleren Darstellung der Abb. 2 zündet diese Explosion ca. 350 ms nach dem Burst und äußert sich im sprunghaften Fall der mittleren Energien. Die Akkretion wird damit beendet und das stetige Sinken der Luminositäten eingeleitet.

Abkühl-Phase: Die letzte Phase, rechts dargestellt in Abb. 2, beschreibt nun das Auskühlen des übrig gebliebenen Proton-Neutron-Sterns bis 10 Sekunden nach dem Bounce. Die Luminositäten fallen weiterhin von $L \approx 0,4 \times 10^{52}$ erg/s auf $L \approx 0,05 \times 10^{52}$ erg/s ab. Die mittleren Energien sinken von $\langle E_\nu \rangle \approx 8 - 14$ MeV auf ein Niveau von $\langle E_\nu \rangle \approx 7 - 8$ MeV. Zum Ende der dargestellten Abkühlphase unterscheiden sich die mittleren Energien der $\bar{\nu}_e$ und ν_x -Neutrinos nicht mehr. Auch der Unterschied zur mittleren Energie der ν_e -Neutrinos ist nur noch sehr gering.

3.3. Spektrale Verteilungen des Supernova-Signals

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Spektren für die emittierten Neutrinos der Supernova verwendet. Diese sind in Abb. 3 dargestellt. Es wurde dabei angenommen, dass alle Neutrino-Flavor mit dem gleichen Spektrum beschrieben werden können. Durch ihre Parametrisierung unterscheiden sich die Spektren in der Lage ihres Maximums und in der Höhe des hochenergetischen spektralen Bereichs. $\varphi_1(E)_\alpha$ beschreibt dabei eine Variante der Verteilungsfunktion von Keil, Raffelt und Janka (KRJ) [2, 6]:

$$\varphi_1(E)_\alpha = \frac{128}{3} \frac{E^3}{\langle E \rangle_\alpha^4} \exp\left(-\frac{4E}{\langle E \rangle_\alpha}\right). \quad (1)$$

Als zweite Verteilungsfunktion $\varphi_2(E)_\alpha$ wurde eine relativistische Maxwell-Boltzmann-Parametrisierung verwendet [7]:

$$\varphi_2(E)_\alpha = 3 \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \frac{\sqrt{E}}{\langle E \rangle_\alpha^{1.5}} \exp\left(-\frac{3E}{2\langle E \rangle_\alpha}\right). \quad (2)$$

⁵neutrino-driven-wind: aus dem Engl., bedeutet von Neutrinos angetriebener Wind

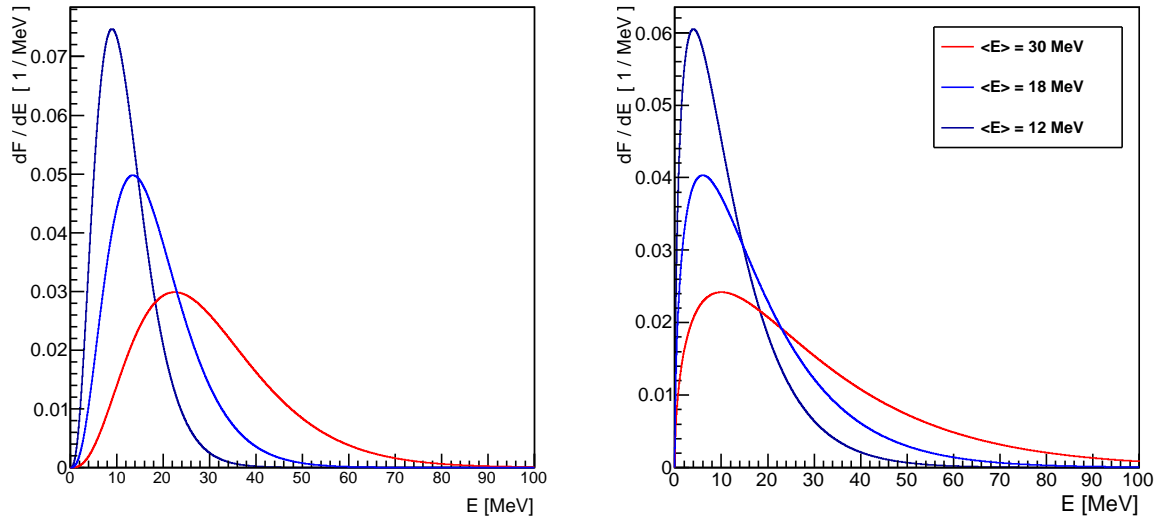


Abbildung 3: Links: Spektrum nach Keil, Raffelt und Janka [6]. Rechts: Maxwell-Boltzmann-Spektrum. Beide für mittlere Neutrino-Energien von 12MeV, 18MeV und 30MeV dargestellt.

Bei beiden Spektren bezeichnet E die Energie und $\langle E \rangle_\alpha$ die mittlere Energie des jeweiligen Flavors. Beide sind außerdem über $\int dE \cdot \varphi_\alpha(E) = 1$ normiert.

Wie in den Abbildungen ersichtlich, ist das Maximum des KRJ-Spektrums schmaler und ähnelt der Form einer Gauß-Verteilung. Im Gegensatz dazu hat das Maxwell-Boltzmann-Spektrum einen stärker asymmetrischen Verlauf, der einen höheren Beitrag im höherenergetischen Bereich hat. Diese Tatsache ist wichtig für die Ereignisrate der elastischen Neutrino-Proton-Streuung, zu der vor allem hochenergetische Neutrinos beitragen (siehe Abschnitt 6).

4. Analyse des zeitaufgelösten Flusses der Supernova Neutrinos

4.1. Methodik und Berechnung

Die Analyse des *zeitaufgelösten Flusses* erfolgte auf Datengrundlage der zeitabhängigen Luminositäten und mittleren Energien aus der Simulation der Basler Gruppe [2], die in Abschnitt 3.2 diskutiert wurden. Die Vorgehensweise zur Berechnung des Flusses in dieser Arbeit umfasste dabei drei wesentliche Schritte:

1. Extraktion der Daten aus der Simulation der Basler Gruppe.
2. Berechnung der zeitabhängigen Flüsse und emittierten Energien der einzelnen Neutrino flavors.
3. Gewichtung der zeitabhängigen Flüsse mit den zeitabhängigen spektralen Verläufen (vorgestellt in Abschnitt 3.3).

Die Grundlagen zur Berechnung der beiden letzten Schritte werden im Folgenden näher besprochen. Anschließend werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

Berechnung zeitaufgelöster Fluss: Der Fluss $F_{\alpha, \Delta t_i}$ pro Neutrino flavor α in Abhängigkeit von der Zeit ergab sich aus der Berechnung von

$$F_{\alpha, \Delta t_i} = \frac{1}{4\pi d^2} \cdot \frac{L_{\alpha, \Delta t_i} \cdot \Delta t_i}{\langle E \rangle_{\alpha, \Delta t_i}} \left[\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right]. \quad (3)$$

$L_{\alpha, \Delta t_i}$ stellt dabei die Luminosität eines Neutrino flavors α in dem betrachteten Zeitintervall (Zeit-Binning⁶) Δt_i dar. $\langle E \rangle_{\alpha, \Delta t_i}$ beschreibt die mittlere Neutrinoenergie im gleichen Zeitintervall und d den Abstand zur Supernova. In dieser Arbeit wurde von einer Entfernung der Supernova von 10 kpc ausgegangen. Durch das Produkt von Luminosität und Zeitintervall wird die von der Supernova ausgestrahlte Energie eines Neutrino flavors in diesem Zeitintervall berechnet. Es folgt daher für die gesamte emittierte Energie eines Neutrino flavors:

$$E_{tot, \alpha} = \sum_{\Delta t_i} L_{\alpha, \Delta t_i} \cdot \Delta t_i \quad [\text{erg}]. \quad (4)$$

⁶Binning: aus dem Engl., bedeutet Einteilung

Für die totale emittierte Energie der Supernova ergibt sich daraus:

$$E_{tot} = \sum_{\alpha} \sum_{\Delta t_i} E_{tot,\alpha} = \sum_{\alpha} \sum_{\Delta t_i} L_{\alpha,\Delta t_i} \cdot \Delta t_i \quad [\text{erg}]. \quad (5)$$

Durch Teilen mit der mittleren Energie des Neutrinosflavors wurde die Anzahl an emittierten Teilchen im Zeitintervall Δt_i erhalten. Der Fluss ergab sich schließlich durch Teilen mit einer Kugeloberfläche des Radius $d = 10$ kpc. Die Anzahl an Neutrinos in diesem Abstand folgte dann aus der Summe über die Zeitintervalle:

$$N_{\alpha,tot} = \sum_{\Delta t_i} F_{\alpha,\Delta t_i} = \sum_{\Delta t_i} \frac{1}{4\pi d^2} \cdot \frac{L_{\alpha,\Delta t_i} \cdot \Delta t_i}{\langle E \rangle_{\alpha,\Delta t_i}}. \quad (6)$$

Berechnung energie- und zeitabhängiger Fluss: Neben den Daten der Basler Gruppe wurden in dieser Arbeit die in Abschnitt 3.3 eingeführten Spektren verwendet. Diese hängen auch von der mittleren Energie der Neutrinos ab und wurden dementsprechend mit gebinnten $\langle E \rangle_{\alpha,\Delta t_i}$ gewichtet. Mittels der somit berechneten zeitabhängigen Spektren $\varphi_{\alpha,\Delta t_i}(E)$ konnte der zeitabhängige Fluss als Funktion der Energie der Supernova-Neutrinos bestimmt werden:

$$\left(\frac{dF}{dE} \right)_{\alpha,\Delta t_i} = \frac{1}{4\pi d^2} \cdot \frac{L_{\alpha,\Delta t_i} \cdot \Delta t_i}{\langle E \rangle_{\alpha,\Delta t_i}} \cdot \varphi_{\alpha,\Delta t_i}(E) \quad \left[\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{eV}} \right]. \quad (7)$$

Wie in Abschnitt 3.3 erwähnt, sind die spektrale Verteilung über $\int dE \cdot \varphi_{\alpha,\Delta t_i}(E) = 1$ normiert. Ebenso wie der Fluss, sind die Spektren zeitabhängig, da sie die mittleren Energien der einzelnen Neutrino flavor beinhalten. Aufgrund dessen ändert sich die Form des Spektrums je nach Verlauf der mittleren Energien. Dies bedeutet insbesondere, dass die Maxima der Spektren, sowie die Höhe des hochenergetischen Spektrumsbereichs variieren. Dies ist wichtig, da einzelne Kanäle in LENA im besonderen Maße von letzterem abhängen. Hierzu gehört beispielsweise der Kanal der elastischen Neutrino-Proton-Streuung, wie in Abschnitt 6 beschrieben.

4.2. Ergebnisse zu gebinnten Luminositäten und mittlere Energien

In Abb. 4 sind die gebinnten Luminositäten und mittleren Energien gezeigt, die aus den Daten der Basler Gruppe (Abb. 2) gewonnen wurden. Das Binning wurde wie folgt

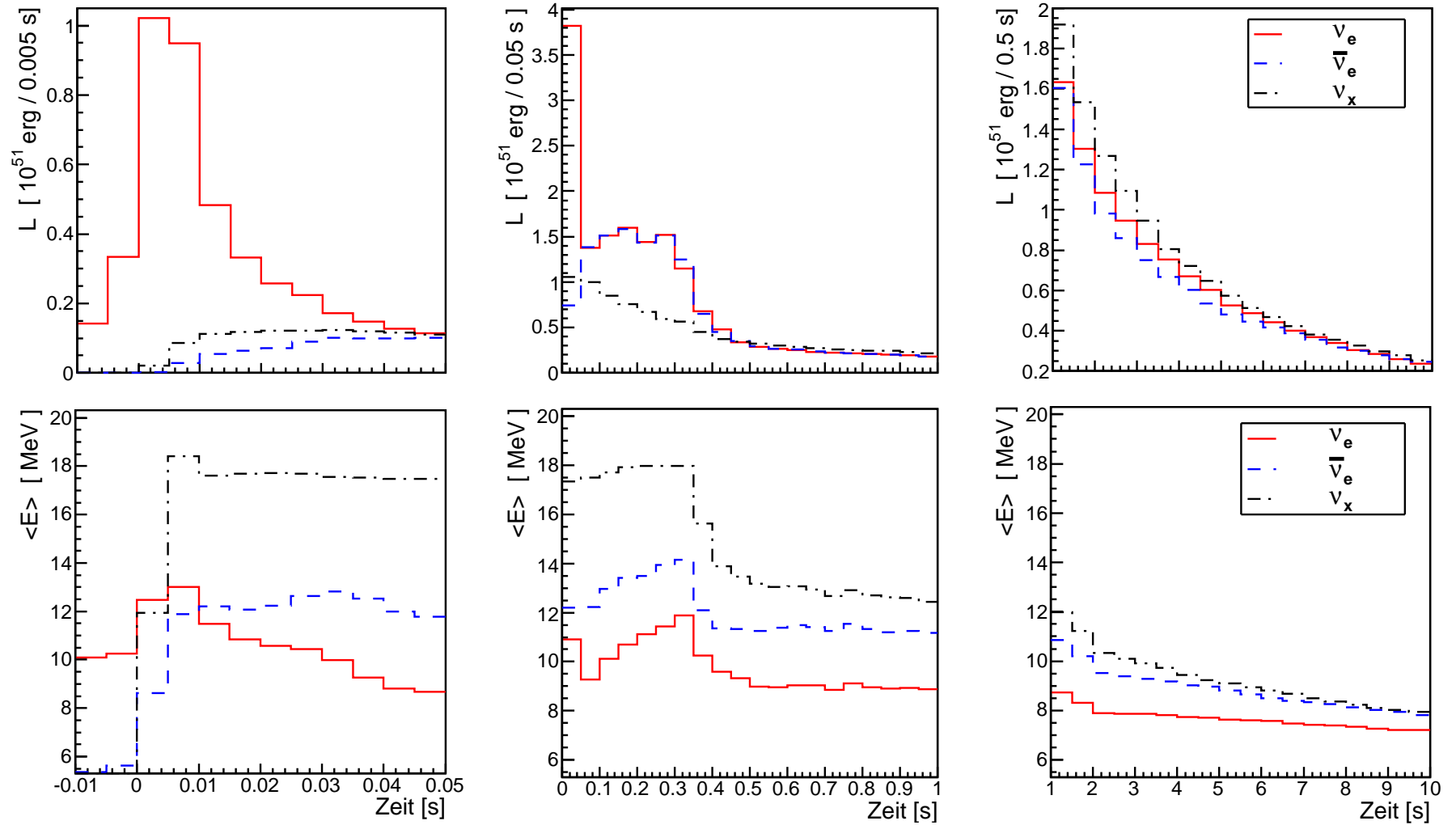


Abbildung 4: Gebinttes Neutrino-Signal einer Kernkollaps Supernova mit $10.8 M_{\odot}$ und einem Abstand von 10 kpc: Darstellung der Luminositäten und mittleren Energien im Zeitraum nach dem Kern-Bounce, angegeben im Inertialsystem eines entfernten Beobachters. Links: Neutronisations-Burst; Mitte: Akkretionsphase; Rechts: Abkühlphase.

gewählt: Im Zeitraum von $-0,01$ bis $0,05$ s, der Neutronisations-Burst-Phase, ergaben sich 12 Bins mit einer Breite von $\Delta t_1 = 0,005$ s. In der Akkretionsphase von $0 - 1$ s wurden das Signal in 20 Bins mit einer Breite von $\Delta t_2 = 0,05$ s eingeteilt. Diese Binbreite entsprach damit der zeitlichen Dauer des ersten Zeitraums ab dem Burst bei $t = 0$ s. Im letzten Zeitraum, der Abkühlphase von 1 bis 10 s nach dem Burst, wurden 18 Bins mit einer Binbreite von $\Delta t_3 = 0,5$ s verwendet. Für das Binning war es wichtig, dass die wesentlichen Strukturen des Supernova Signals deutlich zu erkennen waren. Gleichzeitig wurde der Übersichtlichkeit halber kein kleineres Binning verwendet.

Der *Neutronisations-Burst* ist in den Darstellungen des ersten Zeitabschnitts (links in Abb. 4) zu sehen. Im oberen Bild ist die Luminosität pro Binbreite und im unteren Bild die mittlere Energie der ν_e , $\bar{\nu}_e$ und der ν_x -Neutrinos dargestellt. Der Neutronisations-Burst, begleitet von der Freisetzung einer großen Anzahl von Elektronneutrinos, startet bei $t = 0$ s und endet bei ca. $t = 15$ ms. Durch die Binbreite von $0,005$ s bedingt, liegt die Spitzen-Luminosität bei $L \approx 1 \times 10^{51}$ erg/ $0,005$ s. Wie schon im gleichen Bild zu erkennen, werden erst ab $t = 0$ s $\bar{\nu}_e$ und ν_x -Neutrinos freigesetzt. Dies äußert sich auch durch das sprunghafte Ansteigen von deren mittleren Energien auf ein Niveau von $\langle E \rangle_{\nu_x} \approx 17$ MeV und $\langle E \rangle_{\bar{\nu}_e} \approx 12,5$ MeV.

Im zweiten Zeitabschnitt, der *Akkretionsphase*, ist im ersten Bin für L_{ν_e} und $\langle E \rangle_{\nu_e}$ der Effekt des Neutronisations-Bursts zu sehen. Dabei wird deutlich, wie hoch die Emission der Elektronneutrinos in der kurzen Phase des Bursts im Vergleich zur thermischen Emission der Neutrinos in der Akkretionsphase ist. Die Luminositäten der ν_e und $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos folgen anschließend dem gleichen Verlauf. Die ν_x -Luminosität sinkt direkt.

Die mittleren Energien steigen während der Akkretions-Phase von $\langle E \rangle_{\nu_e} \approx 9$ MeV auf ca. 12 MeV, von $\langle E \rangle_{\bar{\nu}_e} \approx 12$ MeV auf ca. 14 MeV und von $\langle E \rangle_{\nu_x} \approx 17$ MeV auf ca. 18 MeV. Die Energien der ν_x -Neutrinos sind somit fast um einen Faktor zwei größer als die der Elektronneutrinos. Auch die in Abschnitt 3.2 erläuterte Hierarchie der mittleren Energien stellt sich hier wieder ein. Wie in Abschnitt 3.2 erklärt, zündet bei $t = 350$ ms die Explosion der Supernova. Dies äußert sich hier in der Abnahme der mittleren Energien und Luminositäten.

Der letzte Zeitraum, die *Abkühlphase*, ist durch stetiges Sinken der Luminositäten charakterisiert. Die mittleren Energien sinken auf das Niveau von ca. 8 MeV.

4.3. Ergebnisse der integrierten Luminositäten

Durch Integration der gebintten Luminositäten über die Zeit nach Formel (4) wurde die Energie berechnet, welche pro Zeitbin und Flavor von der Supernova (Abb. 2) ausgestrahlt wurde. Tabelle 1 zeigt die Energien in den Zeitabschnitten von 0 bis 0,005 s, 0,005 bis 1 s und 1 bis 10 s.

Energie [erg]	Zeitraum		
	0–0,05 s	0,05–1 s	1–10 s
E_{ν_e}	$0,41 \times 10^{52}$	$1,62 \times 10^{52}$	$1,15 \times 10^{52}$
$E_{\bar{\nu}_e}$	$0,07 \times 10^{52}$	$1,31 \times 10^{52}$	$1,07 \times 10^{52}$
E_{ν_x}	$0,44 \times 10^{52}$	$3,64 \times 10^{52}$	$5,12 \times 10^{52}$
E_{Sum}	$0,92 \times 10^{52}$	$6,57 \times 10^{52}$	$7,34 \times 10^{52}$
$E_{tot,0-10s}$	$1,48 \times 10^{53}$		

Tabelle 1: Integrierte Luminositäten der Supernova: Angegeben pro Flavor im jeweiligen Zeitraum, summiert über alle Flavor im jeweiligen Zeitraum, und summiert über alle Zeiten und Flavor. E_{ν_x} umfasst Energien aller vier ν_x -Neutrinos.

Demnach ergibt sich die totale Energie der emittierten Neutrinos der Supernova

$$E_{tot,0-10\text{ s}} \approx 1,5 \times 10^{53} \text{ erg.}$$

Dies ist nur die Hälfte der Energie einer „Standard“-Supernova mit 3×10^{53} erg [3,15]. Ein Grund dafür sind die kleinen Luminositäten, wie die Basler Gruppe in ihrer Simulation herausfand [4].

Der Zeitraum des Neutronisations-Burst wurde anhand der Abb. 4 auf 15 ms festgelegt. Es ergab sich damit eine freigesetzte Energie von

$$E_{Burst,\nu_e} = 4,45 \times 10^{51} \text{ erg.}$$

Dies entspricht 1,7% der gesamten freigesetzten Energie durch Neutrinos.

4.4. Ergebnisse zum zeitabhängigen Fluss

Der zeitabhängige Fluss wurde auf Grundlage von Gleichung (3) berechnet und ist in den Abb. 5 - 7 dargestellt. Im Anhang A sind die Ergebnisse tabellarisch aufgeführt. In Tabelle 2 ist die Anzahl an Neutrinos pro Flavor und Zeitraum in den Zeitabschnitten 0 bis 0.05 s, 0.05 bis 1 s und 1 bis 10 s aufgelistet, welche über Gleichung (6) ermittelt wurde.

Neutrinos [cm ⁻²]	Zeitraum		
	0–0,05 s	0,05–1 s	1–10 s
N _{ν_e}	1,74 × 10 ¹⁰	5,09 × 10 ¹⁰	7,61 × 10 ¹⁰
N _{ν̄_e}	3,00 × 10 ⁹	4,99 × 10 ¹⁰	6,1 × 10 ¹⁰
N _{ν_x}	1,25 × 10 ¹⁰	1,12 × 10 ¹¹	2,72 × 10 ¹¹
N _{Sum}	3,29 × 10 ¹⁰	2,13 × 10 ¹¹	4,09 × 10 ¹¹
N _{tot,0–10s}	6,54 × 10 ¹¹		

Tabelle 2: Anzahl Neutrinos nach Integration über Zeiträume. N_{ν_x} beinhaltet alle vier ν_x-Neutrinos.

Abb. 5 zeigt den Fluss während des *Neutronisations-Bursts*. Man beobachtet, dass der ν_e-Fluss schnell ansteigt und anschließend wieder sinkt. Der maximale Fluss der ν_e-Neutrinos beträgt ca. 4,5 × 10⁹/(cm² · 0.005 s). Neben dem Fluss der ν_e-Neutrinos trägt auch der Fluss der ν_x-Neutrinos maßgeblich zum Gesamtfluss dieser Phase bei. So werden insgesamt 1,74 × 10¹⁰ ν_e-Neutrinos und 1,25 × 10¹⁰ ν_x-Neutrinos während des Bursts emittiert. Der ν̄_e-Fluss hingegen ist um ca. eine Größenordnung kleiner.

In Abb. 6 ist der Fluss während der *Akkretions-Phase* dargestellt. Er entspricht im Wesentlichen dem Verlauf der Luminositäten in Abb. 4. Der Effekt der finalen Explosion bei t = 350 ms wird hier allerdings nicht durch einen abrupten Fall des Flusses deutlich. Stattdessen sinkt der ν_e-Fluss von ca. 8 × 10⁹/(cm² · 0,05 s) über einen größeren Zeitraum von 400 ms auf ein Niveau von ca. 1 × 10⁹/(cm² · 0,05 s). Der Fluss der ν̄_e-Neutrinos entspricht ungefähr dem Niveau des ν_e-Flusses. Der ν_x-Fluss trägt mit 1,12 × 10¹¹ emittierten Neutrinos in dieser Phase am meisten zum Gesamtfluss bei, obwohl er schon mit Beginn der Akkretions-Phase anfängt zu sinken.

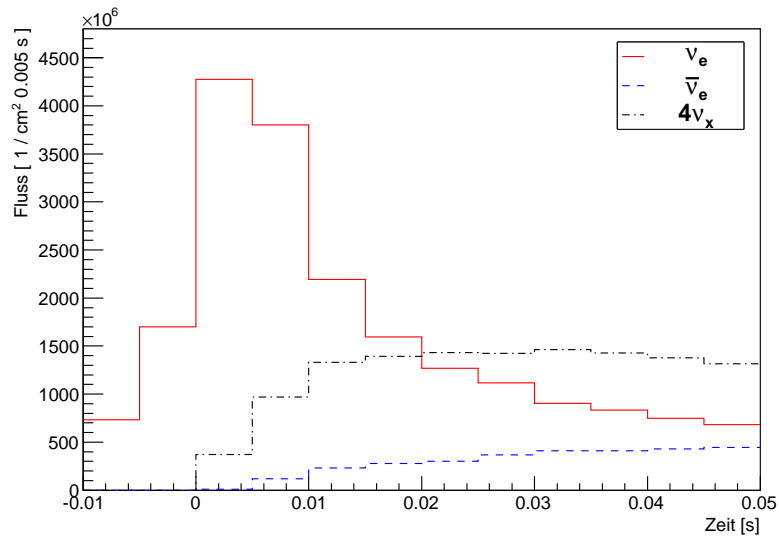


Abbildung 5: Darstellung des zeitabhängigen Flusses während der Neutronisations-Burst-Phase. Der Fluss der ν_x -Neutrinos ist mit einem Faktor 4 gewichtet worden, da der 4 Neutrino flavor repräsentiert.

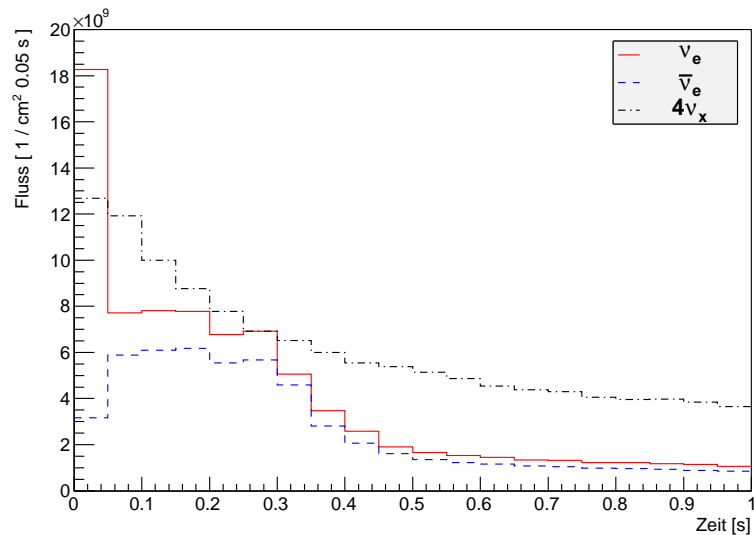


Abbildung 6: Darstellung des zeitabhängigen Flusses während der Akkretions-Phase. Der Fluss der ν_x -Neutrinos ist mit einem Faktor 4 gewichtet worden, da der 4 Neutrino flavor repräsentiert.

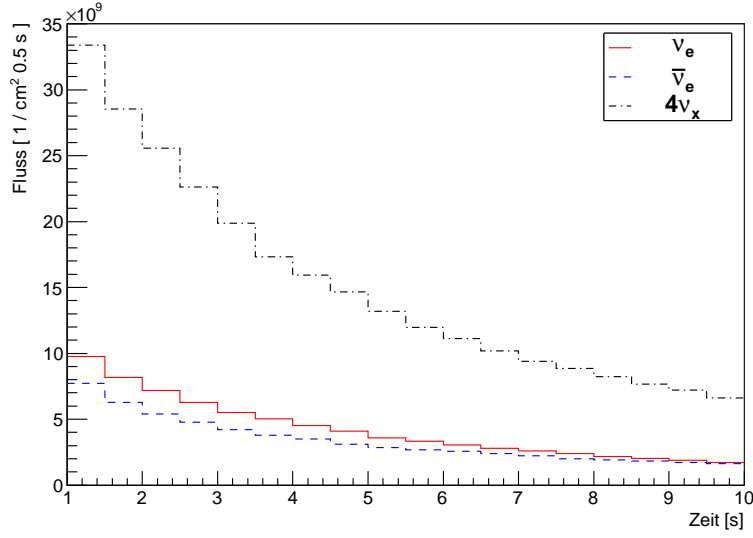


Abbildung 7: Darstellung des zeitabhängigen Flusses während der Abkühlphase. Der Fluss der ν_x -Neutrinos ist mit einem Faktor 4 gewichtet worden, da der 4 Neutrino flavor repräsentiert.

Die *Abkühlphase* ist wie bei den Luminositäten aus Abb. 4 durch ein Sinken aller Flüsse gekennzeichnet. Dabei haben die ν_x -Neutrinos den größten Beitrag zum Fluss.

Im Vergleich der summierten Flüsse wird deutlich, dass der Großteil der Neutrinos und somit der Großteil der Energie in der Abkühlphase emittiert wird. Ca. 5% der Gesamtemission fällt in die Neutronisations-Burst-Phase, ca. 32% in die Akkretionsphase und ca. 63% in die Abkühlphase. Davon tragen die ν_x Neutrinos mit ca. 60% den größten Anteil. Ca. 18% des Flusses entfällt auf die $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos und 22% auf die ν_e -Neutrinos. Insgesamt ergibt sich für eine Supernova mit einer Energie von $E_{tot} = 1.5 \times 10^{53}$ erg in 10 kpc Entfernung eine Anzahl von

$$N = 6,54 \times 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$$

emittierten Neutrinos.

5. Kanäle in LENA

Neben der elastischen Proton-Neutrino-Streuung (Abschnitt 6) gibt es fünf weitere Kanäle in LENA, welche im Folgenden im Hinblick auf deren Wirkungsquerschnitte kurz vorgestellt werden. Anschließend werden die integrierten Ereignisraten für eine Supernova mit einer emittierten Energie $E_{tot} = 3 \times 10^{53}$ erg und Abstand von 10 kpc nach [3] kurz vorgestellt. Zuletzt wird das Programm SNoWGLoBES beschrieben, mit dem die Berechnungen der zeitabhängigen Ereignisraten der hier beschriebenen Kanäle erfolgte.

5.1. Wechselwirkungen

Elastische Neutrino-Elektron-Streuung: Die elastische Neutrino-Elektron-Streuung $\nu + e \rightarrow \nu + e$ umfasst Wechselwirkungen des neutralen (NC) Stroms. In diesem Kanal sind alle Neutrino-Flavors beteiligt. Die Wirkungsquerschnitte, welche in Tabelle 3 aufgeführt und in Abb. 8 dargestellt sind, verlaufen linear mit der Neutrinoenergie. Dabei tritt bei der Streuung der Elektroneneutrinos ν_e ein größerer Wirkungsquerschnitt auf, da diese zusätzlich zu den NC- auch CC-Reaktionen eingehen. Für diesen Kanal muss zudem keine intrinsische Energieschwelle überwunden werden, da die Eingangsprodukte identisch mit den Endprodukten sind.

Inverser Beta-Zerfall: Der inverse Beta-Zerfall (IBD⁷) $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ wird in LENA auch als „goldener Kanal“ bezeichnet, da er den größten Wirkungsquerschnitt aufweist (siehe Tabelle 4 und Abb. 8). Nach dem Einfang von $\bar{\nu}_e$ durch freie Protonen wird ein Positron und ein Neutron erzeugt. Letzteres wird mit Verzögerung von einem freien Proton unter der Freisetzung von Bindungsenergie (2,2 MeV) eingefangen. Mit diesem Kanal können daher die $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos der Supernova nachgewiesen werden. Ebenso wie bei der elastischen Neutrino-Proton-Streuung (Abschnitt 6) verläuft der Wirkungsquerschnitt quadratisch mit der Neutrinoenergie.

Reaktionen mit Kohlenstoff: Die Neutrinos können mit dem Kohlenstoffisotop ^{12}C über zwei CC-Reaktionen und eine NC-Reaktion in Wechselwirkung treten: Die NC-Reaktion

⁷Aus dem Engl.: Inverse Beta Decay

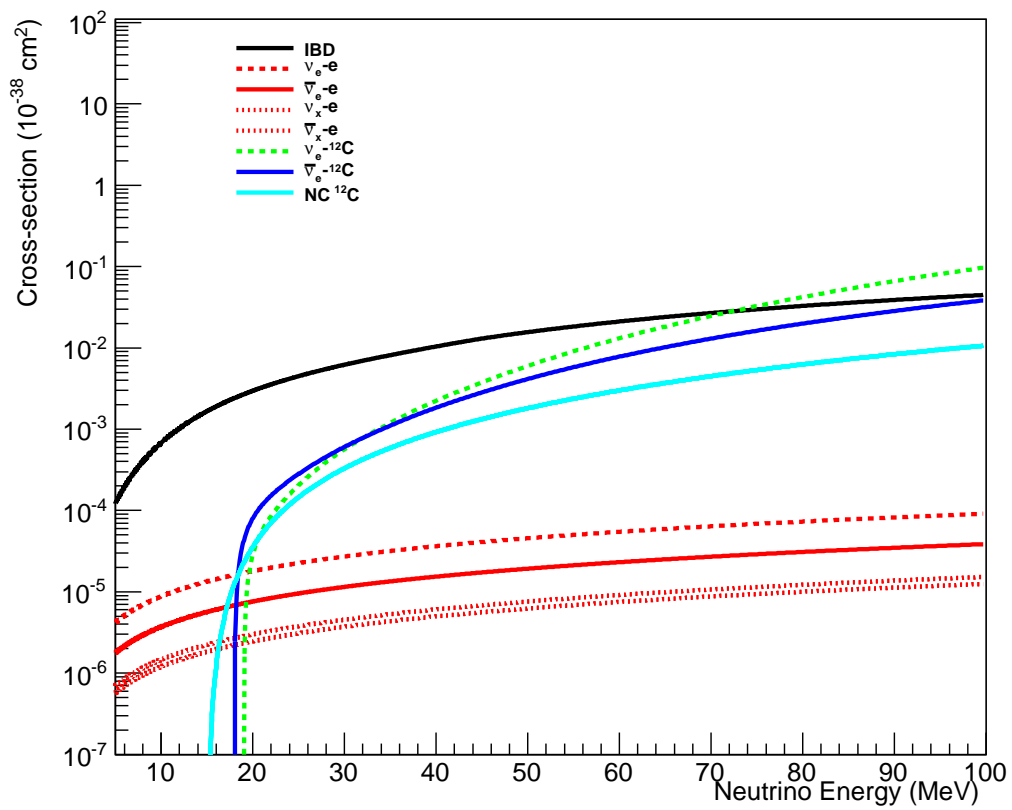


Abbildung 8: Darstellung der Wirkungsquerschnitte als Funktion der Neutrinoenergie in Szintillator nach [12]. Es fehlt der Wirkungsquerschnitt der elastischen Neutrino-Proton-Streuung.

besteht in der elastischen Streuung der Neutrinos an dem Kohlenstoffnukleon $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu + {}^{12}\text{C}^*$, bei dem das Isotop angeregt wird und sich anschließend unter γ -Emission (bei 15.11 MeV) abregt. Diese Wechselwirkung wird von allen Neutrino flavors durchgeführt. Die CC-Reaktionen werden hingegen nur von den ν_e und $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos eingegangen. Dabei werden diese vom Kohlenstoff durch $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + {}^{12}\text{N}$ sowie $\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^+ + {}^{12}\text{B}$ eingefangen. Alle Neutrino-kohlenstoff-Kanäle zeichnen sich außerdem dadurch aus, dass sie eine relativ hohe Energieschwellen von 15,11 MeV bis 17.34 MeV besitzen. Die Wirkungsquerschnitte steigen mit zunehmender Neutrinoenergie (Abb. 8).

Kanal	Typ	Energieschwelle [MeV]	$\sigma_{tot}(E_\nu)$ [10^{-44} cm^2]
$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$	NC/CC	–	$0,92 \cdot E_\nu$
$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$	NC	–	$0,38 \cdot E_\nu$
$\nu_x e^- \rightarrow \nu_x e^-$	NC	–	$0,16 \cdot E_\nu$
$\bar{\nu}_x e^- \rightarrow \bar{\nu}_x e^-$	NC	–	$0,13 \cdot E_\nu$
$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$	CC	1,8	$9,5(E_\nu - 1,29)^2$
$\nu_e {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- {}^{12}\text{N}$	CC	17,34	$28,7^*$
$\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C} \rightarrow e^+ {}^{12}\text{B}$	CC	13,37	$71,1^*$
$\nu {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu {}^{12}\text{C}^*$	NC	15,11	$30,2^*$
$\bar{\nu} {}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\nu} {}^{12}\text{C}^*$	NC	15,11	$27,9^*$

Tabelle 3: Übersicht der Wirkungsquerschnitte der Kanäle in LENA nach [14]. Art der WW bezeichnet die Art des ausgetauschten Stroms (neutral oder geladen) und $\sigma_{tot}(E_\nu)$ den Wirkungsquerschnitt. Die mit * markierten Wirkungsquerschnitte sind für 20 MeV Neutrinoenergie angegeben.

5.2. Zeitintegrierte Ereignisraten

Für eine Supernova mit einer emittierten Energie $E_{tot} = 3 \times 10^{53}$ erg und Abstand von 10 kpc sind die zeitintegrierten Ereignisraten erstellt in Tabelle 4 aufgelistet [3]. Diese Ereignisraten wurden über die gesamte Dauer der Supernova für verschiedene mittlere Ener-

Kanal	Typ	Ereignisse für $\langle E_\nu \rangle$		
		12 MeV	14 MeV	16 MeV
IBD	CC	1.1×10^4 (79%)	1.3×10^4 (72%)	1.5×10^4 (66%)
νp	NC	1.3×10^3 (9%)	2.6×10^3 (15%)	4.4×10^3 (20%)
νe	NC	6.2×10^2 (5%)	6.2×10^2 (3%)	6.2×10^2 (3%)
$\nu {}^{12}\text{C}$	NC	6.0×10^2 (4%)	1.0×10^3 (6%)	1.5×10^3 (7%)
$\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$	CC	1.8×10^2 (2%)	2.9×10^2 (2%)	4.2×10^2 (2%)
$\nu_e {}^{12}\text{C}$	CC	1.9×10^2 (1%)	3.4×10^2 (2%)	5.2×10^2 (2%)
Summe		1.4×10^4	1.8×10^4	22.5×10^4

Tabelle 4: Zeitintegrierte Ereignisrate einer Supernova mit $E_{tot} = 3 \times 10^{53}$ erg und Abstand 10 kpc nach [3]. ν steht für Neutrino- und Antineutrino-Flavor. In Klammern sind die Anteile am Gesamtsignal angegeben.

gien $\langle E_\nu \rangle = 12, 14$ und 16 MeV der Neutrinos ermittelt. Es wurde dabei angenommen, dass die Neutrinos mit dem in dieser Arbeit verwendeten Maxwell-Boltzmann-Spektrum emittiert werden (siehe Abschnitt 3.3). Die Gesamtenergie ist mit $E_{tot} = 0,5 \times 10^{52}$ erg zu gleichen Teilen auf die einzelnen Neutrino-Flavor verteilt.

Anhand der zeitintegrierten Werte ist zu sehen, dass der IBD-Kanal die höchste Ereignisrate aller Kanäle in der Größenordnung von 10^4 Ereignissen und einen Anteil am Gesamtsignal von 66% bis 79% aufweist. Der νp -Kanal folgt dem IBD Kanal mit $1,3 - 4,4 \times 10^3$ Ereignissen. Er zeigt eine starke Abhängigkeit von der mittleren Energie. Wie der Tabelle 4 zu entnehmen ist, kommt für diesen Kanal eine Erhöhung der mittleren Energie um 2 MeV ungefähr einer Verdoppelung der Ereignisrate und des Anteils am Gesamtsignal gleich. Die Abhängigkeit des IBD von der mittleren Energie ist weniger stark ausgeprägt.

Der Kanal der elastischen νe -Streuung zeigt sich unabhängig von einem Anstieg der mittleren Energie der Neutrinos. Die Ereignisraten und Anteile am Gesamtsignal der NC- $\nu^{12}\text{C}$ -Wechselwirkung steigen wiederum mit der Erhöhung der mittleren Energie an. Ersteres ist auch bei den CC- $\nu^{12}\text{C}$ -Wechselwirkung der Fall, allerdings vergrößert sich deren Gesamtbeitrag zum Signal nicht.

Schließlich zeigen die zeitintegrierten Ereignisraten, dass die Anteile des IBD am Gesamtsignal für höhere mittlere Energien sinken, während die Anteile aller anderen Kanäle entweder gleich bleiben oder steigen.

5.3. Berechnung der Ereignisraten der Kanäle mit SNOwGLOBES

Die Berechnung der zeitabhängigen Ereignisraten der in diesem Kapitel genannten Kanäle wurden mit Hilfe von SNOwGLOBES⁸ durchgeführt [12]. Die Berechnung der Ereignisrate der elastischen Neutrino-Proton-Streuung ist ausführlich im Kapitel 6 zu finden.

Bei SNOwGLOBES handelt es sich um ein Programm, das Ereignisraten auf Grundlage von vorgegebenen Detektorkonfigurationen, im Falle dieser Arbeit für 50 kt Szintillator, durch Faltung von Flüssen mit Wirkungsquerschnitten und Energieauflösungen berechnet (Abb. 9). Die von SNOwGoBES verwendete Energieauflösung beträgt $\sigma/E = 7\%/\sqrt{E \text{ MeV}}$ [12]. SNOwGLOBES kann die Ereignisraten des inversen Beta-Zerfalls, der Neutrino-Elektron-Streuung und der Reaktionen mit Kohlenstoff berechnen. Der Kanal der Neutrino-Proton-Streuung hingegen ist nicht in das Programm integriert und wurde separat ausgewertet (Abschnitt 6).

Zur Berechnung der Ereignisraten wurde die von K. Scholberg in SNOwGLOBES bereitgestellten Skripte *Supernova.pl* und *make_event_table.pl* verwendet [12]. Dabei wurden die in Abschnitt 4.4 erstellten Flüsse $(dF/dE)_{\Delta t_i}$ benutzt, um mit Hilfe der Skripte die Ereignisraten $N_{\Delta t_i}$ der einzelnen Zeitbins zu erstellen.

Die Detektor-Konfigurationen für Szintillator wurden auf Grundlage der Angaben in [3] an den Szintillatortyp LAB⁹ angepasst. SNOwGLOBES verwendet zur Normalisierung unterschiedlicher Targets im Detektor einen Faktor, welcher aus dem Quotienten von Referenz-Targets zur atomaren Masse des Szintillators besteht. Im Falle von Szintillator stellen die freien Protonen das Referenz-Target dar, d.h. in LAB mit der chemischen Verbindung C₁₈H₃₀ gibt es 18 freie Protonen auf eine Masse von 241 g/mol [3] und somit einen Normalisierungsfaktor von 30/241. Alle Reaktionskanäle wurden in Hinblick auf das Referenz-Target gewichtet. Stehen beispielsweise für einen Kanal nur halb so viele Targets wie Referenz-Targets zur Verfügung, erhält dieser Kanal eine Gewichtung mit Faktor dem

⁸SNOwGLOBES: SuperNova Observatories with GLOBES

⁹LAB steht für Linear-Alkyl-Benzene, eine Kohlenwasserstoffverbindung.

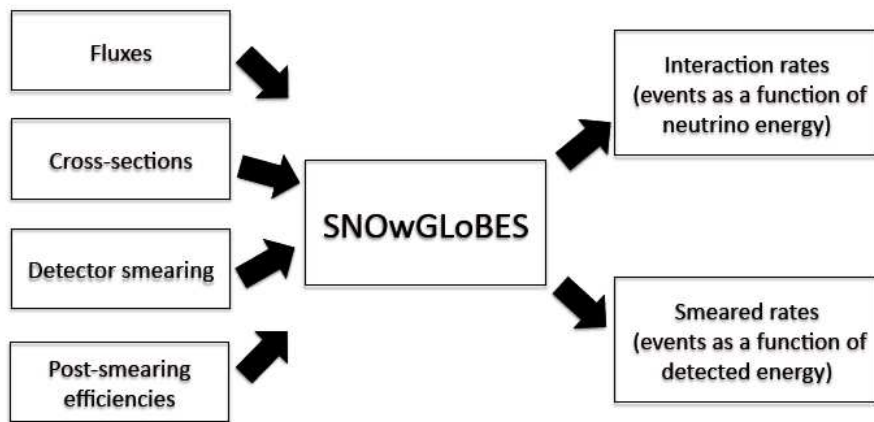


Abbildung 9: Übersicht des Datenflusses von SNOWGLOBES nach [12]: Auf der linken Seite sind die Eingangsdateien und auf der rechten Seite die Ausgangsdateien dargestellt. Bei „Smeared Rates“ handelt es sich um Raten unter Einbezug der Energieauflösung des Detektors.

0,5. Die Detektor-Konfigurationen sind in Tabelle 5 dargestellt.

Target	Dichte in LAB [1/m ³]	Gewichtungsfaktor
Freie Protonen	$6,6 \times 10^{28}$	1,0
C-Nukide	$4,0 \times 10^{28}$	0,61
Elektronen	$3,0 \times 10^{29}$	4,6

Tabelle 5: Detektor-Konfigurationen für LAB in SNOwGLoBES: In der rechten Spalte sind die verwendeten Gewichtungsfaktoren der einzelnen Targets aufgelistet. Die Dichten wurden [3] entnommen.

6. Analyse des Neutrino-Proton-Streuung-Kanals

6.1. Der Neutrino-Proton-Kanal

Die elastische Neutrino-Proton Streuung (νp -Streuung) findet unter Austausch eines neutralen Stroms (NC) statt und besitzt nach dem inversen Beta-Zerfall die zweithöchste Ereignisrate in LENA. Dies macht den νp -Kanal einzigartig im Vergleich zu allen anderen Kanälen, die ebenfalls unter Austausch eines neutralen Stroms stattfinden.

Die Ereignisrate des νp -Kanals hängt empfindlich von der unteren Energieschwelle des Detektors ab. Grund hierfür ist das so genannte „Quenching¹⁰“, welches die Lichterzeugung der νp -Streuung im Szintillator stark verringert. Dennoch ist es gerade eine Stärke von LENA, dass dieser Kanal aufgrund der niedrigen Energieschwelle sehr hohe Ereignisraten aufweist. So liegt beispielsweise die Schwelle in der Szintillatormischung LAB bei nur ca. 200 keV, bedingt durch den radioaktiven ¹⁴C-Zerfall [14].

Insbesondere erlaubt der νp -Kanal die Messung der ν_x -Neutrinos (ν_x umfasst die ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ und $\bar{\nu}_\tau$ -Neutrinos), welche nur unter Austausch des neutralen Stroms wechselwirken. Die Messung des ν_x -Flusses ist beispielsweise zur Bestimmung der emittierten Energie durch Neutrinos der Supernova von Bedeutung oder, um Informationen zum Flavor-Mixing zu erhalten [2, 3].

Im Folgenden wird zunächst näher auf die theoretischen Grundlagen der νp -Wechselwirkung eingegangen. Dabei werden die Wirkungsquerschnitte und physikalischen Eigen-

¹⁰Quenching: Aus dem Engl., bedeutet stark verringern

schaften, sowie das Quenching erläutert. Anschließend wird die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Berechnung des Ereignisspektrums des νp -Kanals beschrieben.

6.2. Theoretische Grundlagen

Wirkungsquerschnitte und physikalische Eigenschaften: Die elastische Neutrino-Proton-Streuung findet unter Austausch eines neutralen Stroms, das heißt eines Z^0 -Bosons statt. Beim Zusammenstoß eines Neutrinos mit einem freien Proton im Szintillator wird Energie übertragen. Der maximale kinetische Energieübertrag findet beim Rückstoß des Neutrinos um 180° statt. Dies ergibt als Funktion der Neutrinoenergie E_ν

$$T_{max} = \frac{2E_\nu^2}{m_p + 2E_\nu} \approx \frac{2E_\nu^2}{m_p}, \quad (8)$$

wobei m_p die Protonenmasse bezeichnet [1]. Das einfallende Neutrino wird mit der Energie E_ν – also der Eingangsenergie – zurückgestoßen, wodurch ein Energieübertrag von $2E_\nu$ zustande kommt. Der minimale Energieübertrag beträgt $T_{min} = 0$.

Der *differentielle Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/dT$ als Funktion der Neutrinoenergien E_ν und der Proton-Rückstoßenergie T ergibt sich zu [2, 13]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dT}(E_\nu, T) &= \frac{G_F m_p}{\pi} \cdot \left[\left(1 - \frac{m_p T}{2E_\nu^2}\right) \cdot c_V^2 + \left(1 + \frac{m_p T}{2E_\nu^2}\right) \cdot c_A^2 \right] \\ &= \frac{4,83 \times 10^{-42} \text{cm}^2}{\text{MeV}} \cdot \left(1 + 466 \frac{T}{E_\nu^2}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Dabei ist $d\sigma/dT$ in nullter Ordnung von E_ν/m_p angegeben. G_F repräsentiert die Fermi-Konstante¹¹, m_p die Protonenmasse und c_V sowie c_A die Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten des neutralen Stroms. Sie haben die Werte $c_V = 0,04$ und $c_A = 1,27/2$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist außerdem proportional zum Proton-Rückstoß-Spektrum, daher wird im Folgenden auch von Letzterem die Rede sein.

Das Proton-Rückstoß-Spektrum, das heißt der differentielle Wirkungsquerschnitt, ist in Abb. 10 für drei unterschiedliche Neutrino-Energien gezeigt. Wie zu erkennen, steigt das Spektrum linear mit der Rückstoßenergie der Protonen an, bis es mit Erreichen der maximalen Proton-Rückstoß-Energie (8) abrupt abfällt. Das Maximum befindet sich für

¹¹ $G_F/(\hbar c)^2 = 1,6637(1) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ [11]

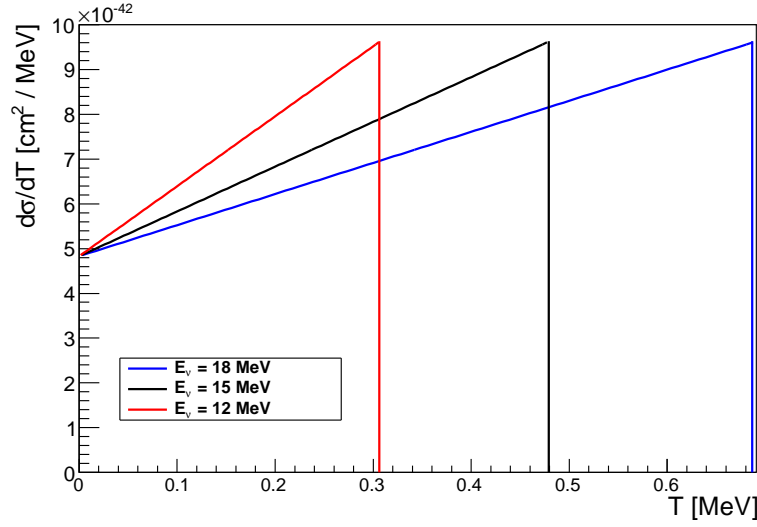


Abbildung 10: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Neutrino-Proton-Streuung als Funktion der Rückstoßenergie der Protonen. Angegeben für drei verschiedene Neutrino-energien.

alle Neutrino-Energien auf gleicher Höhe, was durch Einsetzen von (8) in (9) ersichtlich ist.

Durch Integration über das Energieintervall $[0, T_{max}]$ erhält man den *totalen Wirkungsquerschnitt*:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot} &= \frac{G_F^2 E_\nu^2}{\pi} \cdot (c_V^2 + 3c_A^2) \\ &= (0,32 \times 10^{-44} \text{ cm}^2) \cdot E_\nu^2.\end{aligned}\quad (10)$$

Dieser verhält sich quadratisch mit steigender Neutrinoenergie. Im Vergleich mit der Elektron-Neutrino-Streuung ergibt sich

$$\frac{\sigma_{tot}(\nu_x + e^-)}{\sigma_{tot}(\nu_x + p)} \approx \frac{G_F^2 E_\nu m_e}{G_F^2 E_\nu^2} \approx \frac{m_e}{E_\nu} \approx 10^{-2}, \quad (11)$$

im Energiebereich von LENA [2]. Somit ist der νp -Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 100 größer als der Wirkungsquerschnitt der Neutrino-Elektron-Streuung, dem NC-Kanal mit der zweitgrößten Ereignisrate [3].

Protonen-Quenching im Szintillator: Im Szintillator sind niederenergetische Protonen nach dem Rückstoß dem so genannten Quenching ausgesetzt und verlieren durch Ionisati-

on Energie. Quenching bedeutet dabei, dass die Lichterzeugung der Protonen im Szintillator kleiner ist, als die Lichterzeugung eines Elektrons mit gleicher Energie. Dies bedeutet, dass die tatsächlich gemessene Proton-Energie im Detektor nicht der Rückstoßenergie der Protonen entspricht, sondern dass die Energie dem Quenching entsprechend verringert wurde.

Der durch das Quenching zustande kommende Energieverlust pro Einheitslänge dT'/dx wird durch das Birksche Gesetz [8] beschrieben:

$$\frac{dT'}{dx} = \frac{dT/dx}{1 + k_B(dT/dx)} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}^2} \right]. \quad (12)$$

T' stellt hier die sichtbare Energie nach dem Quenching dar, T die Proton-Rückstoß-Energie und k_B die empirisch ermittelte Birks-Konstante. In dieser Arbeit wurde $k_B = 0,010$ angenommen, was Messungen aus dem BOREXINO-Experiment entspricht [2]. Für niedrige Werte von dT/dx kann das Quenching vernachlässigt werden. Für niederenergetische Protonen hingegen beträgt $dT/dx \approx 100 \text{ MeV/cm}$, wodurch sich das Quenching stark auf die Protonen auswirkt. Für weiter wachsende dT/dx strebt das Quenching einem konstanten Wert entgegen [1].

In Abb. 11 ist T' als Funktion von T gezeigt. Die Funktion ergibt sich auf Grundlage von Messungen des Energieverlustes [5] und durch die Integration von (12):

$$T'(T) = \int_0^T \frac{dT}{1 + k_B(dT/dx)}. \quad (13)$$

T' hat zunächst einen nichtlinearen Verlauf, wächst für große Energien T jedoch linear an. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Lage der Detektionsschwelle der sichtbaren Energie bei 200 keV. So korrespondiert diese mit einer Rückstoßenergie des Protons von ca. 1,25 MeV. Bedingt durch das Spektrum der einfallenden Neutrinos und dem geringen Energieübertrag an die viel schwereren Protonen, decken letztere nach dem Stoß (Gleichung (8)) einen Energiebereich von ca. 0 – 5 MeV ab.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass die Protonenergie – je nach Stoßwinkel mit dem einfallenden Neutrino – stark variieren kann. Um eine Rückstoßenergie von $T = 1,25 \text{ MeV}$ zu erzeugen, folgt aus Gleichung (8), dass das Proton von einem Neutrino der Energie $E_\nu > 24 \text{ MeV}$ gestoßen worden ist. Dies bedeutet, dass alle Neutrinos mit kleineren Energien als 24 MeV unter die Energieschwelle des Detektors fallen. Eine

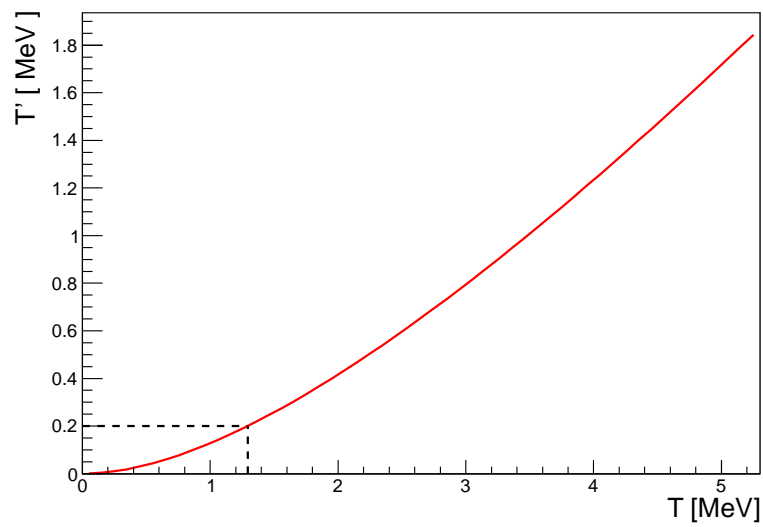


Abbildung 11: Energie nach Quenching als Funktion der Proton-Rückstoßenergie, basierend auf empirischen Messungen des Energieverlustes dT/dx von Protonen in Szintillator. Der Energiebereich der x-Achse spiegelt ungefähr den der Protonen nach dem Stoß wieder. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Lage der Detektionsschwelle der sichtbaren Energie bei 200 keV.

niedrige Schwelle im Detektor ist aus diesem Grund für den νp -Kanal von sehr großer Bedeutung. Gleichzeitig wird somit deutlich, dass der hochenergetische Beitrag im Spektrum der Neutrinos für die Ereignisrate des νp -Signals in LENA entscheidend ist.

6.3. Berechnung der Ereignisrate der Neutrino-Proton-Streuung

Um die Ereignisrate der elastischen Neutrino-Proton-Streuung in LENA zu erhalten, musste das oben erwähnte Quenching, sowie die Energieauflösung des Detektors in Betracht gezogen werden. Hierfür wurde eine Matrix – die so genannte „Schmiermatrix“ – erstellt, die diese Eigenschaften beinhaltet. Mit Hilfe dieser Matrix wurde das einfallende Spektrum der Neutrinos in das tatsächlich sichtbare Spektrum im Detektor übersetzt. Hieraus folgte dann die Ereignisrate. Zur Erstellung der Matrix wurde zunächst das Protonenspektrum nach dem Quenching $d\sigma/dT'$ ermittelt. Anschließend wurde dieses Spektrum durch lokale Faltung mit einer Poisson-Verteilung verschmiert, um die Energieauflösung des Detektors wiederzugeben.

Protonenergie nach Quenching: Das Protonenspektrum nach dem Quenching konnte aus dem Rückstoß-Spektrum (9) durch Variablentransformation $T \rightarrow T'$ analytisch ermittelt werden:

$$\frac{d\sigma}{dT'}(E_\nu, T') = \frac{d\sigma}{dT} \cdot \frac{dT}{dT'}, \quad (14)$$

wobei E_ν die Neutrino-Energie und $d\sigma/dT$ das Protonenspektrum vor dem Quenching darstellt. Das Protonenspektrum hängt sowohl von der Neutrinoenergie, wie auch von der gequenchten Energie T' ab. Zur Berechnung von Gleichung (14) musste die Funktion aus Gleichung (13) invertiert werden, damit die Steigung dT/dT' berechnet werden konnte. Dies war möglich, da es sich bei $T'(T)$ um eine monoton steigende Funktion handelt. Mit dieser Steigung wurde dann das Protonenspektrum $d\sigma/dT$ skaliert.

In Abb. 12 ist der Verlauf des Protonenspektrums nach Quenching exemplarisch für eine Neutrinoenergie von $E_\nu = 25$ MeV zu sehen. Es wird deutlich, dass durch das Quenching das Rückstoßspektrum aus Gleichung (9) zu niedrigeren Energien verschoben wird. Dieser Effekt ist zudem umso stärker, je kleiner die Rückstoß-Energien T sind. Der maximale Wert der Protonenergie für ein gegebenes E_ν verringert sich ebenfalls durch das

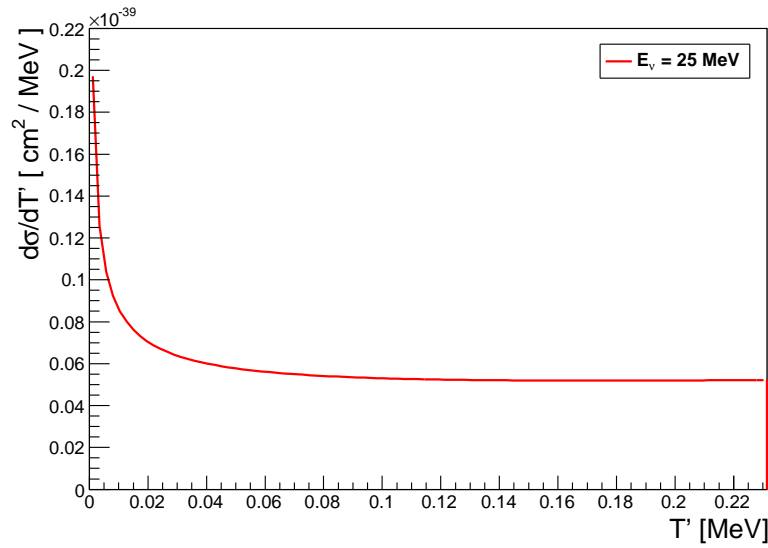


Abbildung 12: Protonenspektrum nach Quenching $d\sigma/dT'$, dargestellt für eine Neutrinoenergie von 18 MeV. Das Spektrum ist durch das Quenching deutlich in niedrigere Energiebereiche verschoben worden. Es bricht bei einer maximalen Energie von ca. 0.24 MeV ab.

Quenching.

Berechnung der Matrix mit Energieauflösung und Quenching: Die Energieauflösung des Detektors bewirkt, dass das Signal lokal durch eine Poisson-Verteilung verschmiert wird. Die Poisson-Verteilung zeigt insbesondere für kleine Energien T' ein stark asymmetrisches Verhalten, das heißt die Verteilung steigt sehr steil an und sinkt anschließend über ein größeres Energieintervall. Dies war hier erwünscht, da es keine Umverteilung des Signals nahe Null zu negativen Energien geben sollte. Es gilt dabei die relative Genauigkeit der Energieauflösung von

$$\frac{\Delta T'}{T'} = \frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} = \frac{1}{\sqrt{Y_{pe} \cdot T'}}, \quad (15)$$

wobei N_{pe} die Anzahl an Photoelektronen beschreibt, die für ein Ereignis von einem MeV an den Photomultipliern im Detektor registriert werden, und Y_{pe} die Reichweite der Photonen im Szintillator pro MeV angibt [14]. Letztere beträgt für den Szintillator LAB 230/MeV [3]. Für den Detektor bedeutet dies eine Energieauflösung von $\Delta T'/T \approx 6,6\%$ bei einem MeV deponierter Energie.

Zur Erstellung der Matrix wurden die Protonenergien nach Quenching T' und die Neutrinoenergien E_ν in Bins unterteilt. Für E_ν bot sich ein Binning mit 0,2 MeV Binweite und 500 Bins über den Energiebereich von 0 – 100 MeV an. Dies entsprach dem Binning, das von dem Programm SNoWGLoBES zur Berechnung der Ereignisraten anderer Kanäle verwendet wurde (siehe Abschnitt 5). T' wurde mit einer Binweite von 0,1 MeV versehen. Dies erlaubte später einen einfachen Energie-Cut bei der Schwelle von 200 keV.

In der Matrix M_{ij} wurden die Spalten mit dem durch die Poisson-Verteilung „verschmierten“ und gequenchten Protonen-Spektrum $d\sigma/dT'$ gefüllt und anschließend normiert. Jede Spalte stellte dadurch das normierte energieverschmierte Signal im Detektor dar.

In Abb. 13 wird die Matrix veranschaulicht. Die Neutrinoenergien E_ν und die Protonenergien nach dem Quenching T' sind gegenüber der Einträge der Matrix aufgetragen, welche das normierte Signal im Detektor repräsentieren. Die Darstellung der Matrix verdeutlicht die Eigenschaften der νp -Streuung: Durch den Stoß des leichten Neutrinos mit dem schweren Proton wird nur wenig Energie übertragen. Diese wird anschließend durch das Quenching stark verringert. Dies führt dazu, dass nur hohe Neutrinoenergien zum Signal beitragen, wie in Abb. 13 ersichtlich. So tragen alle Neutrinoenergien unterhalb von ca. 24 MeV ein Signal bei, welches unterhalb der Detektorschwelle liegt. Dies äußert sich in der Abbildung dadurch, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit des kleinsten Energie-Bins T'_0 Eins ist.

Neben der Darstellung der Matrix ist ein Ausschnitt aus der Matrix für $E_\nu = 60$ MeV zu sehen. Diese Ausschnitt entspricht exemplarisch einer Spalte der Matrix. Hier wird besonders die Energieverschmierung deutlich, da durch die Faltung von $d\sigma/dT'$ mit der Poissonverteilung nicht mehr eine scharfe Kante, bei der maximalen Energie T'_{max} vorliegt.

Berechnung des Spektrums und der Ereignisrate des νp -Signals: Die Berechnung des Spektrums des Supernova-Signals pro Zeitbin erfolgte mittels des Flusses $(dF/dE)_{\Delta t_i}$ der Neutrinos (siehe Abschnitt 3.3 und Abschnitt 4.4), des totalen Wirkungsquerschnitts (σ_{tot}) der Neutrino-Proton-Streuung (10) und der Anzahl an freien Protonentargets im

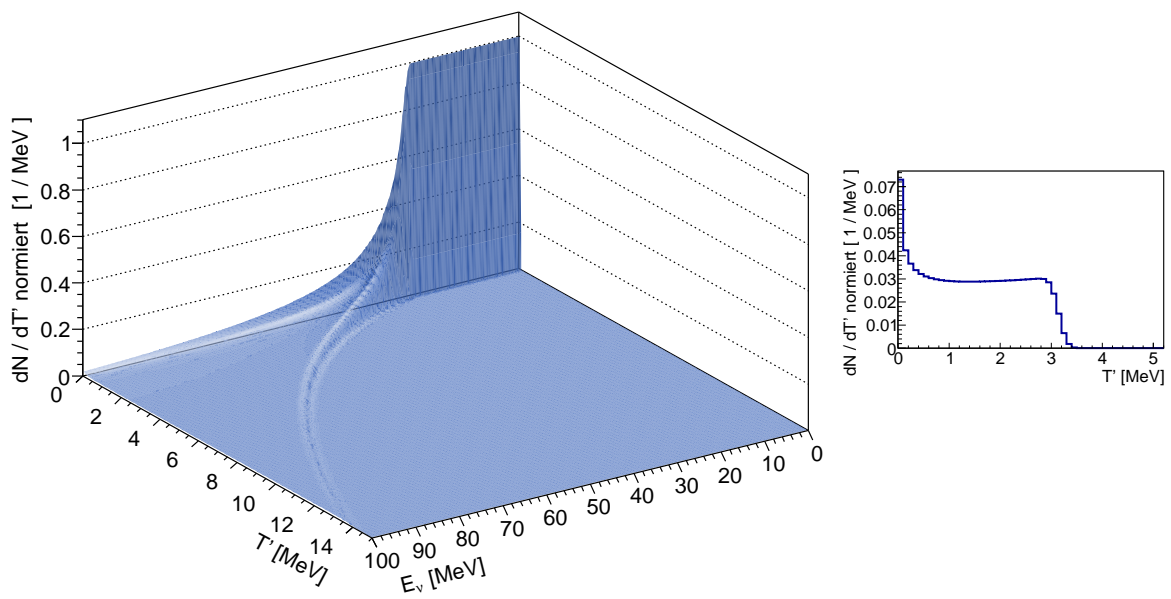


Abbildung 13: Darstellung der Verteilung des νp -Detektorsignals auf Grundlage der Schmiermatrix. Links sind die Neutrinoenergien und die gequenchten Protonenergien gegenüber des Eintrags in der Matrix aufgetragen, welcher das normierte Detektorsignal darstellt. Rechts ist exemplarisch ein Ausschnitt aus der Matrix für $E_\nu = 60$ MeV zu sehen. Dieser Ausschnitt entspricht einer Spalte der Matrix.

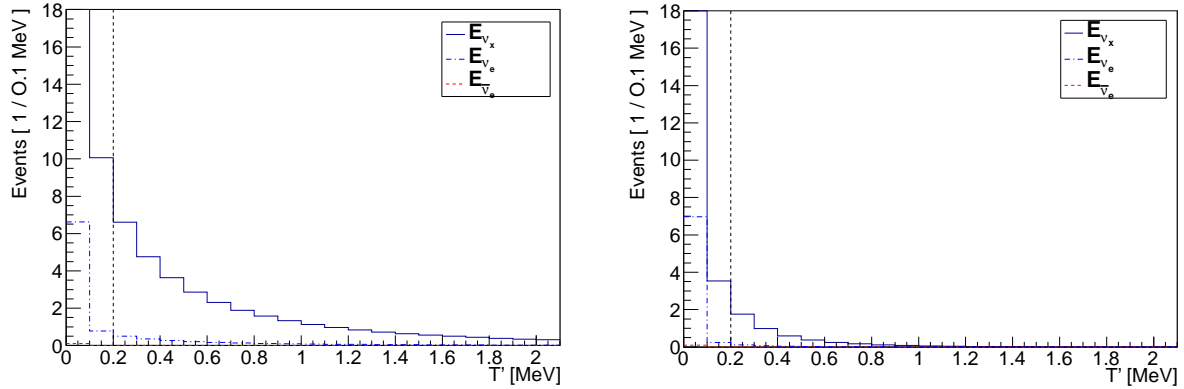


Abbildung 14: Spektrale Verteilung des νp -Signals in LENA zu einem Zeitpunkt in der Akkretions-Phase, dargestellt für eine spektrale Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Supernova-Neutrinos (links) und eine Verteilung nach Keil, Raffelt und Janka (rechts). Die senkrechte gestrichelte Linie stellt die Energieschwelle des Detektors dar. Der mit den Spektren gewichtete Fluss entspricht dem Fluss im zweiten Bin der Akkretionsphase (Abb. 6).

Detector (N_p):

$$\left(\frac{dN}{dT'}\right)_{j,\Delta t_i} = N_P \sum_j M_{jk} \left(\frac{dF}{dE}\right)_{k,\Delta t_i} \sigma_{tot}(E_k) \left[\frac{1}{\text{MeV}}\right]. \quad (16)$$

$(dN/dT')_{j,\Delta t_i}$ steht dabei für den Wert im j -ten Bin der gequenchten Protonenergie T' in dem Zeitbin Δt_i . In dieser Arbeit wurde die Anzahl an freien Protonen der Szintillatormischung LAB von $3,3 \times 10^{33}$ freie Protonen bei einer Target-Masse von 44 kt verwendet [14]. Die Schmiermatrix in der Gleichung (16) sorgt für die Verteilung des von der Neutrinoenergie abhängigen Flusses auf das sichtbare (nach Quenching und Energieverschmierung) Protonenspektrum im Detektor. Jedes Neutrino wird dabei noch mit dem Wirkungsquerschnitt, sowie mit der Gesamtanzahl an freien Stoß-Targets, den Protonen im Detektor, gewichtet.

Die spektrale Verteilung des νp -Signals ist exemplarisch in Abb. 14 für die Maxwell-Boltzmann-Verteilung und die KRJ-Verteilung gezeigt. Der Verlauf des Spektrums, der mit wachsender Energie stark abfällt, ist charakteristisch für diesen Kanal. Der mit den Spektren gewichtete Fluss entstammt dem zweiten Bin der Akkretionsphase (Abb. 6).

Dies bedeutet, dass die mittlere Energie der ν_x -Neutrinos mit ca. 18 MeV deutlich über der mittleren Energie der ν_e (12 MeV) und $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos (9 MeV) liegt. Aufgrund dessen steuern die ν_x -Neutrinos den größten Beitrag zum Signal im Detektor bei. Die KRJ-Verteilung hat wie in Abschnitt 3.3 diskutiert einen kleineren Anteil hochenergetischer Neutrinos. Dies äußert sich hier durch ein deutlich geringeres Signal im Vergleich zum Signal der Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

Die Ereignisrate $N_{\Delta t_i}$ der elastischen Neutrino-Proton-Streuung konnte schließlich durch Summierung des Spektrums des Supernova-Signals (16) über die Energie berechnet werden:

$$N_{\Delta t_i} = \sum_j \left(\frac{dN}{dT'} \right)_{j, \Delta t_i}. \quad (17)$$

Die Ergebnisse hiervon sind in Abschnitt 7 zusammen mit den Ergebnissen der Eventraten der anderen Kanäle in LENA dargestellt.

7. Ergebnisse zu den Ereignisraten in LENA

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zu den Ereignisraten der Kanäle in LENA vorgestellt. Die Ereignisraten des Kanals der νp -Streuung beruhen auf den Berechnungen aus Abschnitt 6. Die Ereignisraten aller weiteren Kanäle wurden mit Hilfe von SNOwGLoBES ermittelt (Abschnitt 5.3). In alle Berechnungen flossen die Ergebnisse zum zeitabhängigen Fluss (Abschnitt 4.4) ein. Die Ereignisraten wurden außerdem für zwei verschiedene spektrale Verteilungen berechnet, welche im Abschnitt 3.3 vorgestellt wurden. Im Folgenden wird zunächst auf die Ereignisrate des Supernova-Signals mit spektraler Maxwell-Boltzmann-Verteilung eingegangen, anschließend wird zum Vergleich die berechnete Ereignisrate für das KRJ-Spektrum dargestellt. Zuletzt werden die Ergebnisse der Maxwell-Boltzmann-Verteilung anhand des Vergleichs mit den zeitintegrierten Raten aus Abschnitt 5 ausgewertet. Im Anhang B sind die Ergebnisse tabellarisch aufgeführt.

7.1. Ereignisrate mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Die Ereignisraten wurden im Wesentlichen durch drei Faktoren bestimmt: Den Fluss der teilnehmenden Neutrinos in einem Kanal, den Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Reaktion mit der Neutrinoenergie (Abschnitt 5) und den Verlauf der mittleren Energie mit der Zeit. Letzteres entscheidet über den hochenergetischen Beitrag in der spektralen Verteilung des Flusses, was gerade für die Neutrino-Proton-Streuung aufgrund des Quenchings von großer Bedeutung ist (Abschnitt 6). Die hochenergetischen Neutrinos im Fluss haben aber auch einen großen Beitrag zur Ereignisrate wenn der Wirkungsquerschnitt linear oder insbesondere quadratisch mit der Neutrinoenergie wächst.

Insgesamt wurden für das Supernova-Signal mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung ca. $1,2 \times 10^4$ Ereignisse ermittelt. Dabei sei hervorgehoben, dass die auf Grundlage der Simulations-Daten der Basler Gruppe behandelte Supernova eine Gesamtenergie von ca. 1.5×10^{53} erg emittiert. Von dem Gesamtsignal fällt 57% in die Akkretions-Phase. Dies ist hoch im Vergleich zum Anteil der emittierten Energie der Supernova in dieser Phase, welcher bei nur 32% liegt. Dies zeigt wiederum, dass wegen der hohen mittleren Energien in der Akkretions-Phase viele Ereignisse im Detektor erzeugt werden.

Elastische Neutrino-Proton-Streuung: In Abb. 15 sind die Ereignisraten der elastischen Neutrino-Proton-Streuung sowie des inversen Beta-Zerfalls in den drei Phasen der Supernova – der Neutronisations-Burst-, der Akkretions- und der Abkühlphase – in Abhängigkeit der Zeit dargestellt. Das Signal der Neutrino-Proton-Streuung unterliegt schon dem Energie-Cut bei der Detektorschwelle von 0,2 MeV, das heißt alle Ereignisse unterhalb dieser Schwelle wurden nicht in die Ereignisrate einbezogen.

Der Kanal der elastischen Neutrino-Proton-Streuung besitzt in der ersten Phase einen hohen Beitrag an Ereignisse durch ν_e -Neutrinos, welche beim Neutronisations-Burst entstehen und einen hohen Fluss erzeugen. Der Beitrag der ν_x -Neutrinos übersteigt dennoch dem der Elektron-Neutrinos, obwohl dessen Fluss in der Neutronisations-Phase niedriger ist (Abb. 5). Da die ν_x -Neutrinos in dieser Phase hohe mittleren Energien von ca. 18 MeV besitzen, führt dies zu einem stärkeren Beitrag des hochenergetischen Anteils des Flusses und dadurch zu mehr Ereignissen, die nach Quenching über der Detektorschwelle landen. Aus diesem Grund weisen die ν_x -Neutrinos auch in der folgenden Akkretionsphase und der Abkühlphase höhere Ereignisraten als die der Elektron-Neutrinos auf. Letztere besitzen kleinere mittlere Energien und Flüsse (siehe Abb. 4) und werden daher vom Quenching unterdrückt.

Die über die Flavor summierten Ereignisse der einzelnen Phasen sind in der Tabelle 6 aufgelistet. So werden in dem Kanal der Neutrino-Proton-Streuung in der Neutronisations-Burst-Phase innerhalb von 0,05 s ca. 1×10^3 Ereignisse, in der Akkretions-Phase innerhalb 1 s ca. $2,1 \times 10^3$ Ereignisse und in der Abkühl-Phase über 9 s ca. 8×10^2 Ereignisse erzeugt. Insgesamt werden während über 10 s ca. $3,9 \times 10^3$ Ereignisse erwartet. Dies entspricht ca. 34% des Gesamtsignals über die Dauer der Supernova von 10 s betrachtet.

Inverser Beta-Zerfall In Abb. 15 sind die Ereignisraten des IBD in den drei Phasen der Supernova zu sehen. Der Fluss und die mittlere Energie der am inversen Beta-Zerfall teilnehmenden $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos sind in der Akkretionsphase am größten (siehe Abb. 4 und 6). Dadurch ist die Ereignisrate des inversen Beta-Zerfalls mit insgesamt $3,5 \times 10^3$ Ereignissen hoch und liegt aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts über der Ereignisrate der Neutrino-Proton-Streuung. Dies ist auch in der Abkühlphase mit $2,2 \times 10^3$ Ereignissen der Fall. In der Neutronisation-Burst-Phase werden ca. $1,9 \times 10^2$ Ereignisse erwartet. Der IBD

Kanal	Typ	Summe Ereignisse pro Zeitabschnitt			Summe Kanal
		0 – 0.05 s	0.05 – 1 s	1 – 10 s	0 – 10 s
IBD	CC	191	3482	2213	5886 (50%)
νp	NC	1049	2079	817	3945 (34%)
νe	NC	36	169	167	372 (3%)
$\nu {}^{12}\text{C}$	NC	101	606	276	983 (8%)
$\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$	CC	11	224	74	309 (3%)
$\nu_e {}^{12}\text{C}$	CC	68	137	41	246 (2%)
Total		1456	6691	3588	11741

Tabelle 6: Ereignisse pro Kanal und Phase einer Supernova mit $1,5 \times 10^{53}$ erg in 10 kpc Entfernung und Maxwell-Boltzmann-Spektrum. Links: Ereignisse in der Neutronisations-Burst-Phase; Mitte: Ereignisse in der Akkretions-Phase; Rechts: Ereignisse in der Abkühl-Phase; Rechts außen: Totale Ereigniszahl über 10 s pro Kanal. In Klammern ist der Anteil am Gesamtsignal angegeben. Die NC Raten sind über alle teilnehmenden Flavor summiert.

trägt ca. 50% aller Ereignisse unter Maxwell-Boltzmann-Verteilung zum Detektorsignal bei.

Reaktionen an Kohlenstoff: In Abb. 16 sind die Ereignisraten gezeigt, die durch Reaktionen mit dem Kohlenstoffnuklid ${}^{12}\text{C}$ zustande kommen. Dabei wurde zwischen Reaktionen neutralen Stroms (NC), an dem alle Neutrinos teilnehmen, sowie Reaktionen geladenen Stroms (CC), an dem Elektron-Neutrino-Typen teilnehmen, unterschieden. Die Ereignisraten des NC- $\nu {}^{12}\text{C}$ -Kanals sind in der Abb. 17 für die ν_e , $\bar{\nu}_e$ sowie die ν_x -Neutrinos getrennt gezeigt, da diese unterschiedliche Flüsse besitzen. In der Tabelle 6 sind diese Ereignisraten zusammen aufgelistet.

In der Neutronisations-Burst-Phase ist der Beitrag der CC-Reaktion $\nu_e {}^{12}\text{C}$ im Vergleich aller anderen Neutrino-Kohlenstoff-Reaktionen am größten. Grund hierfür ist der hohe ν_e Fluss in dieser Phase. Auch der Verlauf der Ereignisrate der NC- $\nu_e {}^{12}\text{C}$ -Reaktion spiegelt den Neutronisations-Burst wider. In der anschließenden Akkretionsphase besitzen die $\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$ -Reaktionen einen höheren Anteil an der Rate, was durch die geringere Schwelle

des $\bar{\nu}_e$ - ^{12}C -Wirkungsquerschnitts erklärt werden kann. Dadurch trägt ein größerer Teil des Flusses zum Signal bei. Auch in der Abkühlphase liegt die Ereignisrate der $\bar{\nu}_e$ - ^{12}C -Reaktion am höchsten.

Die Ereignisraten der NC-Reaktionen sind in den drei Phasen zwar niedriger, als die der CC-Reaktionen, dennoch geben insgesamt über die Phasen summiert den größten Beitrag zu der Ereignisrate der Neutrino-Kohlenstoff-Reaktionen. So werden für NC-Reaktionen über 10 s ca. 1×10^3 Ereignisse, für die CC-Reaktion $\bar{\nu}_e$ - ^{12}C ca. 3×10^2 Ereignisse und für ν_e - ^{12}C ca. $2,4 \times 10^2$ Ereignisse erwartet. Diese entsprechen Anteilen von 8%, 3% und 2% am Gesamtsignal.

Elastische Neutrino-Elektron-Streuung: In Abb. 17 sind die Ereignisraten der elastischen Neutrino-Proton-Streuung dargestellt. Dieser Kanal weist als einziger der in dieser Arbeit betrachteten Kanäle einen linearen Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit der Neutrino-Energie auf. Der Beitrag höherenergetischer Neutrinos aus dem Fluss wirkt sich daher weniger auf die Ereignisraten aus, als es bei anderen Kanälen der Fall ist. Von den vier möglichen Reaktionen der Neutrino-Elektron-Streuung besitzen die ν_e -Neutrinos die höchste Ereignisrate aufgrund des höchsten Wirkungsquerschnitts und des hohen ν_e -Flusses. Dies wird insbesondere im Vergleich zur Ereignisrate der $\nu_x/\bar{\nu}_x$ -Neutrinos deutlich, welche nur gering zur gesamten Ereignisrate beiträgt. Insgesamt ergeben sich über 10 s für die ν e-Streuung $3,7 \times 10^2$ Ereigniss. Dieser Kanal trägt somit 3% zum Signal bei.

7.2. Ereignisraten mit KRJ-Spektrum

Die Ergebnisse zu den ermittelten Ereignisraten der einzelnen Kanäle unter Verwendung der Flüsse mit KRJ-Verteilung werden im Folgenden erläutert. Es wurden im Vergleich zu den oben beschriebenen Ereignisraten mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung zum Teil große Unterschiede in der Anzahl der Ereignisse festgestellt, was durch den niedrigeren Beitrag hochenergetischer Neutrinos in der KRJ-Verteilung erklärt werden kann. So sind die Ereignisraten der Kanäle der νp -Streuung, des inversen Beta-Zerfalls und der Wechselwirkungen der Neutrinos mit ^{12}C geringer als die Ereignisraten, die mittels Maxwell-Boltzmann-Spektrum ermittelt wurden. Die summierten Ereignisraten der einzelnen Kanäle in den

drei Phasen der Supernova sind in Tabelle 7 wiedergegeben.

Für das gesamte Signal mit KRJ-Spektrum wurden $5,9 \times 10^3$ Ereignisse ermittelt. Dies ist viel geringer als die Gesamtzahl der Ereignisse des Signals mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

Elastische Neutrino-Proton-Streuung: Die Auswirkungen des KRJ-Spektrums wurden insbesondere bei den Ereignisraten der νp -Streuung sichtbar, welche aufgrund von Quenching – wie in Abschnitt 3.2 ausführlich diskutiert – stark von dem Flussanteil im hochenergetischen Bereich abhängen. Insgesamt wurden über 10 s nur $5,4 \times 10^2$ Ereignisse ermittelt, was deutlich unter der oben erwähnten Anzahl von ca. $3,9 \times 10^3$ Ereignissen liegt. Dabei tragen wie in Abb. 18 zu sehen fast ausschließlich die ν_x -Neutrinos zum Signal über der Detektorschwelle von 0,2 MeV bei. Die Anzahl der Ereignisse in diesem Kanal am Gesamtsignal entspricht 10%.

Elastische Neutrino-Elektron-Streuung: Die Ereignisraten der νe -Streuung erreichten mit 3×10^2 Ereignisse über 10 s ca. den gleichen Wert, wie die mit dem Maxwell-Boltzmann-Spektrum errechneten Raten. Da der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion nur linear von der Energie abhängt (siehe Tabelle 3), fiel der unterschiedliche Anteil hochenergetischer Neutrinos fast nicht ins Gewicht. Somit änderte sich der Verlauf der Ereignisraten kaum, wie in Abb. 20 dargestellt. Die νe -Streuung trägt ca. 7% zum Gesamtsignal bei.

Inverser Beta-Zerfall: Im Gegensatz zu elastischen Neutrino-Elektron-Streuung hängt der Wirkungsquerschnitt des IBD quadratisch von der Energie ab, weshalb eine geringere Ereignisrate mit $4,6 \times 10^3$ Ereignisse über 10 s zustande kam. Dies entspricht aufgrund der niedrigen Ereignisraten anderer Kanäle einem Anteil von 70% vom gesamten Signal. Die mit KRJ-Spektrum berechnete Ereignisrate des inversen Beta-Zerfalls ist zusammen mit der Ereignisrate der νp -Streuung in Abb. 18 gezeigt. Da dieser Kanal keinem Quenching ausgesetzt ist, ändert sich nur die Höhe, nicht aber der qualitative Verlauf der Ereignisrate.

Reaktionen an Kohlenstoff: Die Ereignisraten der Neutrino-Kohlenstoff-Wechselwirkungen sinken stark, da diese Kanäle durch den Verlauf der Wirkungsquerschnitte sehr

Kanal	Typ	Summe Ereignisse pro Zeitabschnitt			Summe Kanal
		0 – 0.05 s	0.05 – 1 s	1 – 10 s	0 – 10 s
IBD	CC	149	2743	1663	4555 (78%)
νp	NC	92	412	38	542 (10%)
νe	NC	37	173	171	381 (7%)
$\nu^{12}\text{C}$	NC	36	207	50	293 (1%)
$\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	CC	3	50	11	64 (< 1%)
$\nu_e^{12}\text{C}$	CC	10	15	2	27 (5%)
Total		327	3600	1935	5862

Tabelle 7: Ereignisse pro Kanal und Phase einer Supernova mit 1.5×10^{53} erg in 10 kpc Entfernung und KRJ-Spektrum. Links: Ereignisse in der Neutronisations-Burst-Phase; Mitte: Ereignisse in der Akkretions-Phase; Rechts: Ereignisse in der Abkühl-Phase; Rechts außen: Totale Ereignisanzahl über 10 s pro Kanal. In den Klammern ist der Anteil am Gesamtsignal angegeben. Die NC Raten sind über alle teilnehmenden Flavor summiert.

vom Beitrag der hochenergetischen Neutrinos im Fluss abhängen (siehe Abb. 8). Der Verlauf für der Ereignisrate ist in Abb. 19 dargestellt. Insgesamt kommen über 10 s für die CC-Reaktion $\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$ ca. $0,6 \times 10^2$ Ereignisse, für die CC-Reaktion $\nu_e^{12}\text{C}$ ca. $0,3 \times 10^2$ Ereignisse und für NC-Reaktionen $\nu/\bar{\nu}^{12}\text{C}$ ca. 3×10^2 Ereignisse zusammen. Dies entspricht 1%, weniger als 1% und 5% vom Gesamtsignal.

7.3. Auswertung der Ergebnisse

Die ermittelten Ereignisraten zeigen eine starke Abhängigkeit von der verwendeten spektralen Verteilung. Die Raten einer Supernova mit KRJ-Spektrum weisen ein deutlich kleineres Detektorsignal auf, als die Raten einer Supernova mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum. Unter der Annahme, dass für eine Supernova mit 3×10^{53} erg emittierter Energie in einem Abstand von 10 kpc sich die ermittelten Ereignisraten verdoppeln, können Vergleiche zu den zeitintegrierten Ereignisraten (Tabelle 4) gezogen werden.

Die verdoppelte Ereignisrate unter der obigen Annahme ist in Tabelle 8 gezeigt. Die

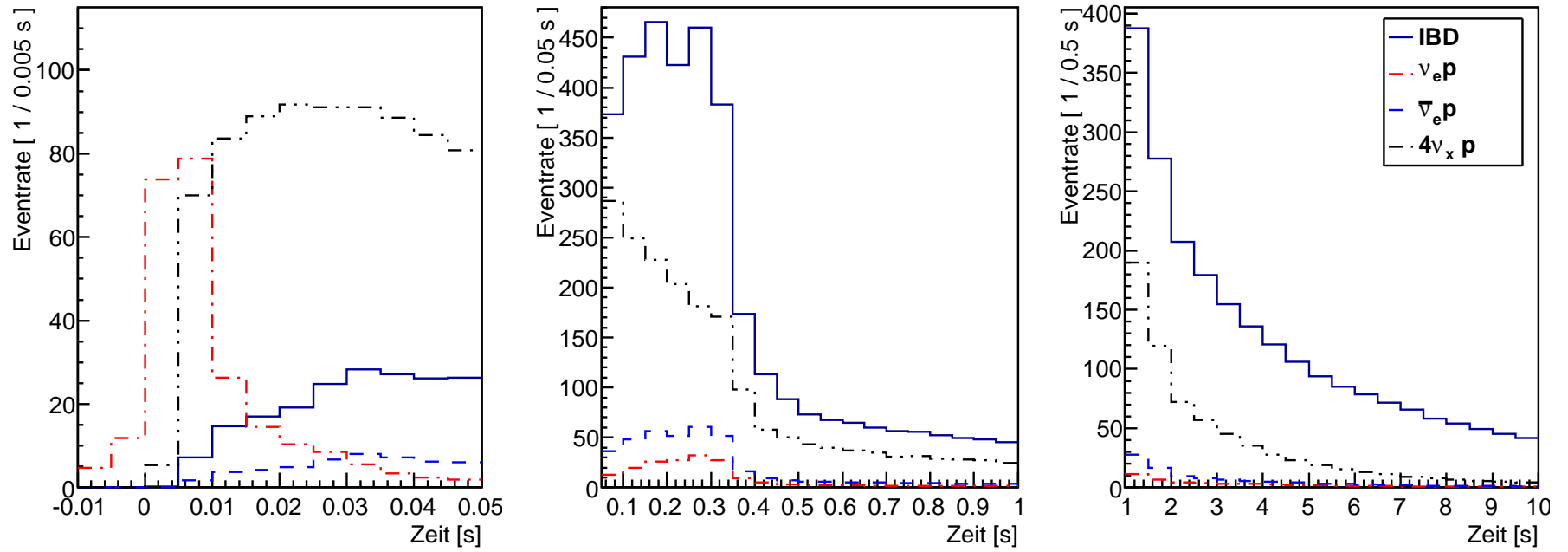


Abbildung 15: Ereignisraten der νp -Streuung und des inversen Beta-Zerfalls unter Maxwell-Boltzmann-Verteilung des Supernova-Neutrino-Signals. Von links nach rechts sind die Ereignisraten in der Neutronisations-Burst-, Akkretions- und Abkühlphase der Supernova dargestellt.

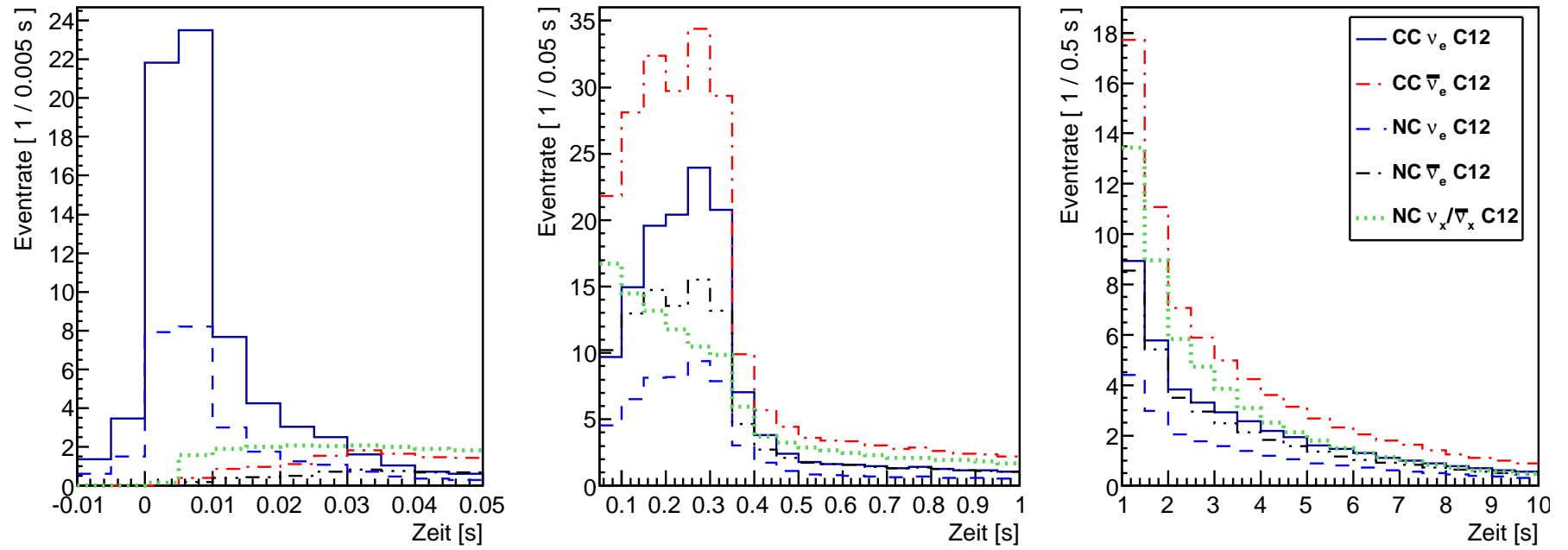


Abbildung 16: Ereignisraten der ν ^{12}C -Wechselwirkungen unter Maxwell-Boltzmann-Verteilung des Supernova-Neutrino-Signals. Von links nach rechts sind die Ereignisraten in der Neutronisations-Burst-, Akkretions- und Abkühlphase der Supernova dargestellt.

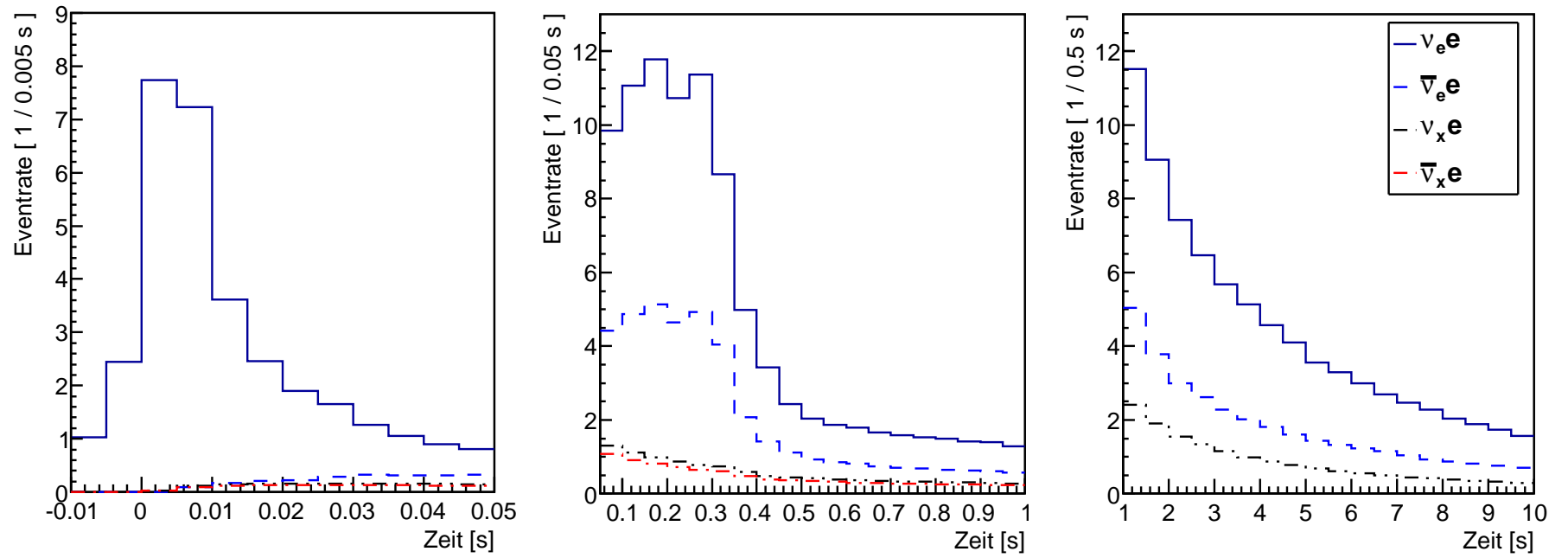


Abbildung 17: Ereignisraten der νe -Wechselwirkungen unter Maxwell-Boltzmann-Verteilung des Supernova-Neutrino-Signals. Von links nach rechts sind die Ereignisraten in der Neutronisations-Burst-, Akkretions- und Abkühlphase der Supernova dargestellt.

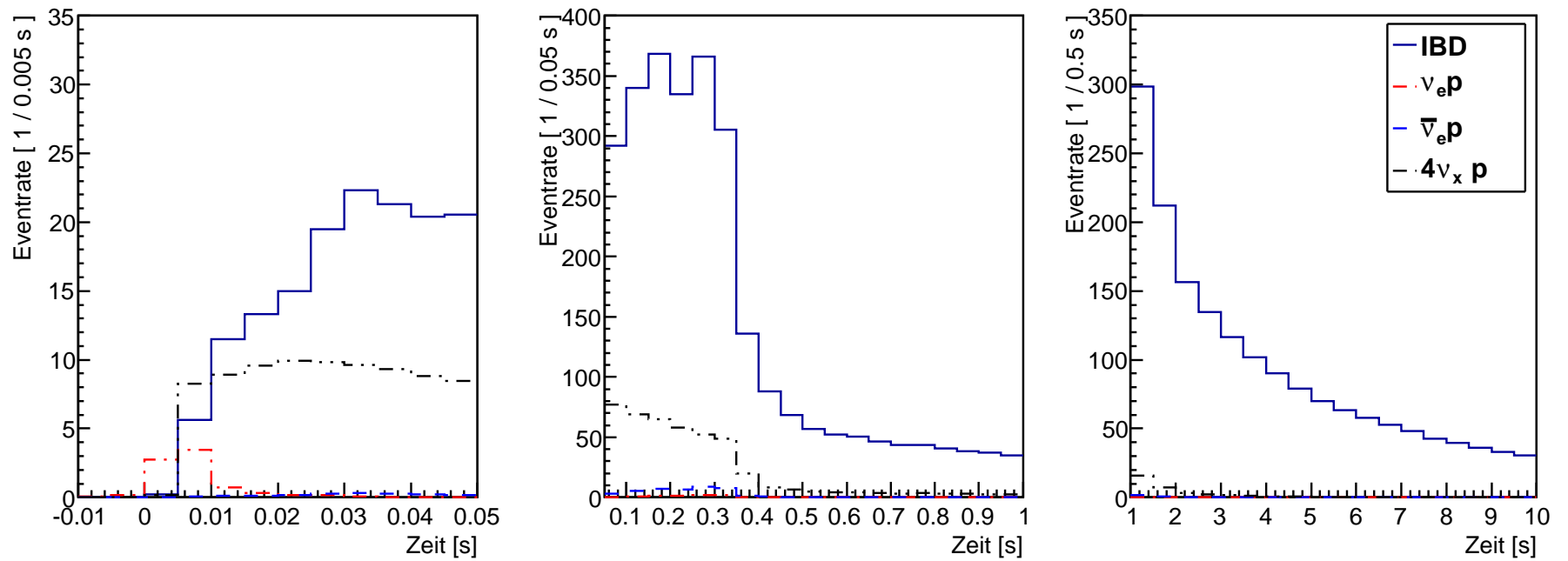


Abbildung 18: Ereignisraten der νp -Streuung und des inversen Beta-Zerfalls mit KRJ-Spektrum. Von links nach rechts sind die Ereignisraten in der Neutronisations-Burst-, Akkretions- und Abkühlphase der Supernova dargestellt.

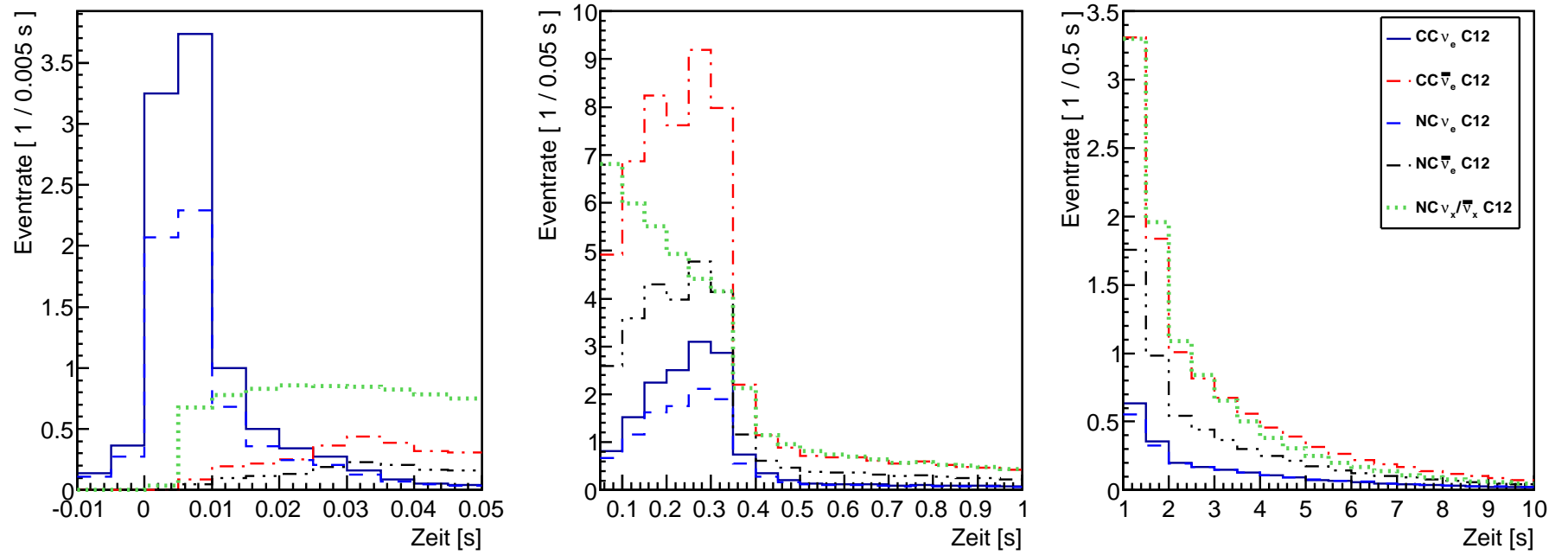


Abbildung 19: Ereignisraten der ν ^{12}C -Wechselwirkungen mit KRJ-Spektrum. Von links nach rechts sind die Ereignisraten in der Neutronisations-Burst-, Akkretions- und Abkühlphase der Supernova dargestellt.

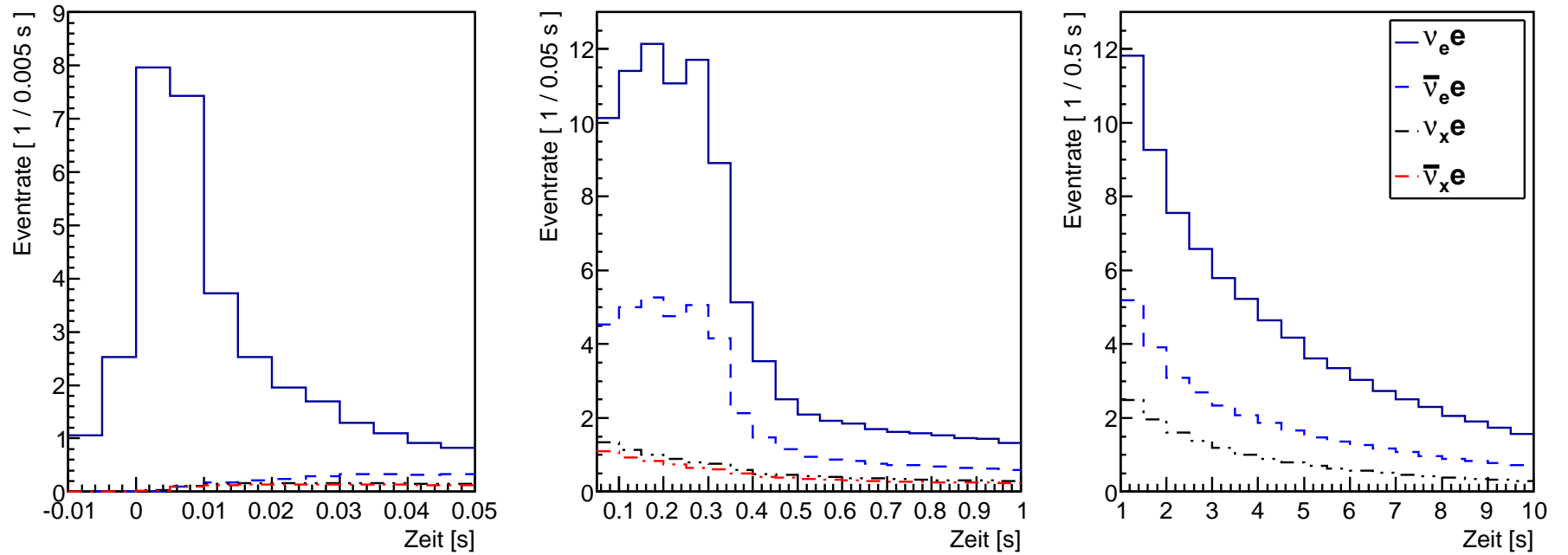


Abbildung 20: Ereignisraten der νe -Wechselwirkungen mit KRJ-Spektrum. Von links nach rechts sind die Ereignisraten in der Neutronisations-Burst-, Akkretions- und Abkühlphase der Supernova dargestellt.

Kanal	Typ	Summe Ereignisse pro Zeitabschnitt			Summe Kanal
		0 – 0.05 s	0.05 – 1 s	1 – 10 s	0 – 10 s
IBD	CC	382	6964	4426	11772 (50%)
νp	NC	2098	4158	1634	7890 (34%)
νe	NC	72	336	334	744 (3%)
$\nu {}^{12}\text{C}$	NC	202	1212	552	1966 (8%)
$\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$	CC	22	448	128	618 (3%)
$\nu_e {}^{12}\text{C}$	CC	136	274	82	492 (2%)
Total		2912	13382	7176	23482

Tabelle 8: Ereignisrate einer Supernova mit 3×10^{53} erg emittierter Energie, bei einem Abstand von 10 kpc und Maxwell-Boltzmann-Spektrum der emittierten Neutrinos. Es handelt sich bei den Ereignisraten um die Verdopplung der Werte aus Tabelle 6. Links: Ereignisse in der Neutronisations-Burst-Phase; Mitte: Ereignisse in der Akkretions-Phase; Rechts: Ereignisse in der Abkühl-Phase; Rechts außen: Totale summierte Ereigniszahl über 10 s pro Kanal. In Klammern ist der Anteil am Gesamtsignal angegeben.

über 10 s summierte Ereignisrate des IBD liegt mit ca. $1,2 \times 10^4$ Ereignissen zwischen den zeitintegrierten Werten von $\langle E \rangle = 12$ MeV und $\langle E \rangle = 14$ MeV aus Tabelle 4. Das Detektorsignal des νp -kanals ist mit ca. $7,9 \times 10^3$ Ereignissen deutlich höher als das der zeitintegrierten Werte. Für $\langle E \rangle = 16$ MeV liegen diese bei $4,4 \times 10^4$ Ereignissen. Dies lässt darauf schließen, dass die hohen mittleren Energien der ν_x -Neutrinos in der Neutronisations-Burst- und Akkretionsphase einen großen Einfluss auf das νp -Signal haben.

Der νe -Kanal liegt mit ca. $7,4 \times 10^2$ ebenfalls über dem zeitintegriertem Wert von $6,2 \times 10^2$ Ereignissen. Allerdings weist er unter Verwendung des KRJ-Spektrums mit $7,6 \times 10^2$ Ereignissen fast die gleiche Eventzahl auf. Es bestätigt sich somit die Unabhängigkeit dieser Wechselwirkung von der mittleren Neutrinoenergie.

Insgesamt liegt die Gesamtanzahl von $23,5 \times 10^4$ Ereignissen über der Gesamtzahl der zeitintegrierten Werte von $22,5 \times 10^4$ Ereignissen bei einer mittleren Energie von 16 MeV.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Eines der Hauptziele von LENA ist die Observierung der nächsten Supernova in unserer Galaxie. Abschätzungen über das Potential des Detektors in der Detektierung der Supernova-Neutrinos wurden schon durch zeitintegrierte Raten gewonnen [3]. In dieser Arbeit wurde nun das zeitaufgelöste Supernova Neutrinosignal in LENA analysiert.

Zur Berechnung des zeitaufgelösten Signals wurde auf Grundlage einer Supernova-Simulation der Basler Gruppe um M. Liebendörfer der zeitabhängige Fluss ermittelt. Dieser wurde genutzt, um die Ereignisraten der Kanäle in LENA zu bestimmen. Insbesondere wurde dabei der Kanal der elastischen Neutrino-Proton-Streuung analysiert.

Der berechnete zeitabhängige Fluss spiegelte deutlich die einzelnen Phasen der Supernova wider. So sind der Neutronisations-Burst, die Akkretion und die Abkühlung der Supernova klar zu unterscheiden. Es zeigte sich, dass die ν_x -Neutrinos mit ca. 60% den größten Beitrag zum Gesamtfluss hatten. Über 10 s wurden für die Supernova 6, $54 \times 10^{11} / \text{cm}^2$ Neutrinos gefunden. 22% des Gesamtflusses entfielen auf die ν_e und 18% auf die $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos. Den Großteil der Energie emittierte die Supernova in der Abkühlphase. Ca. 65% des Gesamtflusses wurden in dieser Phase ermittelt.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die Ereignisraten die zeitliche Entwicklung der Kernkollaps-Supernova reflektieren. Bei genauer Kenntnis der Wechselwirkungen können somit aus den Ereignisraten die Flüsse und mittleren Energien geschlossen werden. Ebenfalls zeigten die Ereignisraten eine große Abhängigkeit von den verwendeten spektralen Verteilungen der Supernova-Neutrinos. Mit Hilfe des Neutrino-Signals können daher auch Rückschlüsse auf das Spektrum der Neutrinos gezogen werden.

Für das Maxwell-Boltzmann-Spektrum wurden insgesamt $1,2 \times 10^4$ Detektorereignisse, für eine emittierte Gesamtenergie der Supernova von $1,5 \times 10^{53}$ erg ermittelt. Die wichtigsten Kanäle für das berechnete Gesamtsignal in LENA waren der elastische Neutrino-Proton-Streuungs-Kanal und der Kanal des inverse Beta-Zerfalls. Mit ca. 50% trug Letzterer am stärksten zum Signal bei. Der Kanal der elastischen Neutrino-Proton-Streuung folgte mit ca. 34% Anteil am Gesamtsignal.

Die Ergebnisse der Ereignisraten der νp -Streuung waren besonders stark vom verwendeten Spektrum beeinflusst. Für eine spektrale Verteilung von Keil, Raffelt und Janka [6]

lag das νp -Signal signifikant niedriger als für das Maxwell-Boltzmann-Spektrum. Gründe hierfür wurden in der Analyse des Signals deutlich. So sind die Protonen nach der νp -Wechselwirkung einem starken Quenching ausgesetzt, was die Lichterzeugung der gestoßenen Teilchen im Szintillator verringert. Den entscheidenden Beitrag für diesen Kanal leisteten daher die hochenergetischen Neutrinos im Spektrum.

Im Ausblick auf eine weitere Analyse des zeitabhängigen Signals, könnte nun mittels der in dieser Arbeit entwickelten Algorithmen eine Verfeinerung des zeitlichen Binnings vorgenommen werden. Ebenfalls wäre eine Analyse auf Grundlage weiterer Simulationen interessant, um weitere Einblicke in das zeitabhängige Signal zu erhalten. Zudem wäre die weitere Untersuchung von der Neutrino-Wechselwirkungen im letztendlich verwendeten Flüssig-Szintillator erstrebenswert. Dies ist gerade im Hinblick auf den νp -Kanal wichtig, dessen Detektorsignal wegen des Quenchings eine starke Sensitivität bezüglich der spektralen Verteilung aufweist.

Letztendlich wurde deutlich, dass LENA als Flüssig-Szintillator-Detektor der nächsten Generation spannende Ergebnisse in der Beobachtung von astronomischen Phänomenen – wie die einer Supernova – liefern kann.

A. Auflistung des zeitabhängigen Flusses

Zeitbin [s]	F_{ν_e} $\left[\frac{10^8}{\text{cm}^2 \cdot 0.005 \text{ s}} \right]$	$F_{\bar{\nu}_e}$ $\left[\frac{10^8}{\text{cm}^2 \cdot 0.005 \text{ s}} \right]$	F_{ν_x} $\left[\frac{10^8}{\text{cm}^2 \cdot 0.005 \text{ s}} \right]$
-0,0075	7,33	0,00	0,00
-0,0025	17,08	0,00	0,00
0,0025	42,92	0,10	0,93
0,0075	38,17	1,21	2,43
0,0125	22,03	2,33	3,34
0,0175	16,03	2,77	3,50
0,0225	12,72	3,03	3,59
0,0275	11,23	3,69	3,58
0,0325	9,05	4,10	3,67
0,0375	8,36	4,10	3,58
0,0425	7,50	4,30	3,46
0,0475	6,86	4,49	3,30

Tabelle 9: Fluss in der Neutronisations-Burst-Phase.

Zeitbin	F_{ν_e}	$F_{\bar{\nu}_e}$	F_{ν_x}
[s]	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot 0.05 \text{ s}} \right]$	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot 0.05 \text{ s}} \right]$	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot 0.05 \text{ s}} \right]$
0,025	18,34	3,18	3,18
0,075	7,75	5,91	2,99
0,125	7,85	6,12	2,51
0,175	7,81	6,20	2,20
0,225	6,80	5,56	1,95
0,275	6,95	5,69	1,74
0,325	5,07	4,61	1,63
0,375	3,48	2,82	1,51
0,425	2,59	2,07	1,39
0,475	1,91	1,62	1,35
0,525	1,67	1,36	1,29
0,575	1,54	1,23	1,22
0,625	1,46	1,16	1,14
0,675	1,34	1,08	1,10
0,725	1,32	1,04	1,08
0,775	1,23	0,99	1,02
0,825	1,22	0,96	0,99
0,875	1,17	0,93	1,00
0,925	1,15	0,89	0,97
0,975	1,07	0,86	0,92

Tabelle 10: Fluss in der Akkretions-Phase.

Zeitbin	F_{ν_e}	$F_{\bar{\nu}_e}$	F_{ν_x}
[s]	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot 0.5 \text{ s}} \right]$	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot 0.5 \text{ s}} \right]$	$\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \cdot 0.5 \text{ s}} \right]$
1,25	9,81	7,74	8,38
1,75	8,22	6,29	7,16
2,25	7,20	5,41	6,41
2,75	6,30	4,80	5,67
3,25	5,53	4,23	4,99
3,75	5,04	3,81	4,35
4,25	4,54	3,50	4,00
4,75	4,10	3,13	3,68
5,25	3,61	2,87	3,31
5,75	3,36	2,68	3,00
6,25	3,06	2,57	2,79
6,75	2,81	2,42	2,55
7,25	2,61	2,23	2,36
7,75	2,41	2,02	2,22
8,25	2,18	1,93	2,07
8,75	2,04	1,83	1,93
9,25	1,89	1,71	1,81
9,75	1,71	1,64	1,66

Tabelle 11: Fluss in der Abkühlphase.

B. Auflistung der Eventraten

Bin [s]	IBD	$\nu_e p$	$\bar{\nu}_e p$	$\nu_x p$	νe	$\bar{\nu}_e e$	$\nu_x e$	$\bar{\nu}_x e$	CC $\nu_e {}^{12}\text{C}$	CC $\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$	$\nu_e {}^{12}\text{C}$	$\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$	$\nu_x {}^{12}\text{C}$	Summe Bin
-0,0075	0,0	4,7	0,0	0,0	1,0	0,0	0,0	0,0	1,4	0,0	0,6	0,0	0,0	3,0
-0,0025	0,0	11,8	0,0	0,0	2,4	0,0	0,0	0,0	3,5	0,0	1,5	0,0	0,0	7,4
0,0025	0,3	73,8	0,0	5,3	7,7	0,0	0,0	0,0	21,8	0,0	7,9	0,0	0,1	38,5
0,0075	7,2	78,7	1,7	70,1	7,2	0,1	0,1	0,1	23,5	0,4	8,2	0,2	1,6	53,5
0,0125	14,7	26,2	3,7	83,7	3,6	0,2	0,1	0,1	7,7	0,9	3,0	0,4	1,9	38,5
0,0175	17,0	14,5	4,1	88,9	2,5	0,2	0,2	0,1	4,3	1,0	1,8	0,5	2,0	35,8
0,0225	19,1	10,3	4,8	91,8	1,9	0,2	0,2	0,1	3,0	1,1	1,3	0,5	2,1	36,1
0,0275	24,8	8,6	6,7	91,1	1,6	0,3	0,2	0,1	2,5	1,5	1,1	0,7	2,1	41,4
0,0325	28,3	5,5	8,0	91,1	1,3	0,3	0,2	0,1	1,6	1,8	0,7	0,8	2,1	43,8
0,0375	27,1	3,4	7,2	88,6	1,1	0,3	0,2	0,1	1,0	1,7	0,5	0,8	2,0	41,1
0,0425	26,1	2,3	6,2	84,5	0,9	0,3	0,2	0,1	0,7	1,5	0,4	0,7	1,9	38,8
0,0475	26,4	1,9	6,0	80,8	0,8	0,3	0,1	0,1	0,6	1,4	0,3	0,7	1,8	38,4
Summe	191,1	241,8	48,6	775,9	32,1	2,3	1,4	1,1	71,7	11,3	27,2	5,3	17,6	416,2

Tabelle 12: Eventraten in der Neutronisations-Burst-Phase einer Supernova mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum.

Bin [s]	IBD	$\nu_e p$	$\bar{\nu}_e p$	$\nu_x p$	νe	$\bar{\nu}_e e$	$\nu_x e$	$\bar{\nu}_x e$	CC $\nu_e^{12}\text{C}$	CC $\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_e^{12}\text{C}$	$\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_x^{12}\text{C}$	Summe Bin
0,025	200,2	67,3	19,5	296,3	28,4	2,4	1,4	1,1	50,6	11,6	20,7	5,5	17,3	393,5
0,075	373,2	12,4	36,5	286,8	9,8	4,4	1,3	1,1	9,7	21,8	4,6	10,2	16,7	505,3
0,125	430,9	19,7	48,3	249,4	11,1	4,9	1,1	0,9	14,9	28,1	6,5	13,0	14,5	571,3
0,175	465,3	26,0	56,2	227,6	11,8	5,1	1,0	0,8	19,6	32,4	8,1	14,8	13,2	613,3
0,225	422,4	27,2	51,7	203,3	10,7	4,6	0,9	0,7	20,4	29,7	8,2	13,5	11,8	559,8
0,275	460,0	31,8	60,4	181,3	11,4	4,9	0,8	0,6	23,9	34,4	9,4	15,5	10,5	604,3
0,325	382,7	27,6	51,8	170,6	8,7	4,1	0,7	0,6	20,8	29,4	7,9	13,2	9,9	508,8
0,375	173,9	9,3	16,5	98,0	5,0	2,1	0,6	0,5	7,1	9,9	3,1	4,7	5,9	231,5
0,425	113,3	5,0	9,2	58,1	3,4	1,4	0,5	0,4	3,8	5,7	1,7	2,7	3,7	148,8
0,475	88,4	3,1	7,1	49,9	2,4	1,1	0,4	0,4	2,4	4,4	1,1	2,1	3,3	116,7
0,525	73,2	2,2	5,8	43,6	2,0	0,9	0,4	0,3	1,8	3,6	0,9	1,7	2,9	97,2
0,575	67,5	2,0	5,5	39,7	1,9	0,8	0,4	0,3	1,6	3,4	0,8	1,6	2,6	89,6
0,625	65,0	2,0	5,4	37,3	1,8	0,8	0,4	0,3	1,6	3,3	0,8	1,6	2,5	86,2
0,675	59,6	1,8	4,9	34,7	1,7	0,7	0,3	0,3	1,5	3,0	0,7	1,4	2,3	79,1
0,725	56,1	1,6	4,4	31,1	1,6	0,7	0,3	0,3	1,3	2,8	0,6	1,3	2,1	74,1
0,775	55,8	1,8	4,7	31,5	1,5	0,7	0,3	0,3	1,4	2,9	0,7	1,4	2,1	74,0
0,825	52,1	1,6	4,2	28,7	1,5	0,7	0,3	0,3	1,3	2,6	0,6	1,2	2,0	68,9
0,875	49,6	1,5	3,9	28,2	1,4	0,6	0,3	0,3	1,2	2,4	0,6	1,2	1,9	65,8
0,925	47,8	1,5	3,8	27,0	1,4	0,6	0,3	0,2	1,2	2,4	0,6	1,1	1,8	63,5
0,975	45,4	1,3	3,5	24,5	1,3	0,6	0,3	0,2	1,1	2,2	0,5	1,1	1,7	59,8
Summe	3682,3	246,7	403,4	2147,3	118,7	42,2	12,0	9,9	187,1	236,1	78,0	108,7	128,7	5011,7

Tabelle 13: Ereignisraten der Akkretions-Phase einer Supernova mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum.

Bin [s]	IBD	$\nu_e p$	$\bar{\nu}_e p$	$\nu_x p$	νe	$\bar{\nu}_e e$	$\nu_x e$	$\bar{\nu}_x e$	CC $\nu_e^{12}\text{C}$	CC $\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_e^{12}\text{C}$	$\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_x^{12}\text{C}$	Summe Bin
1,25	387,5	11,1	27,7	189,7	11,5	5,0	2,4	2,0	8,9	17,7	4,4	8,6	13,4	506,3
1,75	277,8	6,9	16,5	119,8	9,1	3,8	1,9	1,6	5,8	11,1	3,0	5,4	9,0	358,7
2,25	207,5	4,4	9,8	72,0	7,4	3,0	1,6	1,3	3,8	7,1	2,1	3,5	5,8	263,4
2,75	179,1	3,8	8,1	56,9	6,5	2,6	1,3	1,1	3,3	5,9	1,8	2,9	4,7	225,9
3,25	154,8	3,3	6,8	45,3	5,7	2,3	1,1	0,9	2,9	5,0	1,6	2,5	3,8	194,2
3,75	135,8	2,9	5,7	35,5	5,1	2,0	1,0	0,8	2,6	4,2	1,4	2,1	3,1	169,2
4,25	120,6	2,5	4,8	27,8	4,6	1,8	0,9	0,7	2,2	3,6	1,2	1,8	2,5	148,9
4,75	106,3	2,2	4,1	22,9	4,1	1,6	0,8	0,6	1,9	3,1	1,1	1,6	2,1	131,0
5,25	94,1	1,8	3,4	18,9	3,6	1,4	0,7	0,6	1,6	2,7	0,9	1,3	1,8	115,2
5,75	85,2	1,6	2,9	15,5	3,3	1,3	0,6	0,5	1,5	2,3	0,8	1,2	1,5	103,8
6,25	78,5	1,4	2,5	13,3	3,0	1,2	0,6	0,5	1,3	2,0	0,7	1,0	1,3	95,1
6,75	71,9	1,2	2,2	11,2	2,7	1,1	0,5	0,4	1,1	1,8	0,6	0,9	1,1	86,5
7,25	65,5	1,1	1,9	9,1	2,5	1,0	0,4	0,4	1,0	1,6	0,6	0,8	0,9	78,4
7,75	58,0	1,0	1,6	7,8	2,3	0,9	0,4	0,3	0,9	1,4	0,5	0,7	0,8	69,5
8,25	53,8	0,8	1,4	6,7	2,0	0,9	0,4	0,3	0,8	1,3	0,4	0,6	0,7	64,1
8,75	49,4	0,7	1,2	5,6	1,9	0,8	0,3	0,3	0,7	1,1	0,4	0,6	0,6	58,6
9,25	45,5	0,6	1,1	4,9	1,7	0,8	0,3	0,3	0,6	1,0	0,4	0,5	0,6	53,8
9,75	42,0	0,6	1,0	4,2	1,6	0,7	0,3	0,2	0,6	0,9	0,3	0,5	0,5	49,5
Summe	2213,2	47,9	102,7	667,3	78,5	32,4	15,5	12,7	41,4	73,8	22,0	36,6	54,4	2772,1

Tabelle 14: Eventraten in der Neutronisations-Burst-Phase einer Supernova mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum.

Bin [s]	IBD	$\nu_e p$	$\bar{\nu}_e p$	$\nu_x p$	νe	$\bar{\nu}_e e$	$\nu_x e$	$\bar{\nu}_x e$	CC $\nu_e^{12}\text{C}$	CC $\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_e^{12}\text{C}$	$\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_x^{12}\text{C}$	Summe Bin
-0,0075	0,0	0,1	0,0	0,0	1,1	0,0	0,0	0,0	0,1	0,0	0,1	0,0	0,0	1,3
-0,0025	0,0	0,2	0,0	0,0	2,5	0,0	0,0	0,0	0,4	0,0	0,3	0,0	0,0	3,2
0,0025	0,2	2,8	0,0	0,2	8,0	0,0	0,0	0,0	3,3	0,0	2,1	0,0	0,0	13,7
0,0075	5,7	3,5	0,1	8,3	7,4	0,1	0,1	0,1	3,7	0,1	2,3	0,0	0,7	22,4
0,0125	11,5	0,7	0,1	8,9	3,7	0,2	0,2	0,1	1,0	0,2	0,7	0,1	0,8	21,0
0,0175	13,3	0,3	0,1	9,6	2,5	0,2	0,2	0,1	0,5	0,2	0,4	0,1	0,8	21,2
0,0225	15,0	0,2	0,2	9,9	2,0	0,2	0,2	0,1	0,3	0,3	0,2	0,1	0,9	22,2
0,0275	19,5	0,1	0,3	9,8	1,7	0,3	0,2	0,1	0,3	0,4	0,2	0,2	0,9	26,5
0,0325	22,3	0,1	0,3	9,6	1,3	0,3	0,2	0,1	0,2	0,4	0,1	0,2	0,8	28,9
0,0375	21,3	0,0	0,3	9,3	1,1	0,3	0,2	0,1	0,1	0,4	0,1	0,2	0,8	27,3
0,0425	20,4	0,0	0,2	8,8	0,9	0,3	0,2	0,1	0,1	0,3	0,0	0,2	0,8	25,9
0,0475	20,6	0,0	0,2	8,5	0,8	0,3	0,1	0,1	0,0	0,3	0,0	0,2	0,7	25,8
Summe	149,7	7,9	1,7	82,9	33,0	2,3	1,4	1,1	10,0	2,6	6,5	1,3	7,2	239,4

Tabella 15: Eventraten in Burst-Phase mit KRJ-Spektrum.

Bin [s]	IBD	ν_{ep}	$\bar{\nu}_{ep}$	ν_{xp}	ν_e	$\bar{\nu}_{ee}$	ν_{xe}	$\bar{\nu}_{xe}$	CC $\nu_e^{12}\text{C}$	CC $\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_e^{12}\text{C}$	$\bar{\nu}_e^{12}\text{C}$	$\nu_x^{12}\text{C}$	Summe Bin
0,025	156,8	3,7	1,7	78,1	29,2	2,4	1,4	1,2	6,0	2,6	4,3	1,4	7,0	235,8
0,075	292,3	0,3	3,3	77,3	10,1	4,5	1,3	1,1	0,8	4,9	0,7	2,6	6,8	348,1
0,125	339,9	0,7	5,4	69,1	11,4	5,0	1,1	0,9	1,5	6,9	1,2	3,6	6,0	397,5
0,175	368,5	1,3	7,0	64,9	12,1	5,3	1,0	0,8	2,2	8,2	1,6	4,3	5,5	428,1
0,225	334,8	1,6	6,6	58,2	11,1	4,8	0,9	0,7	2,5	7,6	1,8	4,0	4,9	389,5
0,275	366,1	2,2	8,6	52,0	11,7	5,1	0,8	0,7	3,1	9,2	2,1	4,8	4,4	422,5
0,325	305,1	2,2	7,7	49,0	8,9	4,2	0,8	0,6	2,9	8,0	1,9	4,1	4,1	354,3
0,375	136,0	0,4	1,4	19,7	5,1	2,1	0,6	0,5	0,7	2,2	0,6	1,2	2,1	158,6
0,425	87,9	0,1	0,6	8,2	3,5	1,5	0,5	0,4	0,3	1,1	0,3	0,6	1,1	101,6
0,475	68,6	0,1	0,5	6,3	2,5	1,1	0,5	0,4	0,2	0,9	0,2	0,5	1,0	79,4
0,525	56,7	0,0	0,4	5,1	2,1	1,0	0,4	0,3	0,1	0,7	0,1	0,4	0,8	65,9
0,575	52,4	0,0	0,4	4,5	1,9	0,9	0,4	0,3	0,1	0,7	0,1	0,4	0,7	60,8
0,625	50,5	0,0	0,4	4,3	1,8	0,8	0,4	0,3	0,1	0,7	0,1	0,4	0,7	58,6
0,675	46,2	0,0	0,3	3,8	1,7	0,8	0,4	0,3	0,1	0,6	0,1	0,3	0,6	53,7
0,725	43,5	0,0	0,3	3,2	1,6	0,7	0,3	0,3	0,1	0,6	0,1	0,3	0,6	50,4
0,775	43,4	0,0	0,3	3,4	1,6	0,7	0,3	0,3	0,1	0,6	0,1	0,3	0,6	50,3
0,825	40,4	0,0	0,3	3,0	1,5	0,7	0,3	0,3	0,1	0,5	0,1	0,3	0,5	46,8
0,875	38,4	0,0	0,2	2,8	1,5	0,6	0,3	0,3	0,1	0,5	0,1	0,3	0,5	44,6
0,925	37,0	0,0	0,2	2,7	1,4	0,6	0,3	0,2	0,1	0,5	0,1	0,2	0,5	43,0
0,975	35,1	0,0	0,2	2,3	1,3	0,6	0,3	0,2	0,1	0,4	0,1	0,2	0,4	40,6
Summe	2899,6	12,9	45,8	518,1	122,2	43,4	12,3	10,1	21,4	57,4	15,4	30,0	49,0	3430,4

Table 16: Ereignisraten der Akkretions-Phase einer Supernova mit KRJ-Spektrum.

Bin [s]	IBD	$\nu_e p$	$\bar{\nu}_e p$	$\nu_x p$	$\nu_e e$	$\bar{\nu}_e e$	$\nu_x e$	$\bar{\nu}_x e$	CC $\nu_e {}^{12}\text{C}$	CC $\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$	$\nu_e {}^{12}\text{C}$	$\bar{\nu}_e {}^{12}\text{C}$	$\nu_x {}^{12}\text{C}$	Summe Bin
1,25	298,8	0,2	1,5	15,6	11,8	5,2	2,5	2,0	0,6	3,3	0,6	1,8	3,3	344,3
1,75	212,1	0,1	0,7	7,5	9,3	3,9	2,0	1,6	0,4	1,8	0,3	1,0	2,0	243,8
2,25	156,6	0,0	0,3	3,0	7,6	3,1	1,6	1,3	0,2	1,0	0,2	0,5	1,1	179,4
2,75	134,9	0,0	0,2	2,1	6,6	2,7	1,4	1,1	0,2	0,8	0,2	0,4	0,8	154,1
3,25	116,3	0,0	0,2	1,5	5,8	2,3	1,2	1,0	0,2	0,7	0,1	0,4	0,7	132,7
3,75	101,8	0,0	0,1	1,1	5,2	2,1	1,0	0,8	0,1	0,6	0,1	0,3	0,5	115,9
4,25	90,1	0,0	0,1	0,7	4,6	1,9	0,9	0,7	0,1	0,5	0,1	0,2	0,4	102,3
4,75	79,3	0,0	0,1	0,5	4,2	1,7	0,8	0,7	0,1	0,4	0,1	0,2	0,3	90,1
5,25	70,0	0,0	0,1	0,4	3,6	1,5	0,7	0,6	0,1	0,3	0,1	0,2	0,2	79,3
5,75	63,2	0,0	0,0	0,3	3,3	1,4	0,6	0,5	0,1	0,3	0,1	0,1	0,2	71,5
6,25	58,0	0,0	0,0	0,2	3,0	1,3	0,6	0,5	0,1	0,2	0,1	0,1	0,2	65,5
6,75	53,0	0,0	0,0	0,2	2,7	1,2	0,5	0,4	0,0	0,2	0,0	0,1	0,1	59,7
7,25	48,2	0,0	0,0	0,1	2,5	1,1	0,5	0,4	0,0	0,2	0,0	0,1	0,1	54,2
7,75	42,6	0,0	0,0	0,1	2,3	1,0	0,4	0,3	0,0	0,1	0,0	0,1	0,1	48,0
8,25	39,4	0,0	0,0	0,1	2,1	0,9	0,4	0,3	0,0	0,1	0,0	0,1	0,1	44,3
8,75	36,0	0,0	0,0	0,1	1,9	0,8	0,4	0,3	0,0	0,1	0,0	0,1	0,1	40,5
9,25	33,1	0,0	0,0	0,0	1,7	0,8	0,3	0,3	0,0	0,1	0,0	0,0	0,1	37,2
9,75	30,5	0,0	0,0	0,0	1,6	0,7	0,3	0,2	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	34,2
Summe	1663,9	0,5	3,3	33,7	79,9	33,3	15,9	13,1	2,3	10,7	2,2	5,8	10,2	1897,1

Tabelle 17: Eventraten in der Neutronisations-Burst-Phase einer Supernova mit KRJ-Spektrum.

Abbildungsverzeichnis

1.	Übersicht des LENA-Detektors	3
2.	Neutrino-Signal einer Supernova mit $10.8 M_{\odot}$	8
3.	Spektrum nach Keil, Raffelt und Janka, J.Winter.	11
4.	Gebinnertes SN Singal	14
5.	Zeitabhängiger Fluss während des Neutronisations-Bursts	18
6.	Zeitabhängiger Fluss während der Akkretions-Phase	18
7.	Zeitabhängiger Fluss während der Abkühl-Phase	19
8.	Darstellung Wirkungsquerschnitte	21
9.	SNOwGLoBES	25
10.	Differentieller Wirkungsquerschnitt νp -Kanal	28
11.	Energie nach Quenching als Funktion der Proton-Rückstoßenergie	30
12.	Protonspektrum nach Quenching	32
13.	Darstellung der Verteilung des νp -Detektorsignals	34
14.	Spektrale Verteilung des νp -Signals in LENA.	35
15.	Ereignisraten: νp -Streuung und IBD mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum	43
16.	Ereignisraten: ν -Kohlenstoff mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung	44
17.	Ereignisraten: νe mit Maxwell-Boltzmann-Verteilung	45
18.	Ereignisraten: νp -Streuung und IBD mit KRJ-Spektrum	46
19.	Ereignisraten: ν -Kohlenstoff mit KRJ-Spektrum	47
20.	Ereignisraten: νe mit KRJ-Spektrum	48

Tabellenverzeichnis

1.	Integrierte Luminositäten der Supernova	16
2.	Anzahl Neutrinos pro Zeitraum	17
3.	Übersicht der Wirkungsquerschnitte der Kanäle in LENA	22
4.	Zeitintegrierte Ereignisrate	23
5.	Detektor-Konfigurationen für LAB in SNOwGLoBES.	26
6.	Detektor-Ereignisse mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum	39

7.	Detektor-Ereignisse mit KRJ-Spektrum	42
8.	Ereignisrate Supernova mit 3×10^{53} erg und Maxwell-Boltzmann-Spektrum	49
9.	Fluss in der Neutronisations-Burst-Phase	53
10.	Fluss in der Akkretions-Phase	54
11.	Fluss in der Abkühlphase	55
12.	Eventraten in Burst-Phase mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum.	57
13.	Eventraten in Akkretions-Phase mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum.	58
14.	Eventraten in Burst-Phase mit Maxwell-Boltzmann-Spektrum.	59
15.	Eventraten in Burst-Phase mit KRJ-Spektrum.	60
16.	Eventraten in Akkretions-Phase mit KRJ-Spektrum.	61
17.	Eventraten in Burst-Phase mit KRJ-Spektrum.	62

Literatur

- [1] John F. Beacom, Will M. Farr, and Petr Vogel. Detection of supernova neutrinos by neutrino-proton elastic scattering. *Phys.Rev. D*, 66:033001, 2002.
- [2] Basudeb Dasgupta and John F. Beacom. Reconstruction of supernova ν_μ , ν_τ , anti- ν_μ , and anti- ν_τ neutrino spectra at scintillator detectors. *Phys.Rev.D*, 83:113006,2011, March 2011.
- [3] Michael Wurm et al. The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory lena. April 2011.
- [4] T. Fischer, S. C. Whitehouse, A. Mezzacappa, F. K. Thielemann, and M. Liebendörfer. Protoneutron star evolution and the neutrino driven wind in general relativistic neutrino radiation hydrodynamics simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 2010:517A,80F, August 2009.
- [5] NIST. JSTAR. <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm>, 2011.
- [6] Mathias Th. Keil, Georg G. Raffelt, and Hans-Thomas Janka. Monte carlo study of supernova neutrino spectra formation. *Astrophys.J.*, 590:971–991, 2003.
- [7] Jürgen Winter. Private Kommunikation. 2011.
- [8] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, Berlin, second edition edition, 1994.
- [9] Cecilia Lunardini. Diffuse supernova neutrinos at underground laboratories. *arXiv:1007.3252*, July 2010.
- [10] A. Mirizzi, G. G. Raffelt, and P. D. Serpico. Earth matter effects in supernova neutrinos: Optimal detector locations. *JCAP*, 0605:012, 2006.
- [11] Review of Particle Physics 2008. Physical constants. Technical report, Particle Data Group, 2008.
- [12] Kate Scholberg. *SNOWGLoBES: SuperNova Observatories GLoBES: DRAFT*, October 2011.

- [13] S. Weinberg. Effects of a neutral intermediate boson in semileptonic processes. *Phys.Rev. D*, 1412, 1972.
- [14] Michael Wurm. *Cosmic Background Discrimination for the Rare Neutrino Event Search in BOREXINO and LENA*. PhD thesis, TU München, 2009.
- [15] K. Zuber. *Neutrino Physics*. Instiute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 2004.

Danksagung

Zunächst möchte ich Frau Hagner und Michael Wurm für die Ermöglichung dieser spannenden Bachelor-Arbeit danken. Michi außerdem dafür, dass er mich mit zum Kollaborations-Meeting von LENA mit genommen hat, und für seinen ansteckenden Optimismus und seine ständige Hilfsbereitschaft. Für die Hilfeleistung bei vielen Fragen danke ich auch Sebastian Lorenz und auch allen anderen Mitarbeitern der Neutrino-Gruppe. Daniel Bick, Martin Hierholzer möchte ich für das Lektorat meiner Arbeit danken, und insbesondere Lenkie für die Endkorrektur im Schlusspurt. Dem Kickertisch danke ich für schöne Pausen. Schließlich danke ich auch meiner Familie und Freundin für die Unterstützung während der Arbeit.