

Eberhard–Karls–Universität
Tübingen

Experimentalphysik–Seminar
Das Frühe Universum

22.3.–26.3.2004

– Neutrinos –

Martin Müller
23.3.2004

Inhalt

1. Einleitung.....	2
2. Geschichtliches.....	4
3. Herkunft der Neutrinos.....	5
4. Das Frühe Universum.....	11
5. Nachweis von Neutrinos.....	15
6. Oszillationen und Masse.....	17
7. Neutrinoastronomie.....	20

1. Einleitung

Als Grundbausteine der Materie oder fundamentale Teilchen, die keine Anzeichen einer inneren Struktur erkennen lassen, werden in der Standardtheorie die Leptonen und die Quarks mit ihren Antiteilchen angesehen.

	1.Familie	2.Familie	3.Familie	El. Ladung
<u>Leptonen</u>	ν_e ($< 5 \cdot 10^{-9}$)	ν_μ ($< 2 \cdot 10^{-4}$)	ν_τ ($< 0,024$)	0
	e ($5,11 \cdot 10^{-4}$)	μ (0,106)	τ (1,78)	-1
<u>Quarks</u>	u (0,005)	c (1,5)	t (175)	2/3
	d (0,01)	s (0,15)	b (4,7)	-1/3

[Massen in $\text{GeV}c^{-2}$]

Einander entsprechende Mitglieder verschiedener Familien unterscheiden sich nur in ihrer gravitativen Wechselwirkung aufgrund unterschiedlicher Masse, bzgl. der anderen Wechselwirkungen verhalten sie sich identisch.

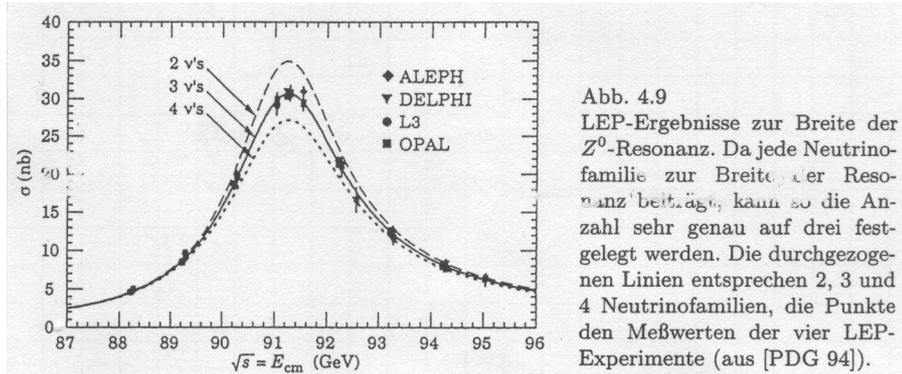
Zum Aufbau der gewöhnlichen uns umgebenden Materie genügt allein die erste Familie. Alle materiaufbauenden Teilchen sind Fermionen, d.h. sie besitzen einen Spin $\frac{1}{2}$, unterliegen dem Pauli-Prinzip und dürfen damit nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen. Speziell Neutrinos treten nur als Partner in Zerfalls- oder Umwandlungsprozessen in Erscheinung.

Überblick über die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Austauschquanten

Wechselwirkung	stark	elektromagnetisch	schwach	gravitativ
Stärke	≈ 1	$\approx 10^{-2}$	$\approx 10^{-5}$	$\approx 10^{-39}$
Wirkung auf	Quarks	el. gel. Teilchen	Leptonen+Quarks	alle
Austauschquanton	Gluon	Photon	Vektorbosonen	Gravi
Masse [$\text{GeV}c^{-2}$]	0	0	80($W^{+/-}$), 90(Z^0)	0

Die verallgemeinerte Ladung der schwachen Wechselwirkung heißt Flavour-Ladung. Leptonen wie die Neutrinos besitzen Flavour und spüren "nur" die schwache Wechselwirkung. Deshalb erreichen die Neutrinos die Erde mit der Energie mit der sie produziert worden sind (oft nahe der Lichtgeschwindigkeit), im Gegensatz zu anderen Teilchen, die auf ihrem Weg zur Erde Energie an Photonen, Gas oder Staub über die elektromagnetische Wechselwirkung abgeben.

Beschleunigerergebnisse über die Anzahl der Neutrino Flavours



(aus Phys. Rev. D50 (1994))

Für den Wirkungsquerschnitt σ bei der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{Hadronen, Leptonen}$ (z.B. $Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l$ mit $l = e, \mu, \tau$) gilt:

$$\sigma = 12\pi \frac{\Gamma_l \Gamma}{(s - m_{Z^0}^2)^2 + m_{Z^0}^2 \Gamma^2} \quad (\text{Lorentzkurve})$$

mit Γ_l : partielle Zerfallsbreite für $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad : \text{totale Breite mit } \Gamma_i = \text{Beiträge der einzelnen Zerfälle}$$

$$\sqrt{s} = E_{e^-} + E_{e^+} \quad \text{Schwerpunktsenergie}$$

$$\sigma_{\text{max}} = 12\pi \frac{\Gamma_l}{m_{Z^0} \Gamma} \approx 5 * 10^{-32} \text{ cm}^2 \text{ bei } \sqrt{s} = m_{Z^0}$$

Die Breite des Zerfalls ist proportional zur Anzahl der Neutrino Flavours n_ν .

Ergebnis: $n_\nu = 2,994 \pm 0,012$

\Rightarrow 3 Neutrino Flavours und damit auch 3 Familien Elementarteilchen

Außerdem lässt sich die Masse der Neutrinos abschätzen: $M(\nu) ? \frac{M(Z^0)}{2} = 46 \text{ GeV}c^{-2}$

2. Geschichtliches

1930 "Die Krise in der Physik"

?Treffen der Physikerelite beim Solveg Congress in Brüssel im Oktober 1927
(Folie 1)

Frage: Ist die Energieerhaltung im ?-Zerfall verletzt?
(Folie 2)

?-Zerfall: Scharfer Peak bei Energie $E_{\text{kin}} = E(M_{\text{Anfang}}) - E(M_{\text{Ende}})$ durch wohldefinierten Energiegewinn aufgrund des Massendefekts

?-Zerfall: Kontinuierliches Spektrum
(Zwischenzeitlich wurde als Erklärungsversuch sogar darüber diskutiert, ob der Satz der Energieerhaltung nur eingeschränkt gültig ist)

Will man die experimentellen Fakten erklären, ohne die bisherigen Erhaltungssätze von Energie, Impuls und Drehimpuls aufzugeben, so könnte man annehmen, dass beim ?-Zerfall außer dem Elektron ein weiteres Teilchen emittiert wird, das die fehlende Energie $E_{\text{max}} - E(?)$, den fehlenden Impuls und Drehimpuls mitnimmt.

Wolfgang Pauli postulierte in diesem Sinne 1930 in einem Brief an seine "radioaktiven Kollegen" auf einer Physikertagung in Tübingen, dass beim ?-Zerfall ein bisher im Experiment unentdecktes, neutrales Teilchen ausgesandt wird, das er vorläufig "Neutron" nannte.

(Folie 3)

(Folie 4)

Dieses Teilchen konnte damals jedoch wegen extrem kleinem Wirkungsquerschnitt nicht nachgewiesen werden.

1932 Entdeckung des Neutrons durch Chadwick als Baustein der Atome (mit $m_n \approx m_p$)

Es war schnell klar, dass es sich beim ?-Zerfall um ein anderes neutrales Teilchen handeln muß, dessen Masse wesentlich kleiner, sogar kleiner als die des Elektrons ist, weil sonst nicht sehr hohe Energien $E(?) \approx E_{\text{max}}$ im ?-Spektrum auftreten können. Deshalb wurde das hypothetische Teilchen Neutrino (kleines Neutron) genannt. Aus Symmetriegründen muß es dann wie bei allen Elementarteilchen auch ein entsprechendes Antiteilchen, das Antineutrino $\bar{\nu}$ geben.

Allen Leptonen ordnet man eine Quantenzahl zu, die Leptonenzahl L , wobei $L=1$ für alle Leptonen, $L=-1$ für alle Antiteilchen gesetzt wird.

Bei allen bisher beobachteten Reaktionen oder Zerfällen wurde immer gefunden, dass die Leptonenzahl sich nicht ändert.

Es gilt die Leptonenzahlerhaltung:
$$\sum_i L_i = \text{const.}$$

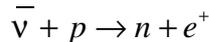
1956 Experimenteller Nachweis durch E.Reines und C.L.Cowan (Folie 5)

Nachdem starke Antineutrinoströme aus den β^- -Zerfällen der Spaltprodukte in Kernreaktoren zur Verfügung standen, schuf die große Anzahl dieser Neutrinos ein Gegengewicht zum extrem kleinen Wirkungsquerschnitt und der daraus resultierenden kleinen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Beispiel: Nur eins von 100 Milliarden Neutrinos aus einem β^- -Zerfall bemerkt die Erde

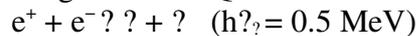
oder um Neutrinos von der Erde abzuschirmen wird 1 Lj Blei benötigt!

Zum Nachweis der Antineutrinos wird die Reaktion



benutzt, bei der ein Antineutrino von einem Proton eingefangen wird, das sich dabei in ein Neutron umwandelt und ein Positron aussendet.

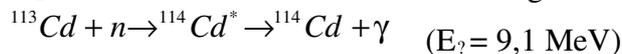
Das Positron stößt mit einem Elektron der Atomhülle zusammen und wird dabei unter Aussendung zweier γ -Quanten vernichtet.



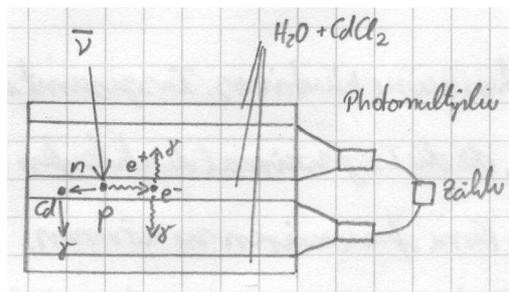
Experimentelle Anordnung: In zwei Wassertanks befinden sich etwas $2 \cdot 10^{28}$

Protonen. Der aus dem Kernreaktor einfallende Antineutrinoström fliegt durch die Wassertanks und erzeugt dort Neutronen und Positronen. Die Positronen werden über die Vernichtungsstrahlung mit Hilfe von Szintillatoren nachgewiesen, die rund um die Wassertanks angeordnet sind.

Die Neutronen werden im Wasser abgebremst und können durch Beimengung von CdCl_2 zum Wasser über die Neutrinoeinfangreaktion



mit Hilfe der γ -Quanten detektiert werden.

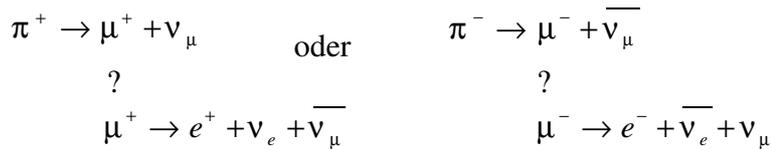


3. Herkunft der Neutrinos

a) Atmosphärische Neutrinos

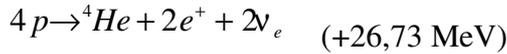
Atmosphärische Neutrinos entstehen durch Wechselwirkung der Atmosphäre mit kosmischer Strahlung (98% Kerne, davon 87% Protonen).

Der Hauptteil der Reaktionen führt zu Pionen (Mesonen), die wie folgt zerfallen:



b) Solare Neutrinos

Nach unseren Vorstellungen gewinnt die Sonne wie alle Sterne ihre Energie durch Kernfusion. Die Bilanzgleichung der Wasserstoffverschmelzung lautet:



(Folie 6)

Es gibt 2 Arten, diese Fusion zu betreiben: Den pp-Zyklus und den CNO-Zyklus

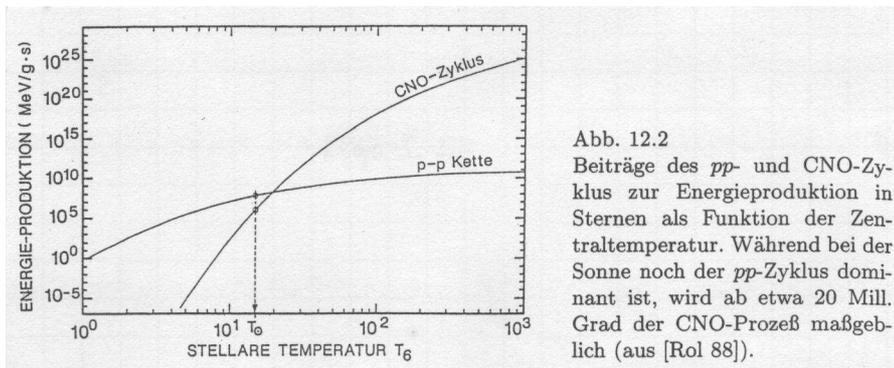


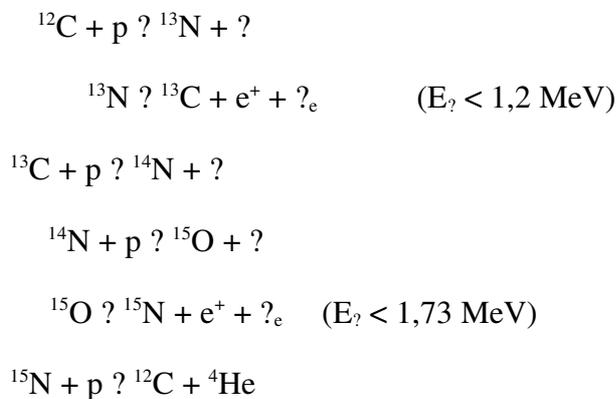
Abb. 12.2
Beiträge des pp- und CNO-Zyklus zur Energieproduktion in Sternen als Funktion der Zentraltemperatur. Während bei der Sonne noch der pp-Zyklus dominant ist, wird ab etwa 20 Mill. Grad der CNO-Prozeß maßgeblich (aus [Rol 88]).

(aus C.E. Rolfs, W.S. Rodney, Cauldrons in the cosmos, 1988)

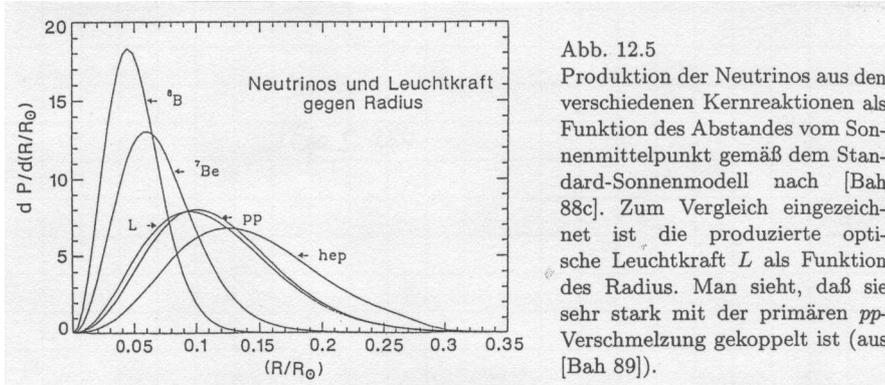
pp-Zyklus: (Folie 7)

- zu I: Bei diesem Prozeß entstehen keine Neutrinos. Insgesamt entstehen jedoch zwei Elektron-Neutrinos, da der Weg zweimal durchlaufen werden muß, um am Schluß zwei ³He-Kerne fusionieren zu können.
- zu II: Emission monoenergetischer Neutrinos (2 Teilchen als Produkte)
- zu III: Neutrinos sehr hochenergetisch, aber auch sehr selten

CNO-Zyklus: Nur mit 1,6% an der Energiegewinnung in der Sonne beteiligt

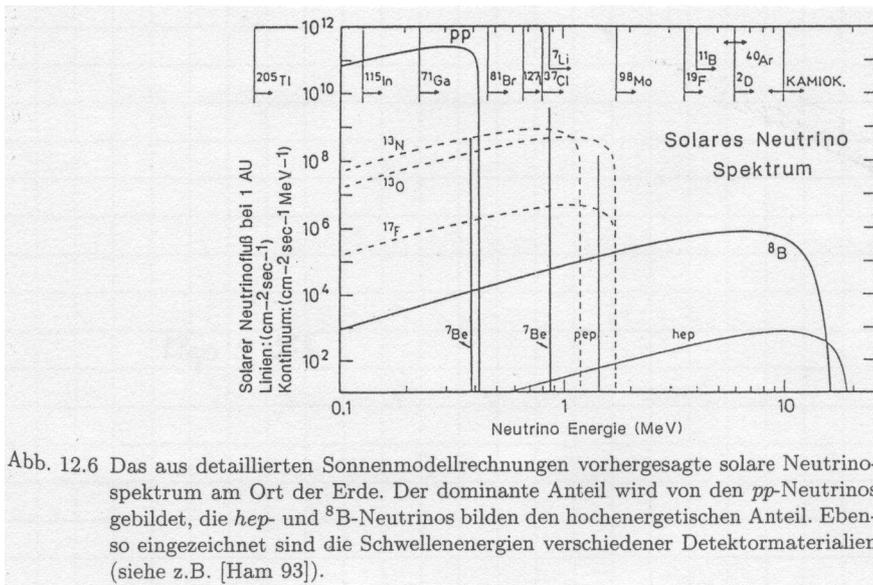


Das Sonnenneutrinospektrum



(aus J.N. Bahcall, R.K. Ulrich, Rev. Mod. Phys. 60 (1988))

Wie man hier sieht stammt der größte Anteil von den pp -Neutrinos.



(aus W. Hampel, J.Phys. G19 (1993))

Wie bereits erwähnt ist der Wechselwirkungsquerschnitt der Neutrinos mit Materie extrem klein:

$$?? 10^{-44} \text{ cm}^2, \text{ d.h. rund } 10^{18} \text{ mal kleiner als Photonenabsorptionsquerschnitte}$$

Die Neutrinos verlassen aus diesem Grund die Sonne praktisch ungehindert. Dies bedeutet, dass ein Nachweis der Kernreaktionen im Sonneninnern durch irdische Neutrinosdetektoren möglich ist. Dies ist der einzige wirkliche Beweis, dass die Sonne ihre Energie durch Kernfusion gewinnt bzw. immer noch gewinnt.

(Folie 8)

Dank der hohen Flüsse an solaren höherenergetischen Neutrinos auf der Erde der Größenordnung $10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ist ihr Nachweis trotz des kleinen Wirkungsquerschnittes nicht unmöglich.

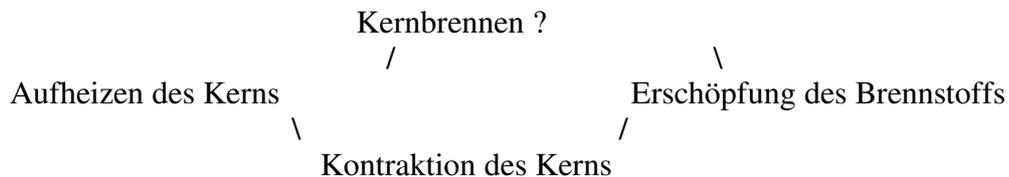
c) Neutrinos von Supernovae und andere astrophysikalische Neutrinoquellen

Bei der Supernova SN1987a gelang es zum ersten Mal bei einem anderen Objekt als der Sonne Neutrinostrahlung nachzuweisen, wobei die Signale einige Stunden vor der ersten optischen Beobachtung des Ausbruchs aufgezeichnet wurden.

Das Auftreten von Neutrinobursts mit einer Gesamtenergie von 10^{45}J bis 10^{46}J und einer mittleren Teilchenenergie der Größenordnung 10 MeV untermauert die Grundvorstellung einer Supernovaexplosion als den Kollaps eines massereichen Sterns, bei dem die gravitative Bindungsenergie fast ausschließlich in Form von Neutrinos und nur zu etwas 1% als optische Strahlung und kinetische Energie der abgestoßenen Hülle freigesetzt wird.

(Folie 9 + Folie 10)

Beispiel: Sehr massereicher Stern ($M \approx 10 M_{\odot}$)



Danach verbleiben keine Energiequellen mehr außer die der Gravitationsenergie
? Der Kern kontrahiert kontinuierlich

Wenn $M_{\text{Core}} > M_{\text{Chandrasekhar}}$ können die Elektronen das Gewicht des Sterns nicht mehr halten und der Kern kollabiert.

Jetzt: Elektroneneinfang (durch Ne, Mg) für $M_{\text{Core}} < 4 M_{\odot}$: $e^{-} + p \rightarrow n + \nu_e$
 Photodesintegration für $M_{\text{Core}} > 4 M_{\odot}$: ${}^{56}\text{Fe} \rightarrow 14 {}^4\text{He}$

Die emittierten Neutrinos können den Kern zunächst ungehindert verlassen. Die Neutrino-diffusionszeit wird jedoch allmählich größer als die Kollapszeit (Neutrino-Trapping), so dass die Materie für die Neutrinos optisch dicht wird. Sie sind gefangen und bewegen sich mit der einfallenden Materie. Die Erhöhung des Neutrinoeinfangs durch Neutronen stabilisiert als Gegenprozeß den Elektronenverlust. Die Neutrinoabkühlung entfällt und es entsteht ein Gleichgewicht bzgl. der schwachen Wechselwirkung. Von hier ab geht der Kollaps adiabatisch vonstatten. Es regnet weiter Materie auf den Kern. Der Kollaps läuft bis die Dichte der Kernmaterie im Innern erreicht ist (Neutronenstern). Schließlich wird die Materie inkompressibel und schwingt zurück ? Schockwelle !

Der herauslaufende Schock dissoziiert die weiterhin einfallenden Eisenkerne in Protonen und Neutronen. In dem dissoziierten Bereich ist die freie Weglänge für die Neutrinos wieder größer, so dass sie sich hinter dem Schock ansammeln. Gelangt der Schock nun in Dichtebereiche unter eine bestimmte Grenze, so werden die Neutrinos alle auf einen Schlag freigesetzt.

Die optische Supernova folgt nachdem der Schock vollständig durch den Eisenkern gebrochen ist. Da die Neutrinos nahe der Lichtgeschwindigkeit fliegen, können die Photonen sie nicht mehr einholen und es erreicht uns ihr Signal mehr als 2 Stunden vor dem optischen.

Die Neutrinos stellen deshalb ein Frühwarnsystem für Supernovae dar!
 Praktisch alle Neutrino-Flavours tragen die gleiche Energie weg, so dass aufgrund der höheren Energien der Fluß der ν_μ und ν_τ niedriger ist.

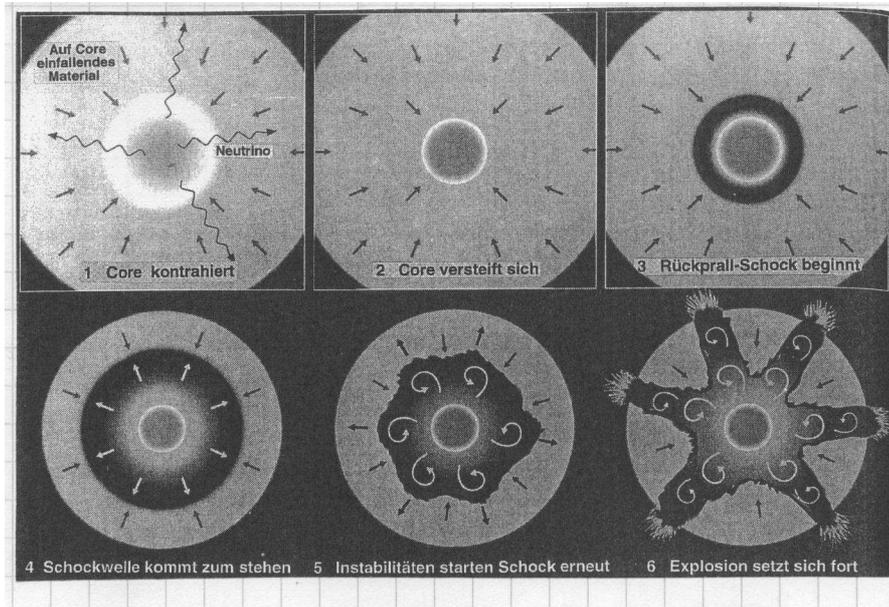


Abb. 13.10 a) Schematische Darstellung einer Supernova-Explosion. Nach Verbrauch des nuklearen Brennstoffes beginnt der Kern unter Emission von Neutrinos zu kollabieren (1), bis seine Dichte die Kerndichte erreicht (2). Diese ist inkompressibel, welches zur Ausbildung eines nach außen laufenden Schocks führt (3), der in etwa 100 bis 150 km Entfernung vom Sternzentrum stehenbleibt (4). Konvektive Bewegung aufgrund der Neutrinoheizung (5) beleben den Schock und führen schließlich zur Explosion (6).

(aus J. Hayes, A. Burrows, Sky and Telescope 8 (1995))

Das Supernova-Neutrinospektrum

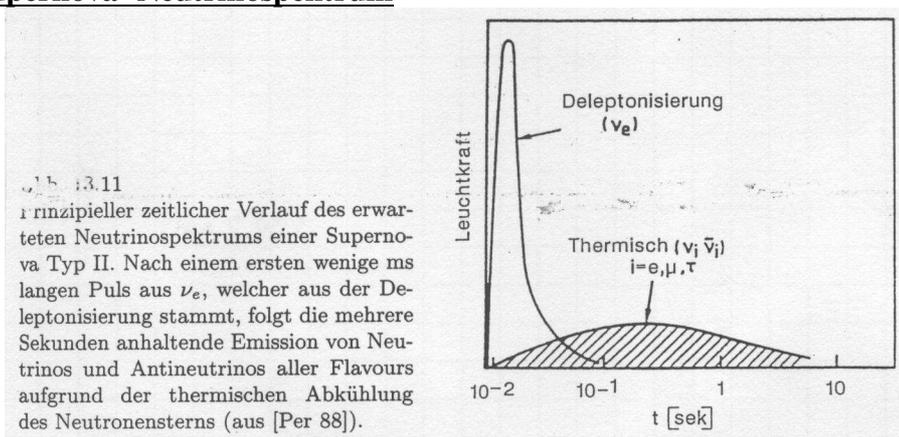


Abb. 13.11
 Prinzipieller zeitlicher Verlauf des erwarteten Neutrinospektrums einer Supernova Typ II. Nach einem ersten wenige ms langen Puls aus ν_e , welcher aus der Deleptonisierung stammt, folgt die mehrere Sekunden anhaltende Emission von Neutrinos und Antineutrinos aller Flavours aufgrund der thermischen Abkühlung des Neutronensterns (aus [Per 88]).

(aus D.H. Perkins, IX. Workshop on Grand Unification, Aix-les-Bains, World Scientific, Singapore 1988)

Sobald der Schock durch die Neutrinosphäre bricht, werden alle Neutrinos innerhalb eines Pulses von etwa 10 ms freigesetzt. Berechnungen ergaben, dass diese etwa 5–10% der gesamten beim Kollaps freiwerdenden Energie wegtragen.

Der weitaus größte Teil kommt jedoch vom thermischen Abkühlen des entstehenden

Protoneutronensterns durch Prozesse der Art: $\gamma \rightarrow e^+ e^- \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i$

Hierbei entstehen über einen Zeitraum von mehreren Sekunden Neutrinos und Antineutrinos aller Flavours. Unter der Annahme gleichzeitiger Emission ergeben sich Massengrenzen aus der gemessenen Laufzeitdifferenz der verschiedenen Flavours von 30 eV.

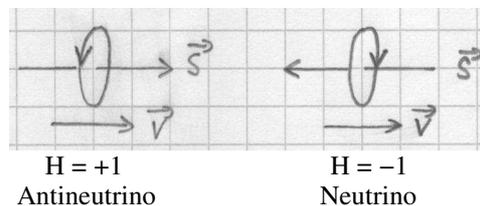
Insgesamt tragen die Neutrinos mit 99% den dominierenden Anteil der in einer Supernovaexplosion freiwerdenden Energie davon.

Das magnetische Moment der Neutrinos

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{v}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{v}|}$$

Definition:

Helizität mit Spin \vec{s} und Geschwindigkeit \vec{v}
 Das überraschende experimentelle Ergebnis der Messung der Helizität von Neutrinos ist, dass alle bisher beobachteten Neutrinos negative Helizität $H = -1$ haben, d.h. der Spin des Neutrinos zeigt immer in eine Richtung entgegengesetzt zu seiner Geschwindigkeit. Solche Teilchen werden linkshändig genannt. Alle Antineutrinos haben dagegen positive Helizität und sind damit rechtshändig.



Aufgrund der starken Magnetfelder des entstehenden Neutronensterns und des langen Weges innerhalb des galaktischen Magnetfeldes bestünde bei Existenz eines magnetischen Moments eine Chance, linkshändige Neutrinos in rechtshändige Antineutrinos zu präzedieren. Diese würden dann dem Nachweis entgehen. Die beobachtete Anzahl liegt nahe der erwarteten und liefert damit eine obere Grenze von $\eta < 10^{-12} \eta_B$.

Andere astrophysikalische Neutrinoquellen

Grundprinzip: Für die Neutrinoproduktion sind Protonen erforderlich, die auf hinreichend hohe Energien beschleunigt worden sind. Treffen diese nun auf andere Protonen oder Photonen, kann es zur Erzeugung von Pionen kommen, deren Zerfall im Prinzip wie bei atmosphärischen Neutrinos verläuft.

- i) Aktive galaktische Kerne (AGN's) , d.h. Galaxienkerne, die eine mit der Leuchtkraft der sie umgebenden Galaxie vergleichbare Leuchtkraft aufweisen, bestehen aus einem Schwarzen Loch mit bis zu etwa einer Milliarde Sonnenmassen, auf das Materie einfällt. Diese einfallende Materie bildet dabei eine Scheibe, die sog. Akkretionsscheibe. Zudem kommt es bei AGN's zur Ausbildung von Jets. An Stoßwellen in der Akkretionsscheibe oder im Jet können Protonen beschleunigt werden. Anschließend ist eine Wechselwirkung mit der Wärmestrahlung der Akkretionsscheibe oder der Synchrotronstrahlung des Jets möglich.
- ii) In der Umgebung eines Pulsars können die Kerne von Eisenatomen beschleunigt werden. Wechselwirken diese mit der Strahlung des Pulsars, können freie Neutronen entstehen, die in Protonen zerfallen. Sofern der Pulsar von einem Nebel umgeben ist, können dort aufgrund der Wechselwirkung der Protonen mit anderen Protonen Neutrinos entstehen.

- iii) Beschleunigung der Protonen durch Reflexion an fluktuierenden Magnetfeldern (Fermibeschleunigung).

4. Das Frühe Universum

Im frühen Kosmos sind die Temperaturen und Dichten so hoch, dass sich die Photonen und die große Vielfalt der relativistischen Teilchen im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Solange die mittlere thermische Energie $k_B T \gg mc^2$ ist, muß man davon ausgehen, dass jedes Elementarteilchen der Ruhemasse m – im Rahmen des Energiesatzes – in andere umgewandelt werden kann. Paarerzeugung und Annihilation von Teilchen und Antiteilchen sowie die Wechselwirkung mit anderen Teilchen halten demnach eine bestimmte Teilchensorte, mit nennenswerter Häufigkeit oberhalb einer Energie mc^2 , im Gleichgewicht.

Sinkt die Energie infolge der Expansion des Kosmos unter mc^2 , so können einmal zerfallene oder annihilerte Teilchen der Masse m nicht mehr nachgebildet werden. Die Evolution des Kosmos ist also dadurch charakterisiert, dass – beginnend mit den massereichsten Teilchen – nacheinander die verschiedenen Teilchenarten aussterben, bis wir etwa 3s nach der Singularität des Urknalls fast nur noch Photonen und Neutrinos vorfinden und der Anteil der Baryonen (aus 3 Quarks aufgebaute Elementarteilchen) nur etwa 10^{-9} ausmacht.

Tabelle 13.5. Folge der verschiedenen Zeitalter und Temperaturverlauf bei der Evolution des Kosmos nach dem Standardmodell. Teilchen und Antiteilchen der Ruhemasse m annihilieren jeweils, wenn die mittlere Energie $kT < mc^2$ wird. Die Temperaturen unterhalb $T \leq 5 \cdot 10^9$ K beziehen sich auf das Photonengas

Zeitalter	t [s]	T [K]	kT [GeV]	m [GeV c^{-2}]			Leptonen			
				Feldquanten, Quarks	Hadronen					
					Baryonen	Mesonen				
„Große Vereinigung“	10^{-43} 10^{-35}	10^{32} 10^{27}	10^{19} 10^{14}	$10^{14}?$	X?			Planckzeit Symmetriebrechung: stark – elektroschwach		
Quark-Ära	10^{-10}	10^{15}	10^2	175	t			Symmetriebrechung: elektromagn. – schwach		
				92	Z					
				80	W					
						5.3	B			
Hadronen-Ära	10^{-6}	10^{13}	1	4.7	b	3.1	J/ ψ			
				1.5	c	1.67	Ω	1.78	τ	
						1.12	Δ			
						0.940	n			
Leptonen-Ära	10^{-4}	10^{12}	10^{-1}			0.50	K	Übergang: Quarks \rightarrow Hadronen		
						0.14	π		0.11	μ
				0.15	s					
Photonen-Ära	1	10^{10}	10^{-3}	0.01	d			Auskoppeln der Neutrinos Elementsynthese (^4He)		
				0.005	u					
Materie-Ära	3	$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{-4}$				$5 \cdot 10^{-4}$	Auskoppeln der Photonen Entstehung der Galaxien heute		
Materie-Ära	$2 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^3$	$z \approx 1000$					3 K		
Materie-Ära	$6 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^3$	600					2 K		
Materie-Ära	$1 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^2$	100							
Materie-Ära	$4 \cdot 10^{17}$	2.7	0							

(aus A. Unsöld, B. Baschek: Der Neue Kosmos)

Planckzeit: Bei sehr hohen Massenkonzentrationen und kleinen Dimensionen gilt die Allgemeine Relativitätstheorie, bei der die Raumzeit als ein Kontinuum

behandelt wird, nicht. Sie müsste hier durch eine Quantentheorie der Gravitation ersetzt werden. Diese liegt derzeit noch nicht vor.

Im Anschluß an die Planckzeit erwartet man entsprechend der Theorie der Großen Vereinigung einen völlig symmetrischen Zustand der Welt:

Alle Wechselwirkungen außer der Gravitation haben dieselbe Stärke. In dem extrem heißen und dichten Plasma sind Quarks, Gluonen, X-Teilchen (Austauschteilchen für die Umwandlung von Quarks in Leptonen und umgekehrt) und Photonen ungefähr gleich häufig und wandeln sich ständig ineinander um.

Sinkt nun die mittlere Energie im Kosmos infolge der Expansion unter die äquivalente Masse des hypothetischen X-Bosons von $10^{14} \text{ GeV}c^{-2}$, so werden die zerfallenen X-Teilchen nicht wieder erzeugt und die Symmetrie zwischen starker und elektroschwacher Wechselwirkung ist gebrochen.

Durch den Zerfall des X-Teilchens hat sich ein winziger relativer Überschuß von Quarks gegenüber den Antiquarks von der Größenordnung 10^{-10} bis 10^{-9} ergeben, der sich dann in späteren Entwicklungsphasen des Kosmos zu einem entsprechenden Verhältnis von Baryonen zu Photonen entwickelt hat und der letztlich durch die 3K-Hintergrundstrahlung und die bisherige Materiedichte zugänglich wird. Die Entstehung der Galaxien und damit unsere Existenz haben demnach ihren Ursprung in einer Assymetrie des Zerfalls der X-Bosonen bereits bei einem Alter des Universums von 10^{-35} s.

Weitere Symmetriebrechung bei etwa 10^{-10} s bzw. 100 GeV (Quarkära) entsprechend der Massen der W^{+-} - und Z^0 -Bosonen:

Trennung der elektromagnetischen von der schwachen Wechselwirkung

Leptonenära

Die Leptonenära beginnt bei etwa 10^{-4} s, in welcher Elektronen, Positronen, Neutrinos und Photonen überwiegen. Bei Temperaturen oberhalb von 1 MeV sind diese Teilchen miteinander im thermischen Gleichgewicht über Reaktionen wie



Es gilt: Wechselwirkungsquerschnitt der schwachen Wechselwirkung $\sim E_{\text{Schwerpunkt}}^2$

Bei rund 1s bzw. 1MeV wird die Wechselwirkung der Neutrinos mit den übrigen Teilchen so gering, dass sie sich mit diesen nicht mehr im thermischen Gleichgewicht halten können und entkoppeln.

Durch das Auskoppeln der Neutrinos wird das Proton-Neutron-Verhältnis, welches die Häufigkeit des später entstehenden Heliums bestimmt, im wesentlichen festgelegt.

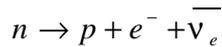
Oberhalb 1 MeV, d.h. vor dem Auskoppeln der Neutrinos, befinden sich Protonen und Neutronen im thermodynamischen Gleichgewicht.

Nach der Boltzmannformel gilt:

$$\left| \frac{n_n}{n_p} = \exp\left(-\frac{\Delta mc^2}{k_B T}\right) \right|$$

mit Massenunterschied $p/n \Delta mc^2 = 1,293 \text{ MeV}$

Unterhalb 1MeV werden die Reaktionen, welche Protonen in Neutronen umwandeln, immer seltener bis schließlich als einziger Prozeß der β -Zerfall des Neutrons übrigbleibt:



Entsprechend nimmt Verhältnis n_n/n_p im Laufe der Expansion des Kosmos von einem anfänglichen Wert 1 kontinuierlich ab.

$$\frac{n_n}{n_p} \approx 0,14$$

Beim Einsetzen der Elementbildung erreicht dieses Verhältnis einen Wert von:

$$\frac{n(^4He)}{n(H)} \approx 0,08$$

Dies führt zu einer Heliumhäufigkeit von $\frac{n(^4He)}{n(H)} \approx 0,08$, einem Wert, der mit den Beobachtungen recht gut übereinstimmt.

Bei weiterem Temperaturabfall unter die Ruhemasse des Elektrons geht aufgrund von Paarvernichtung die Energie auf die Photonen über und erhöht deren Temperatur von $T_\gamma = T_e$ auf $T_\gamma > T_e$.

$$T_\nu = \left(\frac{4}{11}\right)^{\frac{1}{3}} T_\gamma$$

Nach theoretischen thermodynamischen Überlegungen gilt:

mit der Photonentemperatur $T_\gamma = 2,728$ K (gemessen)
"3K-Hintergrundstrahlung"

Dies entspricht einer Neutrinotemperatur von etwas 1,95 K bzw. einer mittleren Energie von ungefähr $168 \cdot 10^{-6}$ eV und gilt nur für masselose Neutrinos. Für Neutrinos mit Masse ist die Temperatur entsprechend niedriger.

$$n_\nu = \frac{3}{11} n_\gamma$$

Ferner gilt für jedes Neutrino-Flavour:

Besteht wie gemessen der Photonenhintergrund aus einer Anzahl von $n_\gamma = 410 \text{ cm}^{-3}$, so ist die Teilchendichte des Neutrinohintergrundes $n_\nu = 340 \text{ cm}^{-3}$.

Der sehr kleine Wirkungsquerschnitt dieser extrem niederenergetischen Neutrinos hat bisher jede experimentelle Idee zu ihrem Nachweis scheitern lassen!

Das Leptonenzeitalter endet etwa bei 3s mit der Annihilation der Elektronen und Positronen bis auf einen winzigen Bruchteil an Elektronen, der die elektrische Ladungsneutralität gegenüber den Protonen gewährleistet.

In der anschließenden Photonen- oder Strahlungsära erfolgt bei ungefähr 200s die Elementsynthese, bei der die freien Neutronen fast vollständig zur Bildung von Helium verbraucht werden. Protonen, Heliumkerne und Elektronen sind jetzt rund 10^{-9} mal seltener als die Photonen und die entkoppelten Neutrinos.

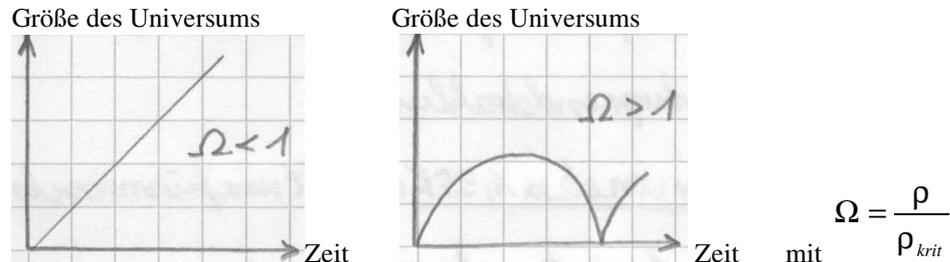
Gegen Ende der Photonenzeit bei etwa $8 \cdot 10^5$ a koppeln sich die Photonen von der Materie ab, nachdem die freien Elektronen durch Rekombination mit den Protonen zum neutralen Wasserstoff verschwunden sind. Da nun die Thomson-Streuung (Streuung von Photonen an freien Elektronen) sehr stark nachlässt, wird das Universum durchsichtig.

Das Problem der Dunklen Materie

Die Dunkle Materie ist eines der größten Rätsel der Astrophysik. Sie offenbart sich unter anderem durch die Bewegung von Galaxien. Man beobachtet wie sich Galaxien-

Clustern mit höheren Geschwindigkeiten bewegen, als man durch die Gravitationskraft der sichtbaren Materie allein erwarten würde. Es muß daher im Universum eine unsichtbare Form der Materie oder eine ungewöhnliche Klasse dunkler Objekte geben.

Die Massendichte wird in Einheiten der kritischen Dichte ρ_{krit} angegeben, die notwendig wäre, um in ferner Zukunft die Ausdehnung des Universums umzukehren. Ist $\Omega < \rho_{krit}$, so wird das Universum ewig expandieren.



Die aus der Galaxienbewegung hergeleitete Massendichte ist $\rho_{dyn} \sim 0,3$. Sie stellt eine untere Grenze für die Massendichte des Universums dar.

Die Dichte der sichtbaren Materie liegt dagegen lediglich im Bereich $0,002 < \rho_{lum} < 0,010$ und ist nur ein geringer Bruchteil der Gesamtmasse des Universums!

Die Häufigkeit der im Urknall produzierten leichten Elemente wie ^4He , ^3He ,... ist durch die Dichte von Protonen und Neutronen, der sog. Baryondichte ρ_{bar} , gegeben. Daher kann aus der gemessenen Verteilung der leichten Elemente die gesamte sichtbare und unsichtbare Baryondichte bestimmt werden. Sie ist mit $0,008 < \rho_{bar} < 0,100$ überraschenderweise kleiner als die untere Grenze der Gesamtdichte ρ_{dyn} .

Es gibt für die Kandidaten dunkler Materie 2 Extreme: Heiße und kalte dunkle Materie.

Heiße dunkle Materie sind relativistische Teilchen wie Neutrinos mit Massen von etwa 10 eV. Diese sorgen aufgrund ihrer großen Beweglichkeit relativ lange für ein Auswaschen aller Störungen. Strukturen bilden sich erst, wenn die Teilchen nicht-relativistisch werden.

Anders dagegen die kalte dunkle Materie. Diese sehr schweren Teilchen, mit Massen mindestens im GeV-Bereich, sind früh nicht-relativistisch und sorgen damit auch früh für Massenkonzentrationen.

Falls Neutrinos eine von 0 verschiedene Ruhemasse haben, könnte der niederenergetische kosmische Neutrinohintergrund eine wesentliche Rolle spielen. Die Teilchendichte der Hintergrundneutrinos ist mit 10^8m^{-3} ziemlich groß. Daher würde selbst eine winzige Neutrinomasse von $5 \text{ eV}c^{-2} \sim 10^{-35} \text{kg}$ bereits 0,2 der kritischen Dichte ausmachen.

Würde man die gesamte dunkle Materie mit Neutrinos erklären wollen, so stößt man auf ein Problem bei der Strukturbildung im Universum. In Computersimulationen findet im Modell der heißen dunklen Materie die Galaxientstehung nicht schnell genug statt. Andererseits scheint es nicht möglich zu sein, die großräumige Struktur des Universums wie Superhaufen genügend schnell zu erzeugen.

Experimentelle Einschränkungen für das Spektrum der Fluktuationen kommen vor allem durch die Anisotropiemessungen der kosmischen 3K-Hintergrundstrahlung mittels des COBE-Satelliten. Die Beobachtungen lassen sich am besten erklären, indem man eine Mischung von 70% kalter und 30% heißer dunkler Materie annimmt.

Demnach stellen Neutrinos, wenn auch nicht die einzigen, so doch weiterhin hoffnungsvolle Kandidaten für die dunkle Materie dar.

5. Nachweis von Neutrinos

Im Prinzip gibt es 2 Arten von Neutrinonachweisexperimenten:

Radiochemische und Echtzeitexperimente

(Folie 11)

Beim ersten Typ verliert man jede Information über die Einfallzeit, die Richtung und die Energie (mit Ausnahme der unteren Grenze, die durch die Nachweisschwelle des Detektors gegeben ist) des einfallenden Neutrinos, da man ja nur die über eine gewisse Zeitspanne gemittelte Produktionsrate an instabilen Tochterkernen messen kann.

Anders ist dies bei Echtzeit-Experimenten. Die Hauptnachweismethode ist hier die Neutrino-Elektron-Streuung. Es entsteht dabei Cerenkov-Licht, welches dann nachgewiesen werden kann und eng mit der Richtung des einfallenden Neutrinos korreliert ist.

Da Neutrinos nur schwach wechselwirken erweist sich ihre Detektion als sehr schwierig. Die Stärke ihres Wechselwirkungsquerschnittes σ nimmt zwar mit der Energie E zu ($\sigma \sim E^2$), andererseits wird jedoch die Anzahl der Neutrinos mit wachsender Energie geringer.

? Nachweis bei hohen Energien äußerst schwierig!

a) Das Chlor-Experiment: Aufgrund der Schwelle von 0,8 MeV ist dieses Experiment nicht fähig, den pp-Neutrinofluß zu messen. Nach Modellrechnungen kommt der Hauptteil von den ${}^8\text{B}$ -Neutrinos, doch es herrscht eine große Unsicherheit über die zu erwartende Neutrinomenge, da die Anzahl der freigesetzten Neutrinos stark von der genauen Zentraltemperatur der Sonne abhängt (im Gegensatz zu den pp-Neutrinos).

(Folie 12)

Zum Schutz vor störender kosmischer Strahlung befindet sich der Detektor gut geschützt unter der Erde.

Ergebnis: Die Zählrate ist weniger als die von den Standardsonnenmodellen vorhergesagten Werte. Diese Diskrepanz ist der Ursprung des sog. solaren Neutrinoproblems.

Ist also etwas mit dem Sonnenmodell falsch oder geschieht etwas mit den Neutrinos?

b) Der Kamiokande-Detektor: (Folie 13)

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium mit dem Brechungsindex mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, so sendet es Cerenkov-Licht aus. Es ergibt sich ein Lichtkegel vergleichbar mit dem Schallkegel beim Überschallflug.

Für den Öffnungswinkel gilt: $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$ mit $\beta = \frac{v}{c}$

Der Nachweis des Lichts erfolgt mit Photomultipliern. Die Schwellenenergie liegt bei 7,5 MeV, da für das entsprechende Cerenkov-Licht mindestens 20 Photomultiplier innerhalb von 100 ns ansprechen müssen.

c) Gallium-Experimente: Beide bisher beschriebenen Experimente sind nicht in der Lage, direkt den pp-Fluß zu messen, der jedoch direkt mit der Sonnenleuchtkraft verbunden ist. Ein geeignetes Material hierfür ist Gallium.

GALLEX im italienischen Gran-Sasso-Labor (europäisch)
 SAGE im Baksan-Untergroundlabor (russisch-amerikanisch)

Prinzip: ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ mit Schwellenenergie 233 keV

Beide Experimente werden als erster Nachweis von pp-Neutrinos angesehen und sind eine Bestätigung für die Hypothese, dass die Sonne ihre Energie wirklich durch die Fusion von Wasserstoff gewinnt!

Die beschriebenen Experimente sind nur auf das Elektron-Neutrino empfindlich, das in der Sonne produziert wird. Verwandelt sich ein Teil der von der Sonne ausgehenden Neutrinos in ein anderes Flavour (Neutrino-Oszillationen), kann dieser Teil nicht mehr im Detektor nachgewiesen werden. Dies könnte eine Erklärung des beobachteten Defizits an Neutrinos sein. Deshalb wäre die Detektion von Myon- und Tauon-Neutrinos sehr wünschenswert.

Einen Hinweis auf Neutrino-Oszillationen liefert eine beobachtete Up-down-Symmetrie des Neutrinoflusses:



Von "unten" kommen weniger ν_e als von "oben" !
 ?ermöglicht die längere Wegstrecke Neutrino-Oszillationen?
 (? ? ν_e - Oszillationen finden wegen konstantem ν_e -Fluß wohl nicht statt)

(Folie 14)

Das **Sudbury Neutrino Observatorium (SNO)** in Kanada verwendet schweres Wasser als Detektionsmaterial. Neutrinos aller Flavours können dabei, wenn nur ihre Energie groß genug ist, das Deuterium des schweren Wassers in seine Bestandteile, also in ein Proton und ein Neutron, aufspalten. Elektronneutrinos dagegen können zusätzlich bei diesem Prozeß das Neutron in ein weiteres Proton umwandeln.

Zählt man nun wie viel Neutronen und Elektronen in den Neutrinoreaktionen entstehen, kann man den Flavouragehalt der solaren Neutrinos bestimmen. Dies ist jedoch nur für relativ hochenergetische Neutrinos möglich, welche die Bindungsenergie von Deuterium (2,2 MeV) übertreffen.

SNO nimmt seit dem Jahr 2000 Daten auf.

Stand September 2003: SNO ermittelt einen Fluß von solaren Elektronneutrinos auf der Erde von $1,76 \cdot 10^6/\text{cm}^2\text{s}$. Der von der Sonne kommende gesamte Neutrinofluß wird von SNO aber mit $5,09 \cdot 10^6/\text{cm}^2\text{s}$ gemessen. Das bedeutet, dass sich ca. $2/3$ aller ursprünglich als Elektronneutrinos ausgesandten Teilchen auf dem Weg zur Erde in einen anderen Flavour verwandelt haben.

? Neutrinos oszillieren!

Einen direkten Nachweis von Neutrino-Oszillationen könnte folgendes geplante Experiment liefern:

Es besteht die Absicht, künstlich einen Neutrinostrahl am CERN bei Genf zu erzeugen, den man an das unterirdische Neutrinolabor Gran-Sasso in Italien lenken möchte. Die Distanz beträgt 740 km. Damit könnte man in der Lage sein, die Neutrino-Oszillationen abzutasten. Die Japaner waren mit einem vergleichbaren Experiment schneller und haben bereits begonnen, Daten zu nehmen.

(Folie 15)

Die ersten Ergebnisse scheinen die Hypothese der Neutrino-Oszillationen zu bestätigen.

6. Oszillationen und Masse

Ein heißer Kandidat für die Lösung des solaren Neutrinoproblems sind wie bereits erwähnt Neutrino-Oszillationen. Dabei verändert ein Neutrino während seiner Bewegung durch den Raum ständig seine Art. Es "schwingt" vom Ausgangszustand in einen fremden Flavour und zurück. Die Frequenz wird dabei von der Massendifferenz der Neutrinozustände bestimmt. Neutrino-Oszillationen bedeuten also, dass Neutrinos Masse besitzen müssen!

Theoretischer Überblick

Gilt $m_i \neq 0$, so müssen die Wechselwirkungs-Eigenzustände $|l_i\rangle$ nicht mit den Masseneigenzuständen $|m_i\rangle$ übereinstimmen:

Es gilt:
$$|m_i\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{ij} \cdot |l_j\rangle, \quad U = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} \end{pmatrix}, \quad U^{-1} = U^\dagger$$

Unitäre Matrix bestimmt Mischung zwischen Zuständen

Die zeitliche Entwicklung ist bestimmt durch:
$$|m_i\rangle(t) = e^{-iE_i t} |m_i\rangle$$
 mit
$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2}$$

Für den einfachsten Fall (nur 2 Neutrino Flavours l und l' mischen) ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit eines WW-Zustandes $|l\rangle$ in einen WW-Zustand $|l'\rangle$:

$$P_{l \rightarrow l'} = |\langle l | l' \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{1,27 \cdot \Delta m^2 \cdot L}{E_\nu}\right)$$

mit $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ in $(\text{eV})^2$

E_ν [MeV] Energie des Neutrinos

(beide Masseneigenzustände haben denselben Impuls)

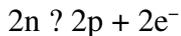
L [m] Oszillationslänge

θ Vakuummischungswinkel

- Die Energie E_ν des Neutrinos kann mit Cherenkov-Detektoren gemessen werden
- Bestimmung von $P_{l \rightarrow l'}$ aus dem Verhältnis der gemessenen Neutrinos zur theoretischen Vorhersage

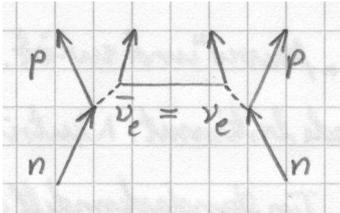
Die Oszillationsexperimente liefern nur Informationen über Δm^2 : $\Delta m^2 \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ (eV)}^2$
 Eine absolute Massenbestimmung benötigt hingegen eine absolute Neutrinomasse.

Deshalb untersucht man neben dem β -Zerfall auch den sog. **Doppelbetazerfall**:



Es gibt 35 potentielle Doppelbeta-Emitter. Sie sind sämtlich gg-Kerne.

Dieser Prozeß verletzt die Leptonenzahlerhaltung um 2 Einheiten. Er ist nur verträglich, wenn das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist, da ein am ersten Vertex emittiertes Antineutrino am zweiten Vertex als Neutrino absorbiert werden muß.



Majorana- oder Dirac-Teilchen?

Genau genommen ist $\bar{\nu}_R$ nicht das ladungskonjugierte Teilchen zu ν_L , da bei der Ladungskonjugation Spin und Impuls unverändert bleiben. Der Operator C (Ladungskonjugation) wirkt nicht auf die Händigkeit. Laut Experiment ist das Antineutrino jedoch rechtshändig und das Neutrino linkshändig.

$\bar{\nu}_R$ und ν_L sind vielmehr durch die Operation CP miteinander verknüpft. Der Paritätsoperator sorgt für die Vorzeichenänderung der Händigkeit:

$$(\nu_L)^{CP} = \bar{\nu}_R.$$

Das ladungskonjugierte Teilchen zu ν_L müsste nun wiederum ein linkshändiges Teilchen sein. Hier bestehen 2 Möglichkeiten:

1. Das Neutrino $\bar{\nu}_L$ ist sein eigenes ladungskonjugiertes Teilchen $(\bar{\nu}_L)^c = \nu_L$,
 entsprechend $(\nu_R)^c = \bar{\nu}_R$. Es gibt damit nur zwei physikalisch unterscheidbare Zustände. Man spricht in diesem Fall von einem Majorana-Neutrino.
2. Das ladungskonjugierte Teilchen zu ν_L bzw. das ladungskonjugierte Teilchen zu $\bar{\nu}_R$ sind unabhängige, bislang experimentell nicht nachgewiesene Teilchen. Es liegt eine Viererkomponententheorie vor. Man spricht in diesem Fall von einem Dirac-Neutrino.

Rechtshändige Neutrinos sind steril, sie nehmen nicht an der schwachen Wechselwirkung teil!

Weiterhin bedingt der Doppelbeta-Prozeß, dass es sich um massive Neutrinos handelt. Das Antineutrino am ersten Vertex ist rechtshändig und muß als linkshändiges Neutrino absorbiert werden. Diese Helizitätsänderung ist nur bei massiven Neutrinos möglich.

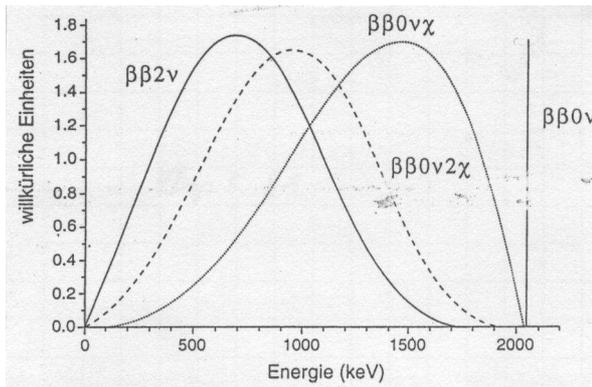
Grund: Ein massebehaftetes Lepton, dessen Spin parallel zur Flugrichtung ausgerichtet ist, hat positive Helizität. Transformiert man auf ein KO-System, das sich mit $v^* > v$ in Richtung von \vec{v} bewegt, so ist in diesem KO-System die Geschwindigkeit $\vec{v}' = \vec{v} - v^* \hat{v}$ antiparallel zum Elektronenspin und die Helizität wird negativ. Man sieht daraus, dass die Helizität eines Teilchens mit einer Ruhemasse $m > 0$, das sich immer mit $v < c$ bewegt, von der Wahl des Bezugssystems abhängt.

Da man auch Neutrinomischungen nicht ausschließen kann, entspricht der eigentlichen Meßgröße die sog. effektive Majorana–Neutrinomasse $\langle m_\nu \rangle$.
 In nahezu allen GUT's (see–saw–Mechanismus) entspricht diese effektive Majorana–Neutrinomasse der eigentlichen Elektron–Neutrinomasse.

$$w^{ov} = F^{ov} \cdot |M^{ov}| \cdot \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2}$$

Es gilt: Zerfallsrate

Phasenraumfaktor den Übergang beschreibendes Kernmatrixelement
 (gute Kenntnis nötig!)



Unter den gegenwärtigen ??–Experimenten liefern solche mit ^{76}Ge die bisher schärfsten Grenzen.

Besonders interessant ist hierzu das **Heidelberg–Moskau–Experiment** im Gran–Sasso–Untergrundlabor in Italien, welches 11,5 kg auf 86% an ^{76}Ge angereicherte Detektoren benutzt (natürliche Häufigkeit etwa 7,8%).

Aus dem bisherigen Messbetrieb folgt für den neutrinolosen Zerfallsmodus eine Massengrenze von:

$$\langle m_\nu \rangle < 0,5 \text{ eV}$$

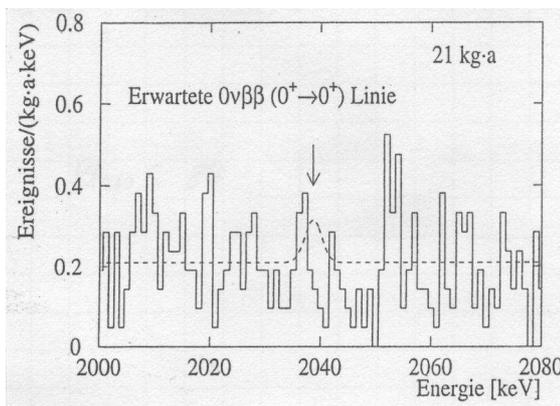


Abb. 2.13
 Bereich des Spektrums um die erwartete $0\nu\beta\beta$ -Linie für ^{76}Ge im Heidelberg-Moskau-Experiment. Neben dem in 21.0 kg.a Meßzeit beobachteten Spektrum ist auch der mit 90 % Vertrauensgehalt ausgeschlossene Peak eingezeichnet. Er entspricht einer unteren Grenze für die $0\nu\beta\beta$ -Halbwertszeit von $T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \cdot 10^{25}$ Jahren mit 90 % Vertrauensgehalt (aus [Kla 96a]).

(aus H.V. Klapdor–Kleingrothaus, Proc. Neutrino'96, Helsinki, Juni 1996)

Das Mainzer Neutrinomassenexperiment: 1991–2001

$$m_{\nu_e} < 2,2 \text{ eV}$$

Dieses Experiment war Vorläufer für modernere Untergrundmessungen wie das

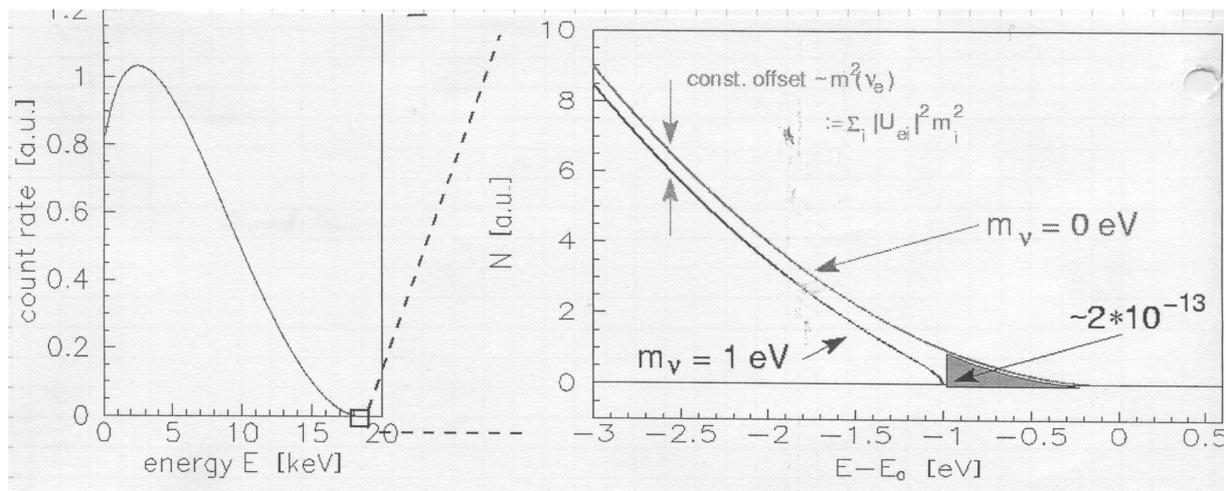
Karlsruher Tritium Neutrinomassenexperiment KATRIN

KATRIN wurde entwickelt, um die Masse des Elektronneutrinos direkt zu messen.

$$m_{\nu_e} < 0,2 \text{ eV}$$

Prinzip: Tritium- β -Zerfall: ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$, $t_{1/2} = 12,32 \text{ a}$

Maximale Elektronenenergie: $E_0 = 18,57 \text{ keV}$ (für masselose Neutrinos)



(aus Workshop Astroteilchenphysik in Deutschland: Status und Perspektiven 2003)

Wenn das Elektronneutrino eine nichtverschwindende Masse besitzt, ist die maximale Elektronenenergie niedriger und die Form des Spektrums unterschiedlich verglichen mit dem Fall masseloser Neutrinos.

Die experimentelle Herausforderung liegt in der Bestimmung der Form und absoluten maximalen Energie im Elektronenspektrum in den letzten paar eV unterhalb der Endenergie E_0 von 18,57 keV mit einer Genauigkeit besser als 1 eV.

Die Tatsache, dass die Zählrate in dieser Gegend gegen 0 geht und der immer gegenwärtige Hintergrund stellen hierbei Schwierigkeiten für das Experiment dar.

Die Elektronenenergien werden analysiert durch ein elektrostatisches Potential, das kurz unterhalb den Wert der Endpunktsenergie gelegt wird. Elektronen, die nun energetisch darüber liegen, werden gezählt. Das Spektrum wird dann letztendlich durch Verschieben dieses Potentials bestimmt.

7. Neutrinoastronomie

Da Neutrinos nur sporadisch mit irgendetwas in Wechselwirkung treten, empfiehlt sich das Neutrino als kosmischer Bote. Diese Teilchen, die kaum aufspürbar sind, können fast ungehindert auch dichteste Materieschichten durchdringen. Sie erreichen uns von Regionen des Kosmos, aus denen nie ein Lichtstrahl zu uns dringen kann, z.B. aus den 1000 Lj entfernten Regionen jenseits des kompakten, undurchsichtigen Zentrums unserer Galaxie.

(Folie 16)

Eine sehr spannende Frage ist die nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung, die bisher ungelöst ist. Einen Kandidat stellen bislang aktive Galaxienkerne dar.

Die kosmische Strahlung besteht vorwiegend aus Protonen mit unglaublichen Energien. Die geladenen kosmischen Teilchen werden beim Durchfliegen kosmischer Magnetfelder abgelenkt und verlieren damit die Information über ihre ursprüngliche Richtung. Eine genaue Ortung der kosmischen Beschleuniger ist nur mit elektrisch neutralen Informationsträgern wie z.B. gerade den Neutrinos möglich, die sich geradlinig ausbreiten.

Man weiß nicht 100%ig, ob tatsächlich aktive Galaxien die dominante Quelle der höchstenergetischen kosmischen Strahlung sind. Falls sie es aber sein sollten, dann sind die Neutrinoflüsse von dort wegen der gewaltigen Entfernung sehr gering.

Wenn man die Jagd bei den höchsten Energien mit Aussicht auf Erfolg führen will, muß man die Neutrinooteleskope 100– oder 1000–mal größer bauen als die Detektoren in Schächten oder Tunnels. Man geht dazu in offenes Wasser oder antarktisches Eis als natürliche Ressourcen mit größeren effektiven Flächen als künstliches Cerenkov–Material.

(Folie 17)

Prinzip: Wenn ein hochenergetisches Myon–Neutrino mit einem Atomkern zusammenprallt, entsteht häufig ein Myon. Dieses Myon übernimmt den größten Teil der Energie des Neutrinos und rast in die annähernd gleiche Richtung weiter. Wenn man das Myon registriert und seine Richtung bestimmt, dann kennt man auch die Richtung, aus der das Neutrino gekommen ist.

AMANDA (Antarctic Myon And Detection Array)

(Folie 18)

AMANDA beobachtet durch die Erde hindurch den Nordhimmel.

Wenn Myon–Neutrinos auf der detektorabgewandten Seite in die Erde eindringen und unterhalb des Experiments wechselwirken, durchqueren die daraus resultierenden Myonen den Detektor von unten nach oben im Gegensatz zu den atmosphärischen Myonen.

Das effektive Nachweisvolumen ist nun das Produkt aus Detektorfläche und der Reichweite der Myonen im Eis. Das Eis hat den Vorteil, untergrundarm zu sein und zudem das Rauschen der Photomultiplier zu reduzieren.

Der Detektor besteht zur Zeit aus 675 Photomultipliern, die an 19 Trossen befestigt und auf immer ins Eis gefroren sind. Die dazu notwendigen Löcher wurden mit einem 80°C heißem Wasserstrahl in das Eis geschmolzen.

Im Endaufbau ist AMANDA ein Detektor mit einer effektiven Fläche von etwa 0,1 km², der Neutrinos im Bereich von 100 GeV bis 1 PeV nachweisen will. Es bestehen konkrete Vorstellungen, wie man diesen Detektor auf einer Größenordnung von 1 km² betreiben könnte (Ice Cube).

AMANDA ist etwa 30 mal so sensitiv wie Super–Kamiokande, allerdings blind bei niederen Energien (Myon muß erzeugt werden). Sonnenneutrinos etwa könnte AMANDA niemals nachweisen.

Aus etwa einer Milliarde Spuren, die mit der kaum halb so großen Ausbaustufe des Teleskops im Jahre 1997 registriert wurden, sind inzwischen etwa 300 Neutrinoquellen–Kandidaten herausgefiltert worden.

(Folie 19)

Ein vergleichbares Experiment ist das NT–200 im Baikalsee (Russland). Der Vorteil ist hier, dass das verwendete Süßwasser kaum störendes ⁴⁰K enthält.

Literaturnachweis

- A. Unsöld & B. Baschek: Der Neue Kosmos
- H. V. Klapdor–Kleingrothaus & K.Zuber: Teilchenastrophysik
- Demtröder: Experimentalphysik 4
- H. V. Klapdor–Kleingrothaus & Staudt: Teilchenphysik ohne Beschleuniger
- Workshop: Astroteilchenphysik in Deutschland, Karlsruhe
- Rudolf Meier: Neutrinos, Studium Generale, Tübingen 2003
- Werner: Aufbau und Entwicklung der Sterne
- Bergmann–Schäfer: Teilchen
- www.fzk.de (Forschungszentrum Karlsruhe)
- www.astroteilchenphysik.de