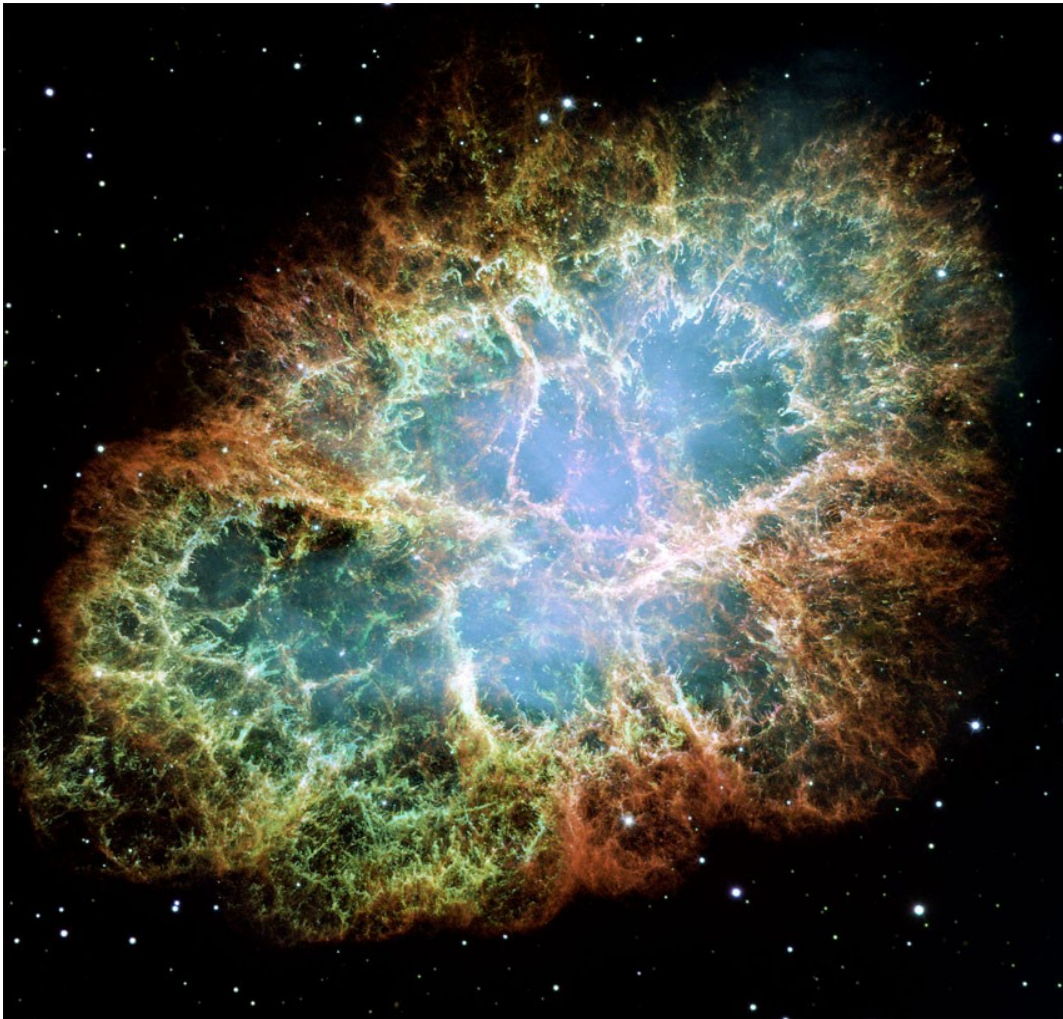


**Ausbildungsseminar
Astroteilchenphysik
WS 08/09**

Neutrinos aus Core-Collapse- Supernovae

Stefan Leinfelder



03.12.2008

Inhaltsverzeichnis

1. <u>Neutrinos</u>	3
2. <u>Supernovae</u>	4
2.1. Typ II-Supernova	4
2.2. Vorläuferstern	5
2.3. Core Collapse und Explosion	7
3. <u>Neutrinos aus Supernovae</u>	11
3.1. Supernova SN1987 A	11
3.2. Ergebnisse zur Supernovaphysik	12
3.3. Ergebnisse zu Neutrinoeigenschaften	13
4. <u>Ausblick</u>	15

1. Neutrinos

Neutrinos sind Elementarteilchen, die auf Grund ihrer Eigenschaften nur schwer zu fassen sind. Ein Neutrino hat keine oder kaum eine Masse, trägt keine elektrische Ladung und unterliegt nicht der starken Wechselwirkung. Daher können sie nur über die schwache Wechselwirkung und die Gravitation mit ihrer Umgebung interagieren. Neutrinos treten meist bei Umwandlungs- oder Zerfallsprozessen auf, z. B. beim radioaktiven β -Zerfall. Sie gehören zu den Leptonen, welche in drei Generationen unterteilt sind. Dabei gehören immer ein Paar Teilchen mit Ladung und ein elektrisch neutrales Neutrino einer Generation an. Man unterscheidet zwischen Elektron, Myon und Tauon. Daneben existiert zu jedem Neutrinentyp noch ein Antiteilchen.

Die Tatsache, dass so ein Teilchen nur schwer nachzuweisen ist, macht es gleichzeitig sehr interessant für die Astronomie. Empfangene Neutrinos, die aus dem Inneren der Sonne stammen, werden von deren Hülle nicht beeinflusst, bevor sie hier auf der Erde nachgewiesen werden. Man kann mit Hilfe der Neutrinos also direkt die Vorgänge im Zentrum der Sonne untersuchen. Daneben gibt es astronomische Neutrinoquellen, die wesentlich weiter von uns entfernt sind. Im Gegensatz zu Licht werden Neutrinos nicht von Staubwolken oder anderen Hindernissen aufgehalten, so dass wir Ereignisse beobachten können, die uns zuvor entgangen sind oder zusätzliche Informationen darüber erhalten.

Um Neutrinos jedoch einzufangen, müssen große Anstrengungen unternommen werden. Ein Beispiel für ein Neutrino-teleskop ist das in Japan befindliche Super-Kamiokande. Die Funktionsweise ist folgende: Unter Wasser oder im Eis werden in einem riesigen Volumen Photomultiplier gitterförmig aufgehängt. Man hofft darauf, dass ein Neutrino mit einem Proton des Wassers stößt, und versucht die Myonen, die aus Neutrino-Reaktionen stammen mit Hilfe deren Lichtspur, die diese im Wasser bilden, nachzuweisen.

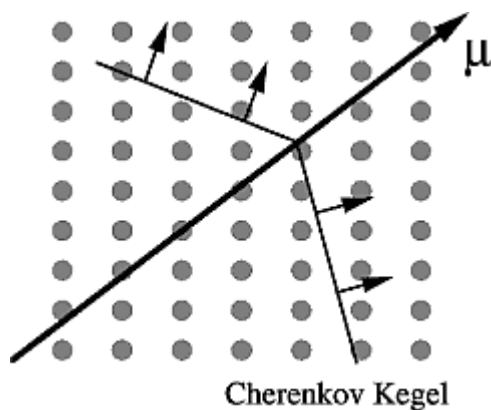


Abbildung 1: Funktionsweise eines Unterwasser-Neutrino-teleskops. Gitterförmig aufgehängte Photomultiplier registrieren den Lichtkegel, den geladene Teilchen (hier ein Myon) in Eis oder Wasser hinter sich herziehen.

2. Supernovae

Ein Ereignis, das uns besonders interessiert, ist die Explosion eines Sterns, eine Supernova. Dieses seltene Schauspiel stellt das Ende des Lebenszyklus eines Sterns dar, bei dem gewaltige Mengen an Energie freigesetzt werden.

Ob und wie ein Stern in einer Supernova explodiert, hängt von der Masse M des Sterns ab.

$M_c \approx 8 \cdot M_\odot$ ($M_\odot = \text{Sonnenmasse}$) stellt dabei eine kritische Grenze dar. Je nachdem ob die Masse des Sterns unter oder über der kritischen Masse M_c liegt, läuft das Ende der Sternentwicklung unterschiedlich ab.

Sterne der Hauptsternreihe, zu denen auch unsere Sonne gehört, haben eine Masse M , die kleiner als die kritische Grenze M_c ist. Die Lebensdauer solcher Sterne beträgt ca.

10^{10} Jahre; um so größer der Stern, desto kürzer dauert der Fusionsprozess bei einer Coretemperatur von ca. 10^7 K an. Der Stern wird dabei am Ende seines Lebenszyklus zu einem Weißen Zwerg, welcher u. U. als Typ I-Supernova explodieren kann. Da aber ein solches Ereignis keinen brauchbaren Neutrinoausstoß verursacht, sondern der Großteil der Energie (~98%) durch Photonen abgegeben wird, sind Supernovae vom Typ I für die Neutrinoastronomie weniger interessant.

2.1 Typ-II Supernova

Seltene, massenreiche Sterne mit $M > M_c$ haben eine geringere Lebensdauer von ca.

10^7 Jahren und eine Coretemperatur von $> 10^8$ K. Ein solcher Stern beendet seinen Lebenszyklus in einem Gravitationskollaps seines Core's, einer Typ-II Supernova, bei der riesige Mengen an Neutrinos abgestrahlt werden. Dieser Supernovotyp ist im Hinblick auf Neutrinoastronomie wesentlich interessanter und wird später noch genauer betrachtet.

Schätzungen zufolge soll es in unserer Galaxis alle 20 ± 8 Jahre (Schätzungen aus anderen Quellen reichen von einer Supernova alle 10 Jahre bis zu einer alle 70 Jahre) zu einer SN-Explosion kommen. Innerhalb der letzten 1000 Jahren konnten lediglich fünf solcher Ereignisse in der Milchstraße beobachtet werden (SN 1054, SN 1181, SN 1572, SN 1604, SN 1680). Wegen Extinktion durch die galaktische Scheibe bleiben uns etwa zwei Drittel dieser Supernovae verborgen. Durch die Neutrinoastronomie können zumindest Supernovae vom Typ-II nun besser beobachtet werden, da sich Neutrinos durch galaktischen Staub praktisch nicht aufhalten lassen. Die meisten Supernovae, die beobachtet werden können, finden jedoch außerhalb der Milchstraße statt.

2.2 Vorläuferstern

Damit ein Stern am Ende seiner Entwicklung in einer Supernova vom Typ II explodiert, muss er eine Masse $M > 8 \cdot M_{\odot}$ aufweisen. Am Beispiel eines Sterns von $20 M_{\odot}$ geht es nun um die Sternentwicklung bis zum Core-Collapse.

Zunächst ist unser Stern noch eine Wasserstoffwolke, die unter ihrem Eigengewicht anfängt sich zu verdichten. Dabei wird Gravitationsenergie frei, was zu einem Anstieg der Temperatur im Stern führt. Im Gegensatz zur Expansion und Abkühlung des Universums sieht man hier die Umkehrung, eine Kontraktion und Erwärmung der Materie. Ist die Temperatur hoch genug, setzt das thermonukleare Wasserstoffbrennen ein, wodurch die Temperatur noch weiter erhöht wird. Der den Stern kontrahierenden Gravitation hält durch die in Folge von Fusion frei gewordene Wärme nun ein zusätzlicher thermischer Druck entgegen, wodurch der Stern sich aufbläht.

Das H-Brennen findet in einer Kugelschicht statt, die sich kontinuierlich vom Zentrum des Sterns nach außen bewegt und im Inneren des Sterns Helium als „Asche“ zurück lässt. Dieser stetig anwachsende He-Core gewinnt noch keine Energie durch Fusion, dadurch verdichtet er sich wieder aufgrund der Gravitation, bis auch die Fusion von Helium zu Kohlenstoff, Sauerstoff oder Neon zündet. Die Helium-Schale, in der die Fusion stattfindet, verschiebt sich analog zum Wasserstoff nach außen und lässt wieder einen Core von Elementen übrig, die schwerer als Helium sind. Dieser Vorgang setzt sich über das Brennen von Elementen mit immer höherer Massenzahl bis zu Eisen, Cobalt und Nickel fort (Abb. 2). Aus diesen Kernen kann schließlich keine Energie mehr durch Fusion gewonnen werden, da sie mit 8,8 MeV Bindungsenergie pro Nukleon die größte mögliche Stabilität erreicht haben. Es entsteht ein Eisenkern, der durch die andauernde Fusion in den äußeren Schalen immer weiter anwächst.

Das H-Brennen liefert die beste Energieausbeute pro Nukleon. In den inneren Schalen läuft daher die Fusion wesentlich schneller ab, da bei der Fusion von schweren Elementen immer weniger Energie freigesetzt wird (Tabelle 1).

Phase	$25 M_{\odot}$		
	T_c [Kelvin]	ρ_c [g cm ⁻³]	Δt
H	7×10^7	10	10^7 Jahre
He	2×10^8	2000	10^6 Jahre
C	8×10^8	10^6	10^3 Jahre
Ne	$1,6 \times 10^9$	10^7	3 Jahre
O	$1,8 \times 10^9$	10^7	0,3 Jahre
Si	$2,5 \times 10^9$	10^8	5 Tage

Tabelle 1: Coretemperatur T_c , Coredichte ρ_c und Zeitskala Δt der Brennphasen eines Sterns mit $25 M_{\odot}$.

Kurz vor seinem Ende kann der Stern vereinfacht durch das Zwiebelschalenmodell veranschaulicht werden (Abb.2). Der Stern besteht aus Schalen verschiedener chemischer Zusammensetzung, wobei die äußerste Schale aus dem leichten Wasserstoff und die inneren Schalen aus schwereren Elementen bis hin zu Eisen bestehen. Massenzahl, Dichte, Temperatur und Brenngeschwindigkeit nehmen von außen nach innen zu (Tabelle1). Der Brennprozess, der Elemente einer äußeren Schale zu Elementen der nächsten inneren Schale fusioniert, findet dabei in der Grenzschicht der beiden Schalen statt (Abb. 2).

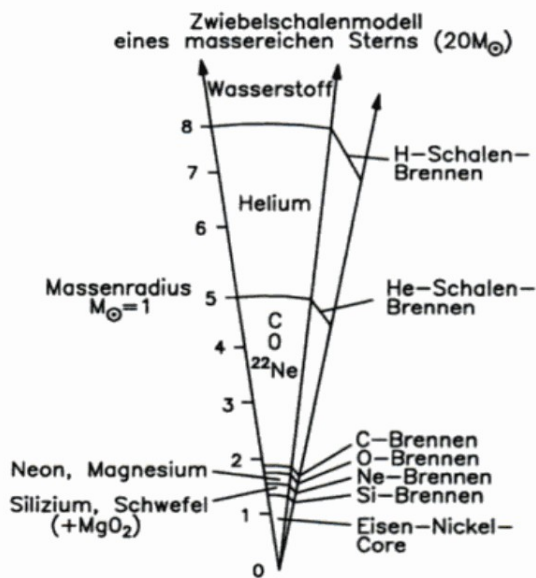


Abbildung 2: Ausschnitt eines voll entwickelten, massereichen Sterns mit ca. $20M_{\odot}$. Fusion findet von äußeren nach inneren Schalen in deren Grenzschichten statt.

Der Stern hat nun einen Radius von $\sim 10^8 \text{ km}$ erreicht. Zum Vergleich: der Abstand Erde Sonne beträgt $1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$. Der Radius des Eisencores dagegen beträgt nur $\sim 10^3 \text{ km}$.

2.3 Core Collapse und Explosion

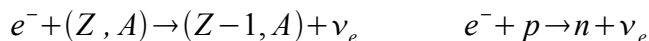
Der Eisencore im Zentrum des Sterns kann keine Energie mehr durch Fusion gewinnen, seine Masse wächst jedoch stetig an. Die Materie im Core wird als entartete Materie beschrieben, deren Dichte so hoch ist, dass quantenmechanische Aspekte eine große Rolle spielen.

Die Kraft, die der Gravitation entgegen hält und den Kollaps noch verhindert, ist hauptsächlich der Entartungsdruck (Fermi-Druck) der Elektronen im Core. Da Elektronen Fermionen sind, können zwei dieser Teilchen am gleichen Ort nicht den gleichen Quantenzustand einnehmen. Um den Core nun noch weiter zu komprimieren, müssten sich die Elektronen in höhere Energiezustände begeben.

Sobald die Masse des Eisencore's die Chandrasekhar-Grenze von $M_{Ch} = (1,4 \pm 0,2) M_{\odot}$ erreicht, die der Obergrenze der Masse eines Weißen Zwergs entspricht, reicht auch der Fermi-Druck der Elektronen nicht mehr aus um der Gravitation standzuhalten. Der Core hat nun eine Dichte von

$\sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$, eine Temperatur von $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ K}$ ($0,5 \text{ MeV}$), einen Radius von $\sim 10^3 \text{ km}$ und besteht hauptsächlich aus schweren Kernen, Nukleonen, relativistischer Elektronen und Positronen sowie Photonen. Der Radius des ganzen Sterns beträgt ($10^7 \text{ bis } 10^9 \text{ km}$).

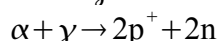
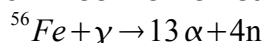
Erreicht die Core-Masse also die Chandrasekhar-Grenze, kann der Entartungsdruck der Gravitation nicht mehr entgegenhalten und der Core wird instabil. Innerhalb von $\sim 100 \text{ msec}$ kollabiert dieser. Der Druck wird reduziert, indem Elektronen auf Kernen und Protonen eingefangen werden.



(2.3.1 Neutronisation, Deleptonisation)

Die Core-Dichte steigt von $\rho \approx 10^{10} \text{ g/cm}^3$ bis auf die Dichte der Kernmaterie von $\rho_K \approx 2,5 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$; die Core-Temperatur steigt von ca. $5 \cdot 10^9 \text{ K}$ auf ca. 10^{11} K ($\approx 10 \text{ MeV}$); der Core-Radius schrumpft von ca. 10^3 km auf ca. 10^2 km .

Bei diesen Bedingungen finden auch endotherme Prozesse wie die Photodesintegration von Eisenkernen statt.



Diese Reaktion verringert Druck und Temperatur, was den Kollaps beschleunigt. Die Energie der Supernova ist so hoch, dass sogar noch schwerere Elemente wie z. B. Gold, Kupfer, Blei oder Uran gebildet werden. Das geschieht aber nur noch durch Einfang von Neutronen und/oder Protonen im so genannten r- Prozess (von engl. rapid = schnell). In neutronenreicher Umgebung ($10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$) und hohen Temperaturen von ca. 10^9 K geschehen Neutroneneinfänge häufiger, als dass β -Zerfälle stattfinden können.

Die entstandenen Neutrinos tragen Energie fort, bis die Dichte im Core zu hoch wird. Ab $\rho \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ ist die mittlere freie Weglänge der Neutrinos kleiner als der momentane Core-Durchmesser und schrumpft bei höherer Dichte im Core-Zentrum bis auf $\sim 1 \text{ m}$. Zum Vergleich: mittlere freie Weglänge in Wasser $\approx 30 \text{ Lichtjahre}$. Man spricht von „Neutrino-Trapping“, da die Neutrinos von der einfallenden Materie mitgeschleppt werden.

Neutrinoreaktionen mit der Core-Materie:

- $\overset{(-)}{\nu} + A \rightarrow \overset{(-)}{\nu} + A$ $\overset{(-)}{\nu} + (p, n) \rightarrow \overset{(-)}{\nu} + (p, n)$
- $\overset{(-)}{\nu} + e \rightarrow \overset{(-)}{\nu} + e$ $\overset{(-)}{\nu} + \overset{(-)}{\nu} \rightarrow e^+ + e^-$
- $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Der innere Core kollabiert adiabatisch, da hier Neutrino-Trapping stattfindet, was zu einer konstanten Leptonenanzahl führt. Dabei kollabiert er mit einer Geschwindigkeit v , die proportional zu seinem Radius ist. Der äußere Core kollabiert im freien Fall.

Der innere Core, der durch die heftige Implosion kurzzeitig eine höhere Dichte erreicht als sie in einem Atomkern herrscht, stoppt abrupt seine Implosion, sobald der Entartungsdruck der Nukleonen keine weitere Kontraktion zulässt, und prallt gegen die zurückfallende äußere Core-Materie. Dadurch entsteht eine gewaltige Schockwelle, die sich mit einer Geschwindigkeit von ca. 10^5 km/s ($\approx \frac{1}{3} c$) nach außen ausbreitet. Diese Stoßwelle gibt Energie auf den immer noch zurückfallenden äußeren Core ab und bremst diesen.

Mittlerweile hat sich in unserem inneren Core ein Proto-Neutronen-Stern mit ungefähr $0,8 M_{\odot}$ und einem Radius von ca. 10 km gebildet. Er ist von einem „geschockten“ Mantel von ca. 100 km Radius umschlossen, der, da er nun wesentlich langsamer fällt, mit der Materie des inneren Core zusammenhält (Akkretion).

Die Übertragung von Energie von der Schockwelle auf die dichte Materie des inneren Core führt zur raschen Photodesintegration der Atomkerne in Neutronen und Protonen.

Die freien Protonen haben eine hohe Wahrscheinlichkeit auf Elektroneinfänge, was zur Neutronisation führt. Erreicht die Schockwelle Gebiete mit einer Dichte von $\rho \approx 10^{11} \text{ g/cm}^3$, können die entstandenen Neutrinos aus dem Core entkommen und es kommt zu einem Elektron-Neutrino-Ausbruch von nur wenigen Millisekunden.

Dieser Ausbruch hat eine Leuchtkraft von $6 \times 10^{51} \text{ erg s}^{-1}$ und kann zu einem großen Teil den Core aufgrund der geringeren Dichte in seiner äußeren Schicht verlassen.

Computersimulationen zeigen, dass die Energie der Schockwelle nicht ausreicht um eine Explosion herbeizuführen. Vor allem bei massereichen Sternen stagniert die Schockwelle. Zur Explosion kann es daher nur kommen, wenn die Schockwelle wieder angeregt wird. Man geht davon aus, dass Neutrinos aus dem Core dafür verantwortlich sind. Ist die Masse des Sterns zu groß reicht sogar der Entartungsdruck der Neutronen nicht mehr aus um einen weiteren Kollaps zu verhindern und es entsteht ein Schwarzes Loch (siehe Abb.3).

Das Ende von Sternen

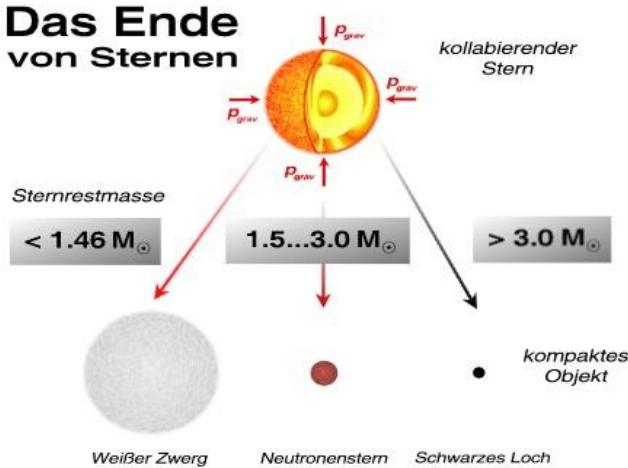


Abbildung 3: Je nachdem wie viel Masse im Core nach dem Schock übrig bleibt bildet sich ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch.

Beim Kollaps wird eine Energie von $\approx (2-3) \cdot 10^{53} \text{ erg}$ freigesetzt, was der Bindungsenergie eines Neutronensterns entspricht. Davon gehen ca. 0,01% auf die gesamte elektromagnetische Strahlung der SN und ca. 1% fällt auf die kinetische Energie der Sternhülle ab. Praktisch die Gesamtenergie wird durch Neutrinos abgeführt.

Es gibt zwei Hauptprozesse, die im Core Neutrinos erzeugen:

- Zum einen werden durch Neutronisation ca. 10 % der Neutrinos erzeugt, die durch die Umkehrreaktion jedoch auch wieder im Core absorbiert werden.
- Der Löwenanteil (ca. 90 %) kommt aus der thermischen Neutrinopaarerzeugung. Energiereiche Photonen im Core bilden durch Paarerzeugung eine große Anzahl an Elektronen und Positronen. Diese erzeugen, wenn sie wieder zerstrahlen, ein Neutrino und sein Antiteilchen.

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_{\alpha} + \bar{\nu}_{\alpha} \quad \text{mit } \alpha = e, \mu, \tau$$

oder

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma + \nu_{\alpha} + \bar{\nu}_{\alpha}$$

Durch diese Reaktionen kühlt der Kern ab, da die Neutrinos langsam nach außen diffundieren (Kelvin-Helmholtz-Kühlung). Die Energie ist auf alle Neutrinoarten gleichmäßig aufgeteilt. Die Opazität des Core's ist für Myon- und Tau-Neutrinos geringer, was diesen erlaubt auch aus tieferen Core-Schichten nach außen zu gelangen. Daher haben sie auch eine höhere Durchschnittsenergie im Vergleich zu Elektron-Neutrinos.

Die Dauer der Neutrinoabstrahlung ist eine Folge der Neutrinodiffusion, und kommt daher, dass die Neutrinos erst in äußeren Schichten abgestrahlt werden können. Der noch elektronenreiche Proto-Neutronen-Stern neutronisiert erst vollständig, indem die Neutrinodichte im Zentrum abnimmt, da die Neutronisation und die Rückreaktion sonst im Gleichgewicht stehen. Bis sich ein Neutronenstern gebildet hat vergehen ca. 20 sec (siehe Abb. 4).

Der gesamte Neutrinoausbruch kann nun eventuell den stagnierten Schock wieder anregen, indem von den $(2-3) \cdot 10^{53} \text{ erg} \hat{=} (0,1-0,2) M_{\odot}$ Energie etwa 1 % an die Sternenhülle abgegeben wird.

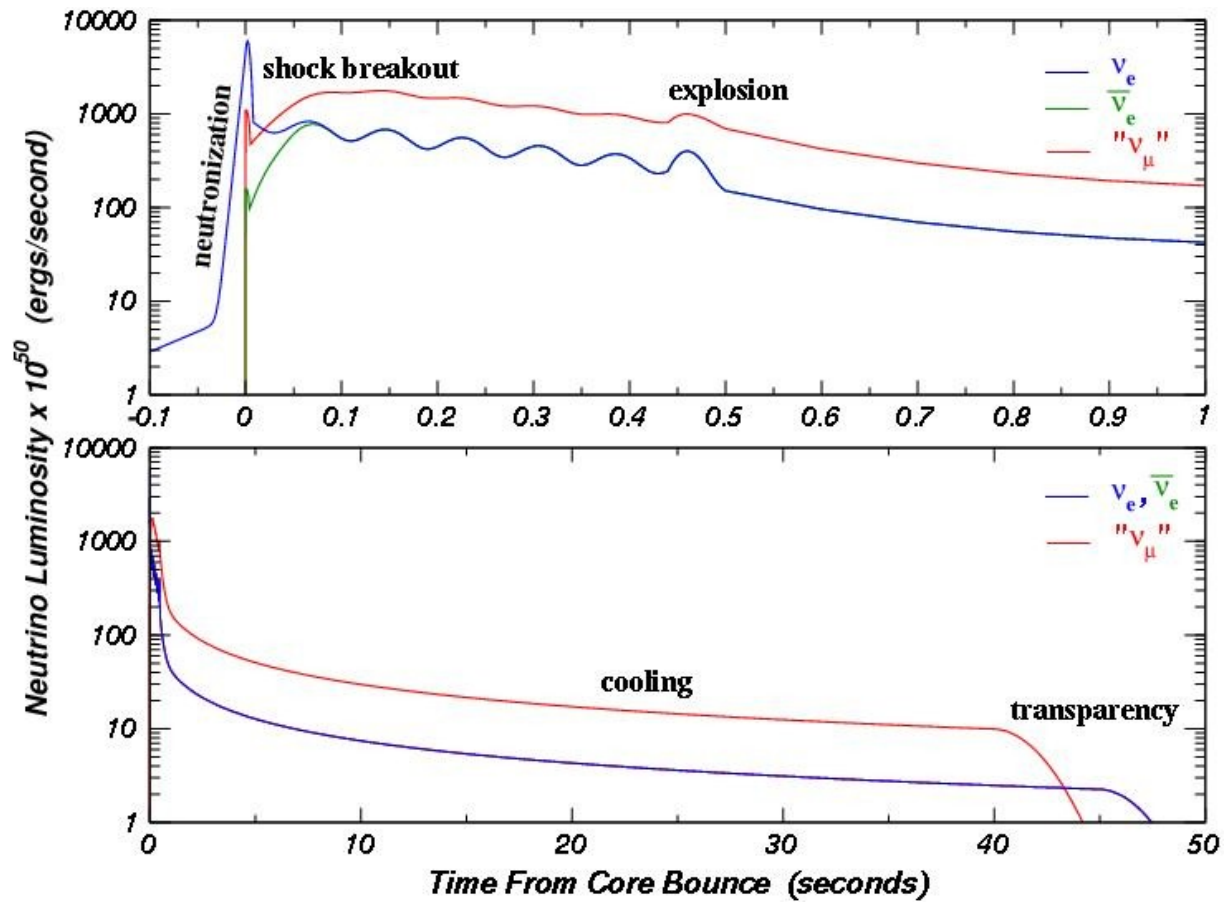


Abbildung 4: Zeitlicher Verlauf der Neutrino-leuchtrate.

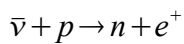
3. Neutrinos aus Supernovae

3.1 Supernova SN1987A

Am 23.02.1987 wurde in der $48 \pm 5 \text{ kpc}$ entfernten großen Magellanschen Wolke eine Typ-II Supernova entdeckt. Der Vorläuferstern war ein blauer Überriese namens Sanduleak mit einer Masse von ca. $20 M_{\odot}$. Sein Alter bei der Explosion wurde auf ca. 20 Millionen Jahre geschätzt. Dabei erreichte uns drei Stunden bevor die SN sichtbar war bereits der Neutrinopuls. Grund dafür ist die lange Zeit, die Photonen brauchen, um durch die dichte Sternenmaterie nach außen zu gelangen.

Es konnten in mehreren Neutrinodetektoren Neutrinos aus der Supernova nachgewiesen werden. Detektiert wurden 12 Neutrinos im Kamiokande, 8 im Irvine Michigan Brookhaven Experiment (beides Wasser-Cherenkov-Detektoren) und möglicherweise 5 im Mont Blanc Underground Neutrino Observatory und 5 im Baksan-Detektor (beides Flüssig-Szintillatoren). Die Ereignisse der letzten beiden werden jedoch, da sie mit den Ergebnissen der anderen Versuche zeitlich inkonsistent sind, nicht mit in die Betrachtung aufgenommen.

Der Nachweis der meisten Neutrinos folgte über die Reaktion:



Kamiokande konnte 12 Neutrinos innerhalb von 12,4 sec aufzeichnen, davon 8 in den ersten 2 Sekunden. Die Energien der registrierten e^{\pm} lag zwischen 7,6 und 36 MeV. Der IMB-Detektor registrierte 8 Ereignisse innerhalb von 5,6 sec, 5 davon in den ersten 2 Sekunden. Die Energien lagen zwischen 19 und 40 MeV. (siehe Abb. 5)

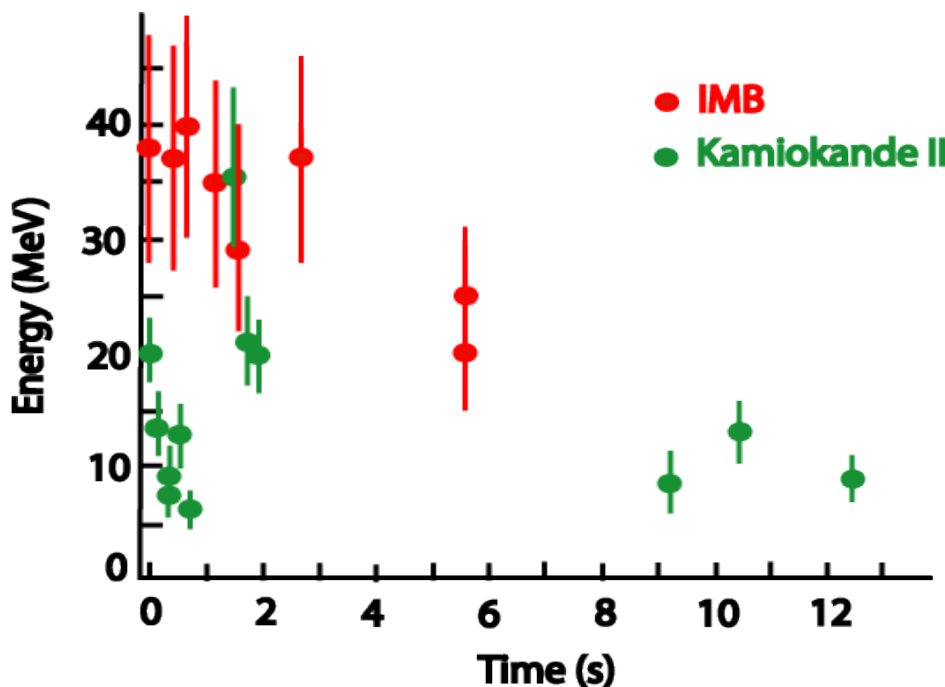


Abbildung 5: Elektronenenergien und Zeitpunkte der Ereignisse im Kamiokande und IMB. Die Nachweissschwelle des Kamiokande-Detektors liegt bei 7,5 MeV, die des IMB bei 19 MeV.

3.2 Ergebnisse zur Supernovaphysik

Aus den Neutrinomessungen konnten einige wichtige Erkenntnisse gewonnen werden, mit denen das heutige Supernovamodell geprüft werden konnte.

- Alle oder fast alle registrierten Neutrinos waren Anti-Elektron-Neutrinos $\bar{\nu}_e$. Durch Anpassung einer Fermi-Dirac-Verteilung konnte für die Neutrinos eine Temperatur von $T(\bar{\nu}_e) = (4,0 \pm 1,0) \text{ MeV}/k$ und eine mittlere Energie von $\langle E_{\nu} \rangle = (12,5 \pm 3,0) \text{ MeV}$ angegeben werden.

- Mit dem Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion $\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+) = 9,75 \cdot 10^{-44} (E_{\nu}/\text{MeV})^2 \text{ cm}^2$, der Detektorgröße und der Zahl der $\bar{\nu}_e$ -Ereignisse ergibt sich die Neutrinoflußdichte auf der Erde:

$$F = (5,0 \pm 2,5) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$$

- Daraus wiederum kann die Gesamtzahl N_{tot} der von SN1987A emittierten Neutrinos abgeschätzt werden, wenn für die Anzahl der Neutrinoarten ein Faktor 6 angenommen wird.

$$N_{tot} = 6F \cdot 4\pi L^2 \approx 8 \cdot 10^{57} \quad \text{mit} \quad L = \text{Abstand Erde} - \text{SN} = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ km}$$

- Multipliziert man die Durchschnittsenergie der Neutrinos mit der Gesamtanzahl erhalten wir die gesamte durch Neutrinos abgestrahlte Energie.

$$E_{tot} \approx N_{tot} \cdot \langle E_{\nu} \rangle \approx (2 \pm 1) \cdot 10^{53} \text{ erg}$$

- Der Radius des entstandenen Neutronensterns konnte zu $(30 \pm 20) \text{ km}$ und seine Masse zu $1,4 M_{\odot}$ abgeschätzt werden.

Die Vorhersagen des Supernovamodells sagen diese Werte erstaunlich gut voraus.

3.3 Ergebnisse zur Neutrinophysik

Aus den registrierten Neutrinos aus SN 1987A konnten Grenzen für einige Neutrinoeigenschaften angegeben werden:

- **Masse:** Nimmt man an, dass Neutrinos eine Masse besitzen, dann müssten zwei Neutrinos mit unterschiedlichen Energien auch verschiedene Geschwindigkeiten besitzen. Daraus folgt, dass, bis uns das Signal auf der Erde erreicht, zwei von der Supernova ausgesandten Neutrinos unterschiedlich lang unterwegs sind, bis sie uns erreichen.

$$T = t - t_0 = \frac{L}{v} = \frac{L}{c} \frac{E_\nu}{p_\nu c} = \frac{L}{c} \frac{E_\nu}{\sqrt{E_\nu^2 - m_\nu^2}} \approx \frac{L}{c} \cdot \left(1 + \frac{m_\nu^2}{2E_\nu^2}\right)$$

Zwei Neutrinos, die die SN zur Zeit t_{01} und t_{02} verlassen haben daher folgenden Laufzeitunterschied:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \Delta t_0 + \frac{L m_\nu^2}{2c} \left(\frac{1}{E_2^2} - \frac{1}{E_1^2} \right)$$

Δt , L , E_1 , E_2 können gemessen werden. Über Δt_0 können modellabhängige Annahmen gemacht werden.

Wir erhalten also für die Masse:

$$m_\nu^2 = \frac{2c \Delta t}{L} \left(\frac{1}{E_2^2} - \frac{1}{E_1^2} \right)^{-1} = \frac{0,39 \cdot \Delta t / \text{sec} \cdot (E_1 / \text{MeV})^2}{L / 50 \text{ kpc}} \cdot \frac{1}{\alpha^2 - 1} \text{eV}^2 \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{E_1}{E_2} > 1$$

Vergleicht man die Formel mit den gemessenen Werten, dann ist das Ergebnis verträglich mit $m_\nu = 0$. Es kann auch eine Obergrenze für die Neutrinomasse angegeben werden, wenn man die einzelnen Messwerte vergleicht, diese ist jedoch durch bessere Abschätzungen an Teilchenbeschleunigern überholt.

$$m(\nu_e) < 31 \text{ eV}$$

- **Lebensdauer:** Die Neutrinos erreichten die Erde mit der vom Modell vorausgesagten Anzahl. Also sind sie nach $1,6 \cdot 10^5$ Jahren nicht zerfallen. Berücksichtigt man die relativistische Zeitdilatation erhält man für die Lebensdauer:

$$\tau(\bar{\nu}_e) > 4 \cdot 10^5 \cdot \frac{m(\bar{\nu}_e)}{\text{eV}} \text{sec}$$

Dieses Ergebnis vernachlässigt jedoch die Flavour-Mischung, wodurch auch ein kleiner Wert für $\tau(\bar{\nu}_e)$ möglich ist.

- Ladung: Nimmt man für Neutrinos eine Ladung $Q_\nu > 0$ an, dann hätte aufgrund der Lorenz-Kraft und der durch sie begründeten Ablenkung in Magnetfeldern die Neutrinoflugbahn zwischen der großen Magellanschen Wolke und der Erde gekrümmt sein müssen. Die Ankunftszeiten müssten daher von der Energie und Ladung abhängen.
Mit dem Zeitfenster von 10 sek., in dem Neutrinos gemessen wurden, kann also die Ladung abgeschätzt werden:

$$Q_\nu < 2 \cdot 10^{-15} e$$

- Magnetisches Moment: Ein magnetisches Moment hätte im starken Magnetfeld des entstehenden Neutronensterns zu einer Umwandlung vieler Neutrinos in sterile Neutrinos geführt.
Die möglichen Folgen, ein kürzerer Neutrinoausbruch und eine erhöhte Zahl hochenergetischer Neutrinos, wurden jedoch nicht beobachtet.
- Mischung: Es wird angenommen, dass alle Neutrinoarten in etwa gleich häufig entstehen. Eine statistische Auswertung der Messung ist jedoch mit nur 20 registrierten Ereignissen nicht möglich.
- Neutrinoarten: Die erwartete Gesamtenergie und die gemessene Neutrinoenergie der $\bar{\nu}_e$ steht im Verhältnis 6 : 1 . Daher lässt sich darauf schließen, dass drei Neutrinoarten existieren.

4. Ausblick

Neutrinos tragen die einzigen Informationen aus dem Core während des Kollaps. Da es im heutigen SN-Modell noch einige Lücken zu schließen gibt, sind Neutrinos aus zukünftigen Supernovae sehr interessant. Temperatur und Dichte des Cores hängen eng mit den Neutrinoeuchtraten zusammen und können daher indirekt gemessen werden. Wenn Flussraten und Energien aller Neutrinosorten besser bekannt sind, können diese mit den Vorhersagen verglichen werden. Auch kann darauf geschlossen werden, ob und wann sich ein Schwarzes Loch bildet, indem man den Signaloﬀcut betrachtet. Zukünftige Messungen können auch Aufschluss über die Zustandsgleichung eines Neutronensterns geben.

Neben dem Neutrinosignal enthält selbstverständlich auch das elektromagnetische Signal zahlreiche Informationen. Damit den Astronomen nichts von diesen Informationen entgeht, nutzt das **SuperNova Early Warning System** (SNEWS) die einige Stunden frühere Ankunft des Neutrinosignals aus, um weltweit andere Instrumente rechtzeitig auf das Ereignis aufmerksam zu machen.

2006 sind die Detektoren Super-Kamiokande, LVD (Large Volume Detector), SNO (Sudbury Neutrino Observatory) und AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) dem SNEWS angeschlossen.

Literatur

[1] N. Schmitz: Neutrinophysik. Teubner 1997. 84 UO 6340 S355

[2] Los Alamos Science, Nr 25 1997: Neutrinos and Supernovae

[3] Keil, Mathias Thorsten: Supernova neutrino spectra and applications to flavor oscillations 2003

[4] siehe URL: http://www.mpa-garching.mpg.de/mpa/research/current_research/hl2006-7/hl2006-7-de.html

[5] siehe URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Type_II_supernova

[6] siehe URL: <http://nu.phys.laurentian.ca/~fleurot/supernova/>