

Neutrinooszillationen

Ausarbeitung zum Seminarvortrag

Alexander Floßdorf
Betreuer: Prof. Dr. Thomas Hebbeker

10. Dezember 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	3
2.1	Neutrinooszillationen im Vakuum	4
2.2	Mischung von zwei Flavoureigenzuständen	6
2.3	Der Mikheyew-Smirnow-Wolfenstein-Effekt (MSW-Effekt)	7
3	Allgemeine Bemerkungen zu Experimenten	8
4	Atmosphärische Neutrinos	11
4.1	Entstehung atmosphärischer Neutrinos	11
4.2	Super-Kamiokande	12
5	Solare Neutrinos	16
5.1	Das Standard-Sonnen-Modell	16
5.2	Homestake	20
5.3	Gallex/GNO	22
5.4	Super-Kamiokande	24
5.5	SNO	26
5.6	Zusammenfassung	29
6	Künstlich erzeugte Neutrinos	30
6.1	LSND	30
6.2	K2K	34
6.3	CHOOZ	36
7	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	38

Flavour	Jahr der Entdeckung	Massenobergrenze
e	1956	2,8eV
μ	1975	0,17MeV
τ	2000	18,2MeV

Tabelle 1: Eigenschaften der Neutrinos

1 Einleitung

Bei Neutrinos handelt es sich um Leptonen, die ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Zu jeder der drei Leptonfamilien gehört ein Neutrino, das entsprechend Elektron-, Myon- oder Tauneutrino genannt wird. Da ein Neutrino im Mittel mehrere Lichtjahre von Materie durchquert, bevor es mit dieser wechselwirkt, ist die Untersuchung dieser Elementarteilchen sehr schwierig, was zum einen dazu führte, dass sie erst lange nach ihrer theoretischen Vorhersage (die Existenz des Elektronneutrinos wurde bereits 1930 von Pauli postuliert) entdeckt wurden, und zum anderen, dass es bisher nicht möglich ist, ihre Masse zu bestimmen, sondern lediglich Massenobergrenzen anzugeben. Die Werte sind in Tabelle 1 angegeben.

Elektronneutrinos entstehen u. a. auch beim Heliumbrennen in der Sonne. Mit dem sog. Standard-Sonnen-Modell (SSM) lässt sich der auf der Erde zu erwartende Fluß dieser Neutrinos vorhersagen und seit 1968 versucht man diesen mit Experimenten nachzuweisen. Bisher konnte allerdings nur die Hälfte der erwarteten Neutrinos beobachtet werden.

In der Atmosphäre entstehen durch die einfallende kosmische Strahlung Hadronenschauer, die sowohl Elektron- als auch Myonneutrinos erzeugen. Man beobachtet jedoch ein wesentlich geringeres Verhältnis von Myon- zu Elektronneutrinos als erwartet.

Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanzen zwischen theoretischen Vorhersagen und experimentell ermittelten Daten ist die Möglichkeit der Flavourtransformation der Neutrinos, d. h. dass sich die verschiedenen Neutrinosorten ineinander umwandeln können. Man spricht von Neutrinooszillationen. Dies bedeutet, dass die experimentell gefundene Erhaltung der auf den Flavour bezogenen Leptonenzahlen verletzt ist.

2 Theorie

In Analogie zu den Quarks, die keine Eigenzustände zur schwachen Wechselwirkung sondern um den sog. Cabibbo-Winkel zu diesen gedreht sind, schlug

Pontecorvo vor, dass die Neutrinos, bei denen es sich um Eigenzustände zum Flavouperator handelt, keine Eigenzustände zu Massenoperator sind. Im folgenden sollen keine Neutrino-Antineutrino-Oszillationen betrachtet werden.

2.1 Neutrinooszillationen im Vakuum

Im Folgenden werden Oszillationen zwischen beliebig vielen Eigenzuständen im Vakuum behandelt. Aus Übersichtlichkeitsgründen werden natürliche Einheiten, also $\hbar = c = 1$, verwendet. Es seien ν_i die orthonormierten Massen- und ν_α die orthonormierten Flavoureigenzustände, U sei die zugehörige unitäre Transformation. Die Flavoureigenzustände lassen sich dann durch die Masseneigenzustände darstellen:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i(t)\rangle$$

Für Antineutrinos gilt entsprechend:

$$|\bar{\nu}_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i(t)\rangle$$

Antineutrinos werden im folgenden nicht mehr gesondert betrachtet, da sämtliche Rechnungen analog durchzuführen sind.

Betrachtet man die Zeitentwicklung eines Zustandes, so lässt sich ein Zustand zu einem beliebigen Zeitpunkt mit Hilfe des Zeitevolutionsoperators darstellen:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(t=0)\rangle$$

Dabei ist E_i die Energie des Masseneigenzustandes i . Der Übersichtlichkeit wegen soll $\nu_i = \nu_i(t=0)$ gelten.

$$\Rightarrow |\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} \cdot e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} \cdot U_{\beta i}^* \cdot e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle$$

Hier geht die Voraussetzung ein, dass die verschiedenen Eigenzustände alle den gleichen Impuls, aber verschiedene Energien haben.

Das Problem vereinfacht sich, wenn man CP-Invarianz voraussetzt, da U dann reell wird. Von nun an wird nur noch der Fall der CP-Invarianz betrachtet, da diese Annahme nicht zu prinzipiellen Veränderungen des Phänomens der Oszillationen führt, die Rechnung aber vereinfacht und übersichtlicher macht.

Die Übergangsamplitude berechnet sich nach den Regeln der Quantentheorie zu

$$A(\alpha \rightarrow \beta, t) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i} \cdot U_{\beta i} \cdot e^{-iE_i t}$$

Mit der Annahme, dass der Impuls eines Masseneigenzustandes viel größer als die Masse selbst ist, was durchaus realistisch ist, da der Impuls der Neutrinos in der Regel wesentlich größer als ihre Masse ist (z. B. liegt die Gesamtenergie von solaren Neutrinos in der Größenordnung von keV bis MeV, während $m_{\nu_e} \leq 3\text{eV}$ gilt) lässt sich die Energie eines Eigenzustandes E_i zu

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

nähern, wobei E die Gesamtenergie des betrachteten Neutrinos ist.

Setzt man dies in die Übergansamplitude ein und ersetzt außerdem noch die Strecke, die die Neutrinos durchlaufen $L = c \cdot t$ ($c = 1$) (dies entspricht in Experimenten gerade dem Abstand zwischen der Neutrinoquelle und dem Detektor), so erhält man:

$$A(\alpha \rightarrow \beta, t) = \sum_i U_{\alpha i} \cdot U_{\beta i} \cdot e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} \cdot e^{-ipt}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich durch Quadrierung der Übergansamplitude, wobei der Faktor e^{-ipt} , bei dem es sich nur um einen Phasenfaktor handelt, herausfällt. Da eine Summe quadriert wird, muss über zwei Indizes summiert werden:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = |A(\alpha \rightarrow \beta)|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i} \cdot U_{\alpha j} \cdot U_{\beta i} \cdot U_{\beta j} \cdot e^{-i(E_i - E_j)t}$$

Aufspaltung in Diagonal- und Nichtdiagonalelemente ergibt:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sum_i |U_{\alpha i} \cdot U_{\beta i}|^2 + 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} \cdot U_{\alpha j} \cdot U_{\beta i} \cdot U_{\beta j} \cdot e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E}}$$

Da sich die Imaginärteile durch die Argumente der Exponentialfunktion herausheben, ergibt sich schließlich:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sum U_{\alpha i}^2 \cdot U_{\beta i}^2 + 2 \sum_{j>i} U_{\alpha i} \cdot U_{\alpha j} \cdot U_{\beta i} \cdot U_{\beta j} \cdot \cos \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E} \right)$$

Nach dieser Formel können nur Oszillationen auftreten, wenn die Neutrinos unterschiedliche Massen haben, d. h. dass bei der Beobachtung von Oszillationen mindestens ein Zustand mit einer Masse ungleich null existieren muss.

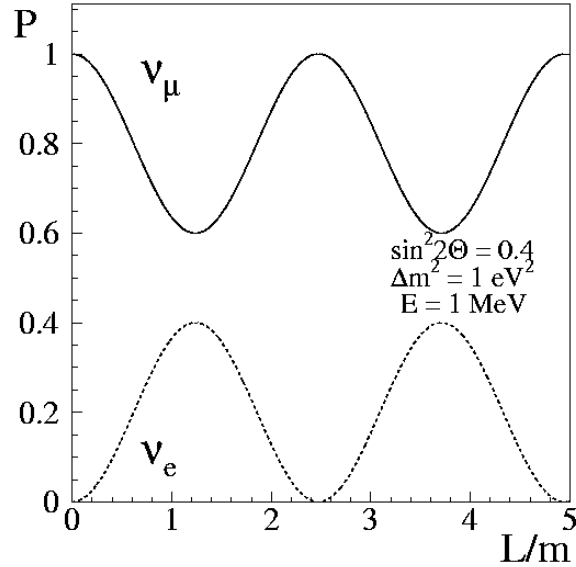


Abbildung 1: Darstellung der Oszillationswahrscheinlichkeiten bei einer Mischung von zwei Flavours

2.2 Mischung von zwei Flavoureigenzuständen

Betrachtet man den Fall, dass zwei Eigenzustände mischen, so ist die unitäre Transformation, die die Eigenzustände von Flavour- und Massenoperator verknüpft, die sog. Mischungsmatrix:

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

Der Winkel θ heißt Mischungswinkel. Man kann sich diesen Mischungswinkel veranschaulichen, wenn man sich die beiden orthonormierten Zustände als Vektoren in einer Ebene vorstellt, aus denen durch Überlagerung alle Punkte auf dem Einheitskreis erreicht werden können. Die Verknüpfung der Zustände hat dann die einfache Form

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Dabei bezeichnen ν_1 und ν_2 die beiden Masseneigenzustände. Setzt man die Komponenten von U in die allgemein abgeleitete Formel ein,

so erhält man als Übergangswahrscheinlichkeit:

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta) &= 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) \end{aligned}$$

Für den Fall, dass nur zwei Zustände mischen, ergibt sich für die Oszillationen also eine \sin^2 -Abhängigkeit. Diese ist in Abb. 1 für die Mischung von Elektron- und Myon-neutrinozuständen bei bestimmten Werten dargestellt. Da die Funktion \sin^2 π -periodisch ist, kann man den oszillierenden Term umschreiben:

$$\sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right) = \sin^2 \left(\pi \frac{L}{L_0} \right)$$

Dabei ist

$$L_0 = 4\pi \frac{E}{\Delta m^2} = 2,480 \frac{E[\text{MeV}]}{\Delta m^2[\text{eV}^2]} \text{m}$$

die sog. Oszillationslänge, die angibt, nach welcher Strecke eine Periode durchlaufen wurde. Für die Werte $E = 10\text{MeV}$ und $\Delta m^2 = 10^{-4}\text{eV}^2$, bei denen es sich um realistische Werte für Neutrinos aus der Sonne handelt, ergibt sich eine Oszillationslänge von $L_0 \approx 250\text{km}$. Solare Neutrinos mit diesen Werten legen ein Vielfaches ihrer Oszillationslänge zurück und haben deshalb realistische Chancen, ihren Flavour zu verändern. Würden Neutrinos insgesamt nur einen Weg von 1% der Oszillationslänge durchlaufen, so wäre es sehr unwahrscheinlich, Oszillationen zu beobachten; Dieser Tatsache muss bei Experimenten Rechnung getragen werden.

2.3 Der Mikheyew-Smirnow-Wolfenstein-Effekt (MSW-Effekt)

Erste theoretische Überlegungen über Neutrinooszillationen in Materie wurden im Jahr 1978 von Wolfenstein durchgeführt und dann im 1985 von Mikheyew und Smirnow vervollständigt.

Sämtliche Neutrinoarten streuen über den Austausch von Z^0 -Teilchen an Quarks und Elektronen. Dies ist in Abb. 2 dargestellt. Im Gegensatz zu den anderen Neutrinoarten kann die Streuung von Elektron-neutrinos auch über den Austausch von W^+ -Bosonen erfolgen. Dadurch entsteht für die Elektron-neutrinos ein zusätzliches Potential

$$V = \sqrt{2} G_F N_e$$

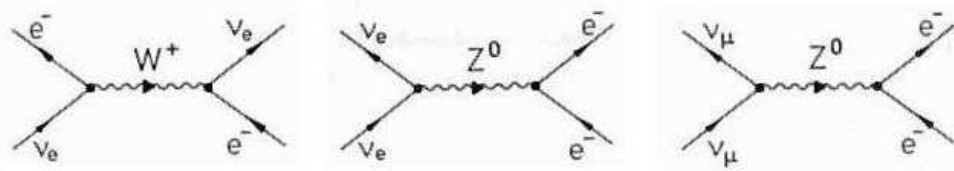


Abbildung 2: Streuung von allen Neutrino-Flavours über den Austausch von Z^0 -Teilchen; Nur Elektron-Neutrinos können auch über geladene Ströme schwach wechselwirken.

Dabei ist G_F die Fermi-Wechselwirkungskonstante der schwachen Wechselwirkung und N_e die Elektronendichte der Materie; Der Faktor $\sqrt{2}$ ist Konvention.

Dieses Potential führt zu einer Veränderung des Hamiltonoperators, der nun durch die im Allgemeinen ortsabhängige Elektronendichte ortsabhängig wird, was dazu führt, dass auch die Eigenzustände ortsabhängig werden. Man sieht diesen Effekt direkt, wenn man den veränderten Energiesatz betrachtet:

$$(E - V)^2 = p^2 + m^2$$

Durch die Wechselwirkung mit der Materie ändert sich auch der Mischungswinkel zwischen Elektron- und anderen Neutrinos, was schließlich auch zu einer Veränderung der anderen Oszillationsparameter führt. Diesen Effekt bezeichnet man als MSW-Effekt.

Man kann die Oszillationswahrscheinlichkeiten auch unter Voraussetzung von Drei-Flavour-Oszillationen und unter Einbeziehung des MSW-Effektes berechnen. Dies führt allerdings zu wesentlich komplizierteren Zusammenhängen, die aber im Folgenden nicht benutzt werden und das grundlegende Verständnis über Neutrinooszillationen auch nicht erhöhen.

3 Allgemeine Bemerkungen zu Experimenten

Bisher ist es nicht gelungen, die Massen von Neutrinos zu bestimmen. Experimente, wie z. B. die Untersuchung der Antielektronmasse über den Tritiumzerfall haben bisher nur Obergrenzen für die Massen ergeben. Entscheidend sind im Weiteren nicht die genauen Obergrenzen, sondern lediglich die

Größenordnungen, die durch Experimente, die absolut nichts mit Neutrinooszillationen zu tun haben, ermittelt wurden. Die bisher mit 95% CL ermittelten Massenobergrenzen sind in Tabelle 1 auf Seite 3 angegeben.

Der Nachweis von Neutrinos erfolgt häufig über die Erzeugung der zugehörigen Leptonen e , μ und τ . Hierbei muss sichergestellt werden, dass die Energie des untersuchten Neutrinos zur Erzeugung des jeweiligen Teilchens ausreicht. Betrachtet man einen Neutrinostrahl eines beliebigen Flavours α , so hat man zwei prinzipielle Möglichkeiten, um diesen zu untersuchen:

1. appearance-Experimente: Man weist eine Neutrinoart $\nu_\beta \neq \nu_\alpha$ nach. Hierbei muss man die Zusammensetzung des untersuchten Neutrinostrahles sehr genau kennen, da bereits geringe Verunreinigungen mit dem Flavour β zu einem Nachweis führen können, ohne dass Flavourooszillationen stattgefunden haben müssen. Allerdings lassen sich hierbei bereits kleine Mischungswinkel überprüfen, da bei einem reinen α -Strahl bereits die Messung eines ν_β ein Beweis für eine Veränderung des Flavours ist. Erfolgt der Nachweis über die Entstehung des Teilchens β , so muss sichergestellt werden, dass Neutrinoenergie ausreicht, um dieses zu erzeugen, da der Nachweis sonst fehlschlägt. Des Weiteren müssen die Energieschwellen der benutzten Detektoren berücksichtigt werden. Man misst bei einem appearance-Experiment die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\alpha \rightarrow \beta)$.
2. disappearance-Experimente: Man bestimmt den Fluss ν_α im Detektor. Um mit dem gemessenen Wert Flavourtransformationen, also das Verschwinden von ν_α untersuchen zu können, muss man den untersuchten Fluss genau kennen oder an zwei verschiedenen Stellen messen und die Unterschiede analysieren. Im zweiten Fall muss die Oszillationslänge berücksichtigt werden, der Abstand der zwei Detektoren muss also groß genug sein, damit auf der Strecke zwischen diesen auch Oszillationen stattfinden können. In diesem Fall misst man die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Flavours $P(\alpha \rightarrow \alpha)$.

Die Oszillationswahrscheinlichkeit der untersuchten Neutrinos ist, wie oben gezeigt, durch

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{2 E} \right)$$

gegeben. Experimentell variabel sind die Energie E und der Abstand Quelle-Detektor L , so dass die Oszillationswahrscheinlichkeit durch Variation des Faktors L/E verändert werden kann. Um Oszillationen beobachten zu können,

Quelle	L/E -Bereich [m/MeV]	Δm^2 [eV ²]
Atmosphäre	1 - 10 ⁵	10 ⁻⁵
Sonne	10 ¹⁰ - 10 ¹²	10 ⁻¹²
künstlich	1 - 10 ⁴	10 ⁻⁴

Tabelle 2: L/E -Bereiche und maximal auflösbarer Δm^2 -Bereich für verschiedene Neutrinoquellen

muss der Term $\Delta m^2/2 \cdot L/E$ einen Wert annehmen der wesentlich größer als null ist (vgl. Abb. 1). Als Abschätzung für die Größenordnung erhält man, dass

$$\frac{L}{E} \geq \frac{1}{\Delta m^2}$$

gelten muss, damit es zu Oszillationen kommt. In Tabelle 2 sind die natürlich vorgegebenen bzw. erreichbaren L/E -Bereiche für die Neutrinoquellen, die im Weiteren besprochen werden, und die sich ergebenden untersuchbaren Δm^2 -Bereiche, für die die Größe des L/E -Terms zur Auflösung ausreicht, angegeben. Normalerweise lässt sich L/E nicht eindeutig kalkulieren, da L bei ausgedehnten Quellen nicht klar zu bestimmen ist und E unscharf ist, wenn die untersuchten Neutrinos keine exakt definierte Energie, sondern ein Energiespektrum besitzen; Normalerweise ist beides der Fall.

Betrachtet man viele Oszillationen, also ein Verhältnis von L/E , das viel größer als Δm^2 ist, so kann man keine Übergangswahrscheinlichkeit gemäß der hergeleiteten Formel angeben, sondern nur Mittelwerte für die Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmen.

Da Neutrinos, wenn sie nicht zu hochenergetisch sind, im Mittel mehrere Lichtjahre von Materie durchqueren, bevor sie mit dieser in Wechselwirkung treten, haben Neutrinoexperimente sehr kleine Wirkungsquerschnitte. Um den Neutrinofluss trotzdem bestimmen zu können, werden extrem große Detektoren verwendet (vgl. später vorgestellte Experimente). Der Neutrinofluss wird in Experimenten meistens in $cm^{-2}s^{-1}$ gemessen und dann mit der theoretischen Vorhersage, die von den beiden freien Parametern Massendifferenzquadrat Δm^2 und Mischungswinkel θ abhängt, verglichen. Gemäß der jeweiligen Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, lassen sich unter der Voraussetzung der Richtigkeit der verwendeten Theorie die möglichen Bereiche für Δm^2 und θ auf bestimmte Gebiete einschränken. Diese werden üblicherweise in Diagrammen dargestellt, auf deren Abszisse $\sin^2\theta$ und auf deren Ordinate Δm^2 aufgetragen sind und in denen Grenzlinien die mit einem bestimmten Confidence Level erlaubten Gebiete markieren.

Man verwendet aus Übersichtlichkeitsgründen und, da dieser Term auch in der Übergangswahrscheinlichkeit vorkommt, $\sin^2 2\theta$, in einigen Diagrammen aber auch $\tan^2 \theta$; In manchen Diagrammen werden logarithmierte Achsen verwendet, um die Skalen übersichtlicher zu gestalten.

Die verschiedenen Bereiche in einem solchen Diagramm lassen Schlüsse über die Art der Oszillationen zu. Z. B. gilt bei solaren Neutrinos für $\theta = \pi/4$, dass die Oszillationen in dem Bereich $10^{-8} < \Delta m^2 < 10^{-3}$ vornehmlich durch den MSW-Effekt zustande kommen, während für $\Delta m^2 < 10^{-9}$ die Oszillationsphase dominiert. Der Bereich mit $\theta \approx \pi/4$ wird sich im Folgenden als der interessanteste herausstellen.

4 Atmosphärische Neutrinos

4.1 Entstehung atmosphärischer Neutrinos

Die kosmische Strahlung besteht zu 80% aus Protonen, zu 15% aus Heliumkernen und zu 5% aus schwereren Kernen. Vor allem bei den Protonen und Heliumkernen kommt es beim Eintritt in die Atmosphäre zu Wechselwirkungen mit Molekülen der Luft:

$$p, He + A_{Air} \rightarrow X + \pi, K$$

Die entstehenden Kaonen zerfallen über verschiedene Wege in Pionen und Myonen, während die Pionen ihrerseits zu 100% in Myonen zerfallen:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$$

Die Myonen wiederum zerfallen zu ebenfalls 100% in Positronen/Elektronen und Neutrinos gemäß

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu + \nu_e(\nu_\mu + \bar{\nu}_e)$$

Bei den Zerfällen der Kaonen entstehen zwar auch Neutrinos, da aber die meisten in den beiden hier angegebenen Zerfällen entstehen, wird auf diese nicht weiter eingegangen. Verzichtet man auf eine Unterscheidung in Neutrinos und Antineutrinos, so ergibt sich durch die oben angegebenen Pionen- und Myonen-Zerfälle ein zu erwartendes Verhältnis von Myon- zu Elektroneneutrinos von 2 : 1. Für Neutrinos im MeV-Bereich stimmt diese Überlegung, bei höheren Energien haben die Myonen allerdings eine so hohe Geschwindigkeit, dass sie durch den Effekt der Zeitdilatation die Erde erreichen können, bevor sie zerfallen sind, während die Pionen noch quasi vollständig zerfallen. Dies führt bei Messungen auf der Erdoberfläche dazu, dass das Verhältnis der

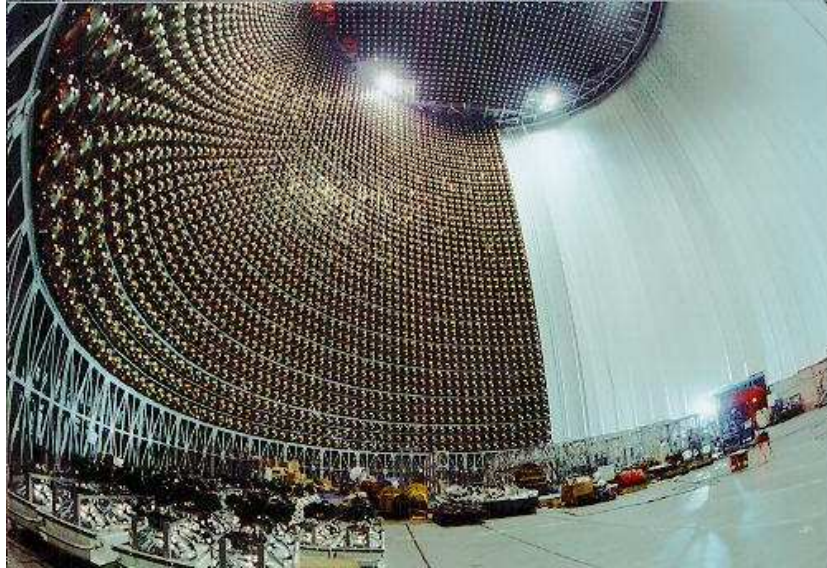


Abbildung 3: Der Super-Kamiokande-Detektor

Neutrinoarten zunimmt, da weniger Elektronneutrinos produziert werden. Das erwartete Verhältnis hängt von der Energie der untersuchten Neutrinos ab.

4.2 Super-Kamiokande

Eines der wichtigsten Experimente zur Messung von atmosphärischen Neutrinos ist das Super-Kamiokande-Experiment in Kamioka, Japan. Hierbei handelt es sich um ein Experiment mit einem Wasser-Cherenkov-Detektor, der in der Mozumi-Mine 1000m unter der Erde ($\cong 2700\text{m}$ Wasseräquivalent) liegt und der der Nachfolgedetektor von Kamiokande, einem kleineren Detektor dieser Art ist. Ein Bild des Detektors ist in Abb. 3 zu sehen. Super-Kamiokande war vom April 1996 an in Betrieb, bis im November 2001 bei einem Unfall ein Großteil der zur Datennahme benötigten PMTs (photomultiplier tubes) zerstört wurde.

Der zylindrische Wassertank mit ca. 40m Höhe und Durchmesser ist mit 50000t reinem Wasser gefüllt, von denen 18000t zur Abschirmung und 32000t zur eigentlichen Messung vorgesehen sind. Die Abschirmung ist notwendig, um das Eintreten kosmischer Strahlung bzw. radioaktiver Strahlung aus dem Felsen in den Detektor in der Auswertung berücksichtigen zu können bzw. möglichst zu verhindern, damit die Anzahl detektierter Teilchen, die eigentlich gar nicht gemessen werden sollen und deren aufgezeichnete Ereignisse aus

den Messdaten herausgefiltert werden müssen, so gering wie möglich ist (die Myonenrate beträgt trotzdem noch ca. 2Hz). Dementsprechend müssen sämtliche Komponenten des Detektors und insbesondere das Wasser hochgradig rein und strahlungsarm sein. Weiterhin müssen sämtliche biologischen Aktivitäten (z. B. Algenbildung) unterbunden werden, um die Messungen nicht zu beeinflussen.

Der Nachweis der Neutrinos erfolgt über die sog. Charged-Current-Reaktion, bei der durch Wechselwirkung mit dem Wasser Elektronen, Positronen und Myonen erzeugt werden, die Cherenkovlicht ausstrahlen. Das abgestrahlte Cherenkovlicht bildet einen Ring und durch die Energie des Lichtes und den Öffnungswinkel zwischen der Bahn des Teilchens und dem Licht kann zwischen den verschiedenen Teilchenarten unterschieden werden. Die notwendige Mindestenergie, die benötigt wird, damit die jeweiligen Leptonen Überlichtgeschwindigkeit im Wasser erreichen und Cherenkovlicht ausstrahlen, beträgt 768keV für Elektronen/Protonen, 158,7MeV für Myonen und 2,097GeV für Tauonen.

Durch die unterschiedlichen Energiespektren der solaren und der atmosphärischen Neutrinos, ist es relativ einfach möglich, zwischen den verschiedenen Arten zu unterscheiden. Die Energieschwelle von Super-Kamiokande beträgt 5MeV, da unterhalb dieser Grenze der Untergrund bei den Messungen zu groß ist, um eindeutig messen zu können. Da das Beobachtungsintervall für die atmosphärischen Neutrinos zwischen 100MeV und 1000GeV liegt, spielt diese Schwelle in diesem Fall keine Rolle. Da sowohl Elektron- als auch Myonneutrinos nachgewiesen werden, handelt es sich um ein kombiniertes appearance-disappearance-Experiment.

Das im Super-Kamiokande-Detektor erwartete Myon-Elektron-Verhältnis ist in Abb. 4 dargestellt. Im Sub-GeV-Bereich wird entsprechend den oben angeführten Zerfällen ein Verhältnis von 2:1 erwartet, das dann aber mit steigender Energie zunimmt, weil die hochenergetischen Myonen auf ihrem Weg bis zu dem Detektor nicht vollständig zerfallen. Verglichen wird nun der theoretisch erwartete Wert mit dem experimentell ermittelten bei der jeweiligen Energie. Insgesamt ergibt sich für das Myon-Elektron Verhältnis

$$V = \frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e + \bar{\nu}_e}$$

bei Mittelung über den Beobachtungsbereich von 100MeV bis 1000GeV der Wert:

$$V = 0,66 \pm 0,06(\text{stat}) \pm 0,08(\text{sys})$$

Der erwartete und der gemessene Wert stimmen im Rahmen der Fehler nicht überein. Diese Diskrepanz wird auch als atmosphärisches Neutrinoproblem

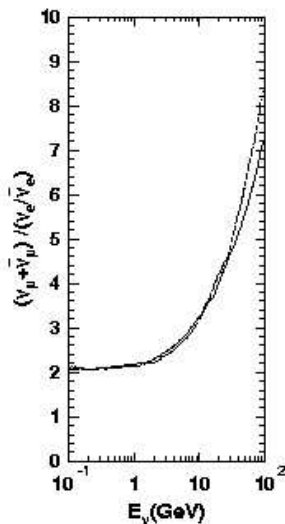


Abbildung 4: Erwartetes Myon-Elektron-Verhältnis bei Super-Kamiokande nach zwei verschiedenen Berechnungsarten

bezeichnet. Es kann durch eine Abnahme der Anzahl der den Detektor erreichenden Myonenneutrinos oder durch eine Zunahme der ankommenden Elektronenneutrinos erklärt werden. Unter der Annahme von Neutrinooszillationen wäre dies zu erklären, wenn sich Myonenneutrinos in Elektron- oder Tauneutrinos umwandeln würden.

Super-Kamiokande ist in der Lage, die Richtung des nachgewiesenen Neutrinos zu bestimmen. Dadurch ist es möglich eine sog. up/down-Rate von den Myonenneutrinos zu bestimmen, die der Quotient aus den von „oben“ kommenden Neutrinos und denen ist, die auf ihrem Weg bereits die Erde durchquert haben. Da die auf der anderen Seite der Erde produzierten Myonenneutrinos noch den Weg durch die Erde zurückzulegen haben, bevor sie den Detektor erreichen, haben diese mehr Zeit bzw. einen längeren Weg L zur Verfügung, um ihren Flavour zu ändern. In Abb. 5 sind die unter der Hypothese von Zwei-Flavour-Oszillationen $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ berechneten Raten sowie die gemessenen Werte mit Standardabweichung für zwei verschiedenen Energiebereiche eingetragen. Die Messungen sind konsistent mit derartigen Neutrinooszillationen mit einer Signifikanz von 5σ . Der beste Fit ergibt sich für die Werte

$$\sin^2 2\theta = 1,00 \quad \Delta m^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$$

In dem $\sin^2 2\theta$ - Δm^2 -Diagramm in Abb. 6 sind die für $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen mit 68, 90 und 99% Confidence Level (CL)erlaubten Bereiche dargestellt. Es

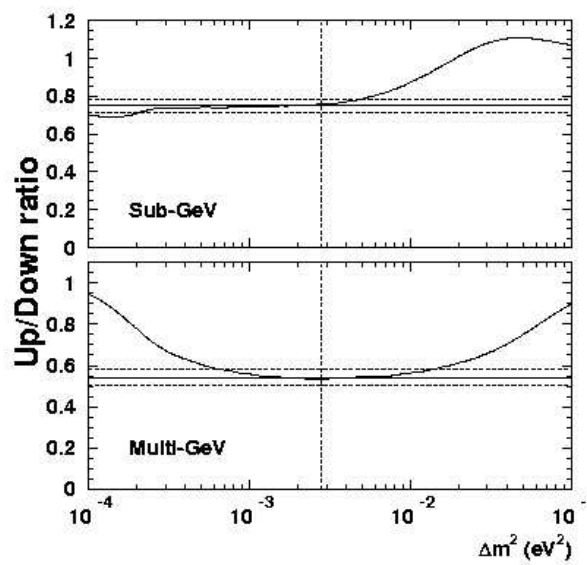


Abbildung 5: Die Kurven sind die unter der Annahme von Neutrinooszillationen theoretisch berechneten Verhältnisse in Abhängigkeit von Δm^2 , die Geraden geben den gemessenen Wert an. Die gestrichelten Geraden markieren die Standardabweichungen.

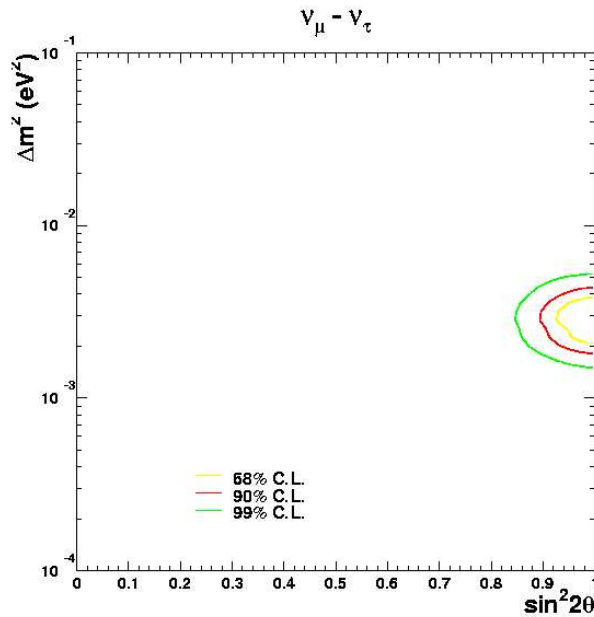


Abbildung 6: Erlaubte Bereich für Neutrinooszillationen $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$

wird ein großer, für den besten Fit sogar ein maximaler, Mischungswinkel bevorzugt und ein Bereich für das Massendifferenzquadrat in der Größenordnung von 10^{-3}eV^2 . Für 90% CL ergeben sich die folgenden Werte:

$$\boxed{1,8 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m^2 < 4,5 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2}$$

$$\boxed{0,89 < \sin^2 2\theta}$$

Der Grund dafür, dass es sich nicht um Oszillationen $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ handelt, wird durch das CHOOZ-Experiment, das im Kapitel über künstlich erzeugte Neutrinos besprochen wird, klar, da dieses den gemessenen Parameterbereich für derartige Oszillationen ausschließt.

5 Solare Neutrinos

5.1 Das Standard-Sonnen-Modell

Die Sonne gewinnt ihre Energie zu 99% durch das sog. Heliumbrennen, bei dem Protonen in α -Teilchen umgewandelt werden. Der Großteil der frei werdenden Energie wird als elektromagnetische Strahlung emittiert. Da sich die Photonen vor ihrem Austritt aber im Mittel ca. 10^5 Jahre diffus durch die

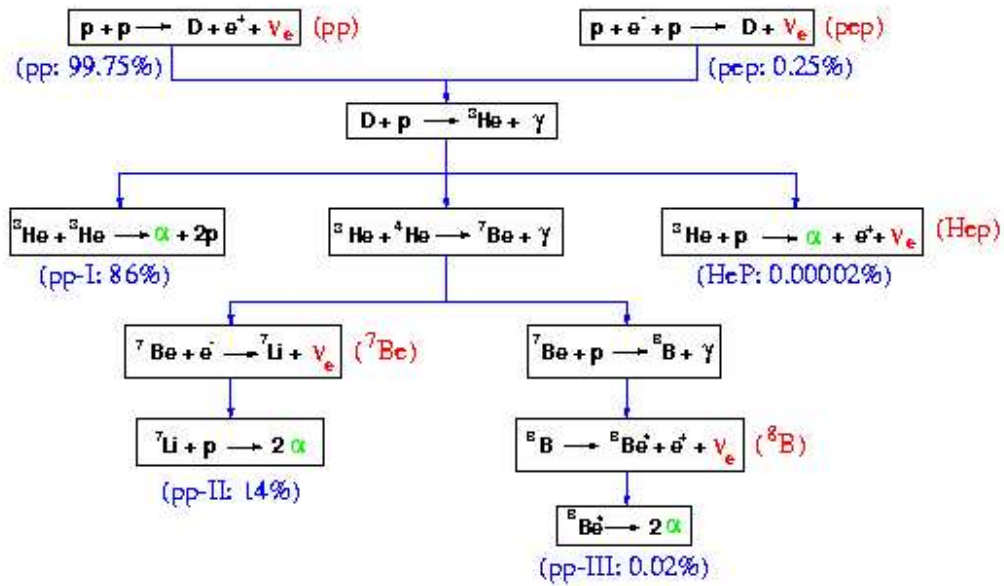


Abbildung 7: Heliumproduktion in der Sonne

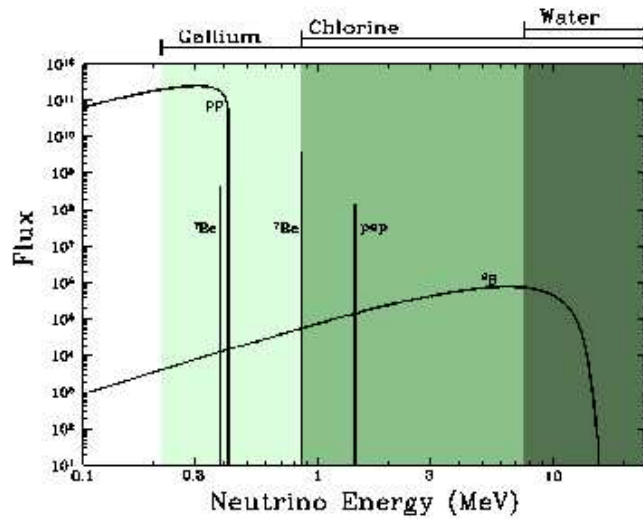


Abbildung 8: In dem Diagramm sind die Flüsse der verschiedenen Neutrinoarten der Sonne in Abhängigkeit von der Energie und die Messbereiche von verschiedenen Experimenttypen dargestellt.

Reaktionsquelle	Fluss [$10^{10}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]
pp	$5,69 \pm 0,06$
${}^7\text{Be}$	$0,480 \pm 0,043$
pep	$0,0139 \pm 0,0001$
${}^8\text{B}$	$(5,15_{-0,72}^{+0,98}) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3: Flüsse der verschiedenen Neutrinoarten nach dem SSM

Sonne bewegen und wechselwirken, gehen sämtlich Informationen über ihre Entstehung verloren.

Die Sonne wird durch das sog. Standard-Sonnen-Modell (SSM) beschrieben, das u. a. auch die Prozesse bei der Heliumproduktion beschreibt. In Abb. 7 sind die wichtigsten Reaktionsschritte beim Heliumbrennen dargestellt. Bei vielen der Reaktionen entstehen Neutrinos, die die Sonne quasi wechselwirkungsfrei verlassen und deswegen keine Informationen über ihre Entstehung verlieren, was sie für Untersuchungen sehr interessant macht. Die bei den verschiedenen Reaktionsschritten entstehenden Neutrinos sind nach den Ausgangsprodukten der jeweiligen Reaktion benannt (vgl. Abb. 7) und haben verschieden Energiespektren, die in Abb. 8, in der der Fluss der verschiedenen Neutrinoarten in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen ist, zu sehen sind. Die genauen theoretischen Werte für die einzelnen Flüsse sind in Tabelle 3 angegeben. In Abb. 8 sind auch die Bereiche eingetragen, in denen die verschiedenen Arten von Experimenten sensitiv sind. In den verschiedenen Experimenten werden je nach der Energieschwelle für die notwendigen Reaktionen und dem vorhandenen Background verschiedene Neutrinoarten untersucht. Am wichtigsten für Experimente sind die ${}^8\text{B}$ -Neutrinos, da diese bei allen Versuchsarten nachgewiesen werden können; Allerdings liegt der Fehler in der theoretischen Vorhersage in der Größenordnung von 10%. Die wesentlich genauer bekannten und viel häufiger vorkommenden pp-Neutrinos können dagegen auf Grund ihres niedrigeren Energiespektrums nur bei Gallium-Experimenten detektiert werden.

Bei Experimenten mit solaren Neutrinos wird der gemessene Fluss häufig in SNU angegeben, wobei 1SNU einem Neutrinoeinfang pro 10^{36} Targetatome pro Sekunde entspricht.

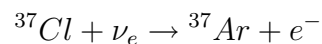
5.2 Homestake

Beim Homestake-Experiment handelt es sich um das erste Experiment, das zur Detektion solarer Neutrinos gebaut wurde und das diese auch als erstes nachgewiesen hat. Es handelt sich um ein Chlor-Experiment, bei dem sola-



Abbildung 9: Homestake-Experiment in Lead, South Dakota

re Neutrinos mit ^{37}Cl reagieren und instabiles Argon bilden, dessen Zerfall dann ausgemessen werden kann. Zur Durchführung der Messung dienen 615 Tonnen Tetrachloroethen in einem zylindrischen Tank mit 390.000 Litern Volumen als Targetmaterial. Bei Tetrachloroethen handelt es sich um eine Waschsubstanz, die einfach und preiswert zu bekommen ist, was für das Experiment natürlich sehr vorteilhaft ist. Der natürliche Anteil an ^{37}Cl beträgt 24,23%, ist also ausreichend groß für ein derartiges Experiment. Die solaren Neutrinos reagieren mit dem Chlor nach



und bilden Argon, das eine Halbwertszeit von 35 Tagen besitzt. Man lässt diesen Aufbau zwischen einen und drei Monate stehen und misst dann die Argon-Zerfälle, die über den Umkehrprozess



ablaufen. Das produzierte Argon wird durch Einblasen von Heliumgas zusammen mit dem Chlor aus dem Tank gespült und dann chemisch extrahiert. Zur Bestimmung der Extraktionseffizienz werden stabile Argon-Isotope wie z. B.

^{36}Ar oder ^{38}Ar zugesetzt: Die Effizienz liegt bei ca. 95%. Bei dieser Vorgehensweise muss natürlich berücksichtigt werden, dass einige Atome bereits zerfallen, bevor sie isoliert worden sind und von Proportionalzählern ausgemessen werden können. Man misst pro Durchlauf ca. 15 Zerfälle bei $2 \cdot 10^{30}$ Chloratomen! Der Background liegt in der Größenordnung von einem Zerfall pro Monat, was bereits einem Fluss von 5SNU entspricht. Auf Grund der relativ niedrigen Energieschwelle von 0,814MeV ist die Detektion von ^8B -, ^7Be - und pep-Neutrinos möglich.

Der Homestake-Detektor in Lead, South Dakota, USA liegt wie Super Kamiokande unterirdisch, nämlich in der Homestake Goldmine, um die Anzahl der Wechselwirkungen mit unerwünschten Teilchen zu minimieren. Für den von 1965 bis 1967 gebauten Detektor, der seit 1968 durchgehend misst und über 20 Jahre der einzige Neutrinodetektor war, erhielt sein Initiator Raymond Davis Jr. von der Universität von Pennsylvania 2002 ein Viertel des Nobelpreises für Physik. Ein Bild des Detektors ist in Abb. 9 zu sehen.

Die aus dem SSM für dieses Experiment berechnete Rate beträgt:

$$\Phi = 7,7_{-1,0}^{+1,2}\text{SNU}$$

Aus den Messungen wurde eine Rate von

$$\Phi = 2,56 \pm 0,16(\text{stat}) \pm 0,16(\text{sys})\text{SNU}$$

ermittelt.

Bei Homestake werden also nur ca. 33% der erwarteten Neutrinos nachgewiesen. Der gemessene Neutrinofluss ist seit 35 Jahren viel zu niedrig, trotz aller Modifizierungen des Sonnen-Modells. Da alle anderen Beobachtungen das Standard-Sonnen-Modell bestätigen, ist anzunehmen, dass die vorhergesagte Neutrinorate korrekt ist. Unter der Annahme von Neutrino-flavouroszillationen $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$, wobei man Oszillationen $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ bevorzugt, da man Oszillationen zwischen Nachbarfamilien für wahrscheinlicher hält, als über eine Familie hinweg, ist dieses Ergebnis allerdings verständlich und es ergibt sich durch dieses Experiment der in Abb. 10 dargestellte mit 95% CL erlaubte Parameterbereich für Oszillationen. Da bei diesem Experiment nur ein Wert gemessen wird und für die Analyse genutzt werden kann, ist der erlaubte Bereich relativ groß und enthält sowohl kleine wie auch große Mischungswinkel, bevorzugt aber einen Bereich, der MSW-Effekt-dominiert ist.

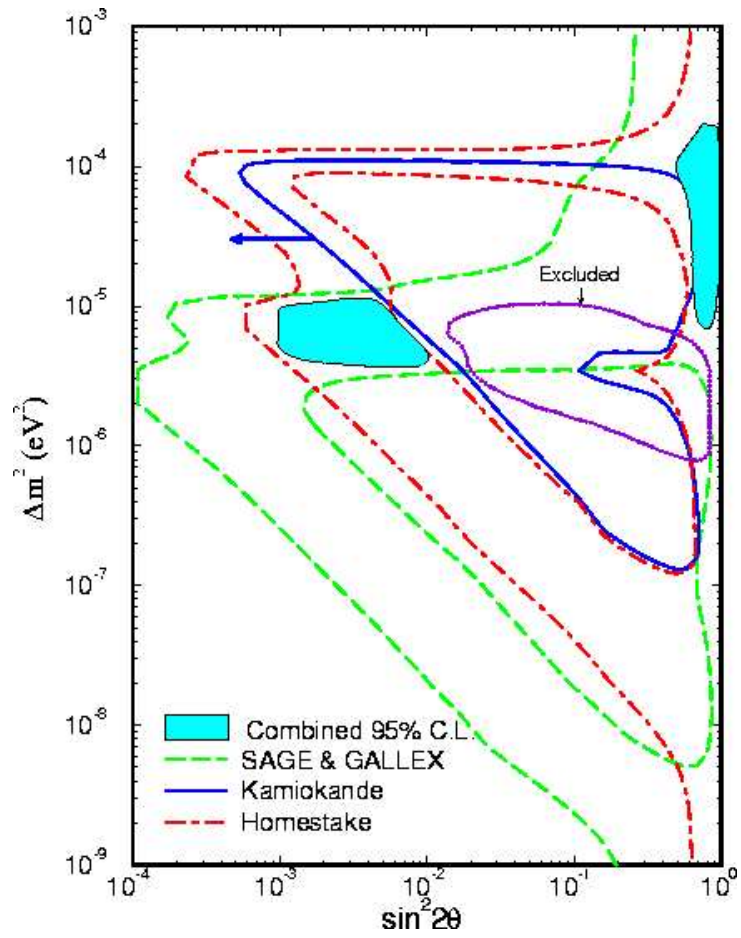


Abbildung 10: Ergebnisse von Homestake, Gallex/GNO und SAGE, Kamiokande

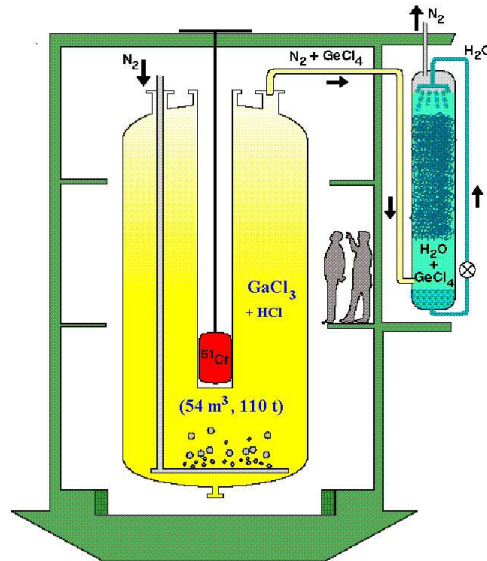
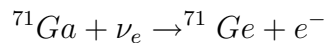


Abbildung 11: Schematischer Aufbau des GNO-Detektors

5.3 Gallex/GNO

Bei Gallex bzw. GNO handelt es sich um Galliumexperimente, die die solaren Neutrinos über die Reaktion



nachweisen. Gallex hat von 1991 bis 1997 gemessen, die veränderte Nachfolgekollaboration GNO misst seit 1998. Im unterirdischen LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso), Italien, befindet sich der Detektor mit einem Volumen von 54m³, dessen schematischer Aufbau in Abb. 11 zu sehen ist. Es werden 30,3t Gallium in Form von GaCl_3 verwendet ($\approx 10^{29}$ Ga-Atome im Tank), um über die obige Reaktion GeCl_4 zu produzieren, das dann mit einem Stickstoff-Gasstrom von 1900m³ über 20 Stunden ausgeschwemmt wird. Nachdem in einem Gasscrubber der Stickstoff herausgefiltert worden ist, wird das Germaniumtetrachlorid, das über den inversen β -Zerfall wieder in Gallium übergeht, in Wasser absorbiert und dann mit Xenon vermischt in Proportionalzählern ausgemessen. Die Extraktionseffizienz, die mit stabilen Germanium-Isotopen überprüft wird, beträgt über den gesamten Messzeitraum gemittelt 91,8% und hat inzwischen bereits einen Wert von 99% erreicht. Die Gesamteffizienz des Experimentes wird mit Hilfe einer ⁵¹Cr-Quelle, die auch im Versuchsaufbau (Abb. 11) zu sehen ist, überprüft, indem

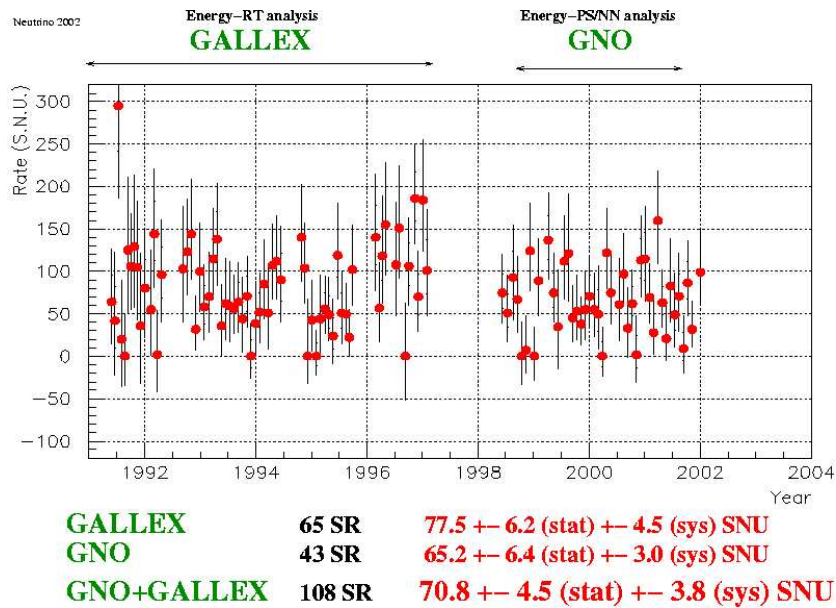


Abbildung 12: Ergebnisse von Gallex und GNO

man bzgl. dieser Quelle den Quotienten aus dem gemessenen und dem theoretisch erwarteten Wert bildet. Sie beträgt $1,04 \pm 0,12$, liegt also im Rahmen des Fehler bei eins. Auch bei diesem Experiment muss beachtet werden, dass ein Teil der angeregten Atome bereits während der Aktivierungszeit zerfällt.

Ein weiteres Galliumexperiment ist SAGE, das mit metallischem Gallium arbeitet und ähnliche und ebenso verlässliche Resultate liefert wie Gallex/GNO. Auf eine Beschreibung dieses Experimentes soll hier verzichtet werden, die Ergebnisse werden aber bei der Oszillationsanalyse mit berücksichtigt.

Da die Schwellenenergie bei Gallex/GNO nur 233,2keV beträgt, können auch pp-Neutrinos detektiert werden, da deren Maximalenergie bei ca. 420keV liegt. Der nach dem SSM erwartete Fluss beträgt:

$$\Phi_{SSM} = 129_{-6}^{+8} \text{SNU}$$

In Abb. 12 sind die von Gallex und GNO gemessenen Werte aufgetragen und die jeweiligen gemittelten Neutrino Flüsse und der kombinierte Fluss angegeben. Bildet man noch die Verhältnisse zu dem theoretischen Wert, so ergibt sich:

- Gallex:

$$\Phi_{Gallex} = 77,5 \pm 6,2(\text{stat}) \pm 4,5(\text{sys}) \text{SNU}$$

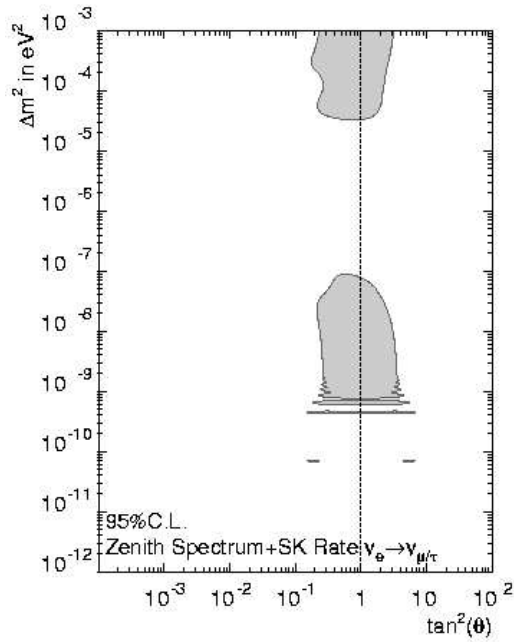


Abbildung 13: Von Super-Kamiokande erlaubte Gebiete für Neutrinooszillationen

$$\frac{\Phi_{SSM}}{\Phi_{Gallex}} = 0,600 \pm 0,059$$

- GNO:

$$\Phi_{GNO} = 65,2 \pm 6,4(\text{stat}) \pm 3,0(\text{sys})\text{SNU}$$

$$\frac{\Phi_{SSM}}{\Phi_{GNO}} = 0,525 \pm 0,061$$

Die gemessenen Werte stimmen auch im Rahmen der Fehler nicht mit dem theoretischen Wert überein. Die Daten sind aber konsistent mit Neutrinooszillationen $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$, und ergeben zusammen mit den Ergebnissen von SAGE mit 95% CL den in Abb. 10 dargestellten erlaubten Bereich für $\sin^2 2\theta$ und Δm^2 . Wie auch bei Homestake sind sowohl kleine als auch große Mischungswinkel möglich und bei dem Großteil des erlaubten Gebietes handelt es sich um einen MSW-Effekt-dominierten Bereich.

5.4 Super-Kamiokande

In Abb. 10 ist auch das Ergebnis aus der Untersuchung der solaren Neutrinos des Vorgängerexperimentes Kamiokande dargestellt. Kombiniert man die

Ergebnisse von Homestake, Gallex/GNO, SAGE und Kamiokande, so erhält man mit 95% CL die beiden ausgefüllten Gebiete als erlaubte Parameterbereiche. Die favorisierten Bereiche sind durch den MSW-Effekt dominiert und es sind sowohl ein kleiner wie auch ein maximaler Mischungswinkel möglich.

Während bei den Chlor- und Galliumexperimenten die Neutrinos durch radioaktive Substanzen, die durch Reaktionen mit diesen Neutrinos entstanden sind, erst eine gewisse Zeit nach der eigentlichen Wechselwirkung nachgewiesen werden, handelt es sich bei Super-Kamiokande wie auch bei seinem Vorgänger Kamiokande um sog. real-time-Experimente, bei denen das Neutrino direkt gemessen wird.

Der Aufbau des Super-Kamiokande-Detektors wurde bereits in dem Kapitel über atmosphärische Neutrinos beschrieben. Da Super-Kamiokande eine Schwellenenergie von 5MeV hat, kann nur der Fluss der ${}^8\text{B}$ -Neutrinos untersucht werden. Um die Störeffekte zu minimieren, beschränkt man sich auf den Bereich zwischen 5,5 und 20MeV. Der Nachweis erfolgt über die Streuung von Elektronneutrinos an Elektronen, dem sog. electron scattering. Die Elektronen erhalten von den Neutrinos genügend Energie, um Cherenkovlicht auszustrahlen. Bei Messungen über einen Zeitraum von 1496 Messtagen hat sich zwischen dem ermittelten Fluss und dem nach dem SSM berechneten theoretischen Wert ein Verhältnis von

$$\frac{\Phi(\text{exp})}{\Phi(\text{theor})} = 0,465_{-0,013}^{+0,015}$$

ergeben. Auch dieser Wert weicht sehr stark von eins ab und ist mit Neutrinooszillationen $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$ vereinbar. Mit 95% Cl ergeben sich die in Abb. 13 grau markierten Gebiete als erlaubte Regionen. In dieser Grafik ist auf der Abszisse $\tan^2 \theta$ aufgetragen. Es ist sowohl ein vom MSW-Effekt als auch ein von Vakuum-Oszillationen dominierter Bereich vorhanden, wobei beide Regionen in einem Bereich großer Mischungswinkel liegen. Vergleicht man diese Bereiche mit denen, die von den anderen Experimenten favorisiert werden, so bleibt nur ein Gebiet übrig, in dem der MSW-Effekt vorherrscht und das einen großen Mischungswinkel nahe legt. Für die Untersuchung solarer Neutrinos erhielt der Initiator von Super-Kamiokande Masatahi Koshiba im Jahr 2002 ein Viertel des Physiknobelpreises.

Bei den bisher vorgestellten Experimenten handelt es sich ausschließlich um disappearance-Experimente, bei denen nur Elektronneutrinos nachgewiesen werden können. Sind die Voraussagen des Standard-Sonnen-Modells falsch, so ist es unmöglich, die experimentellen Ergebnisse richtig zu interpretieren und Effekte, wie z. B. Neutrinooszillationen nachzuweisen.

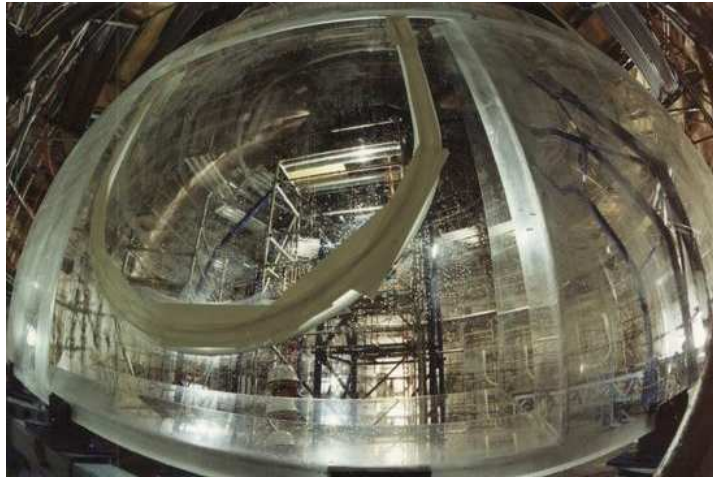


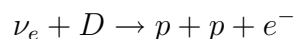
Abbildung 14: SNO: Der kugelförmiger Behälter wird mit 1000t schwerem Wasser als Targetmaterial als Neutrinodetektor verwendet

5.5 SNO

Beim Sudbury Neutrino Observatory (SNO) können alle drei Neutrinoarten nachgewiesen werden; Es handelt sich um ein disappearance- und ein appearance-Experiment. Bei dem in der Creighton-Mine in Sudbury, Kanada aufgebauten Experiment handelt es sich um einen Wasser-Cherenkov-Detektor, in dem 1000t schweres Wasser (D_2O) als Targetmaterial verwendet werden. Ein Bild des kugelförmigen Detektors, der 12m Durchmesser hat und mit 10000 PMTs seit 1999 solare Neutrinos misst, ist in Abb. 14 zu sehen. Der Detektor hat eine Energieschwelle von 6,75MeV und untersucht den 8B -Fluss. Zur Abschirmung gegen andere Teilchen ist dieser Detektor ebenfalls unterirdisch in einer Mine aufgebaut und von 700t leichtem Wasser (H_2O) umgeben. Die Verunreinigungen des Wassers mit radioaktiven Stoffen wie z.B. Uran oder Thorium wurden um den Faktor 10^6 gesenkt und betragen im D_2O weniger als 10^{-14} g/g und im zur Abschirmung genutzten H_2O weniger als 10^{-13} g/g.

Zur Messung der Neutrinos und zur Unterscheidung der verschiedenen Flavours werden drei unterschiedliche Nachweisreaktionen genutzt:

1. Charged Current Reaction



Ein Elektronneutrino trifft auf ein Deuterium-Atom und spaltet dieses in Protonen und Elektronen auf (vgl. Abb. 15). Das Elektron, das

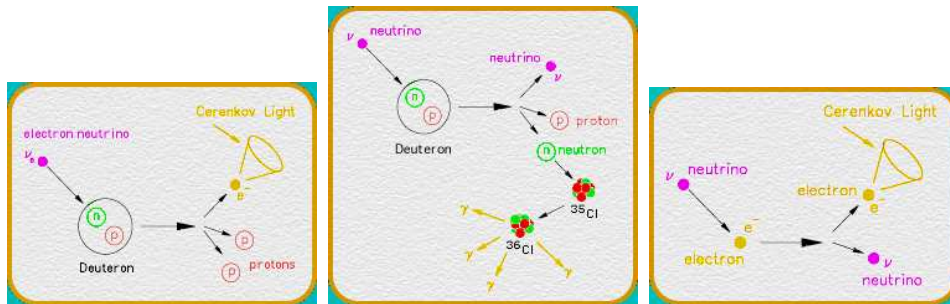
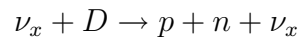


Abbildung 15: Charged Current Reaction, Neutral Current Reaction, Electron Scattering

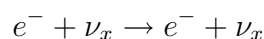
wesentlich leichter als die Protonen ist, erhält den größten Teil der Neutrinoenergie und strahlt Cherenkovlicht ab, wobei Energie- und Winkelverteilung messbar sind und Rückschlüsse auf die jeweilige Reaktion bzw. das detektierte Teilchen (Teilchenart und -energie) erlauben. Mit dieser Methode sind nur Elektronenneutrinos nachweisbar. Das SSM sagt für SNO 30 Charged-Current-Ereignisse pro Tag voraus.

2. Neutral Current Reaction



Mit dieser ebenfalls in Abb. 15 veranschaulichten Reaktion sind alle Neutrinoarten gleichermaßen nachweisbar; Es ist nicht möglich zwischen den verschiedenen Flavours zu unterscheiden. Das entstandene freie Neutron wird durch Streuungen im Wasser thermisch und kann dann von einem anderen Atom oder Molekül eingefangen werden, wobei es γ -Strahlung emittiert. Da die Einfangrate von Deuterium nur bei ca. 25% liegt, werden zur Erhöhung der Effizienz 2t NaCl zugegeben, da Chlor einen hohen Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen hat. Der Neutroneneinfang durch Chlor führt zu einer γ -Kaskade mit einem hohen Peak bei ca. 8MeV, wobei einige der γ -Quanten an Elektronen streuen, die ihrerseits wiederum Cherenkovlicht aussenden. Auch für diese Reaktion werden vom SSM 30 Ereignisse pro Tag prognostiziert.

3. Electron Scattering



Auch bei dieser Reaktion ist der Nachweis sämtlicher Neutrinoarten möglich, aber aufgrund der unterschiedlich großen Wirkungsquerschnitt-

te dominieren die Elektronneutrinos mit dem Faktor sechs. Durch Energieübertrag vom Neutrino an das Elektron wird dieses energiereich genug, um Cherenkovlicht zu emittieren (vgl. Abb 15). Bei dieser Reaktion handelt es sich um das Hauptdetektionsprinzip in anderen Wasser-Cherenkov-Detektoren, die „normales“ Wasser enthalten. Dieses Verfahren liefert eine relativ schlechte Spektral-, aber dafür eine sehr gute Richtungsinformation.

Nach dem SSM ist der Gesamtfluss aller Neutrinos:

$$\Phi_{SSM} = 5,05_{-0,81}^{+1,01} \cdot 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Wird der über den Neutral Current gemessene Gesamtfluss über die Energieschwelle von SNO hinaus extrapoliert, so ergibt sich:

$$\Phi_{gesamt} = 6,42 \pm 1,57(\text{stat})_{-0,58}^{+0,55}(\text{sys}) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Im Rahmen der Fehler stimmt der gemessene Gesamtfluss an Neutrinos mit der Anzahl Elektronneutrinos, die nach dem SSM in der Sonne erzeugt werden sollten, überein. Dieses Resultat bestätigt somit das SSM.

Aus den drei gemessenen Flüssen lassen sich die Flüsse der Elektronneutrinos und der Myon-/Tauneutrinos oberhalb der Energieschwelle von 6,75MeV ermitteln; Zwischen Myon- und Tauneutrinos kann mit Hilfe der obigen Reaktionen nicht unterschieden werden. Es ergibt sich:

$$\Phi_e = 1,76 \pm 0,05(\text{stat}) \pm 0,09(\text{sys}) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

$$\Phi_{\mu\tau} = 3,41 \pm 0,45(\text{stat})_{-0,45}^{+0,48}(\text{sys}) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

$$\Rightarrow \frac{\Phi_e}{\Phi_{SSM}} = 0,394_{-0,022}^{+0,023}$$

Nach diesen Ergebnissen stimmt die Zahl der Neutrinos, die insgesamt die Erde von der Sonne erreichen mit der Zahl der vom SSM prognostizierten Elektronneutrinos überein, wobei allerdings nur ca. 40% der nachgewiesenen Neutrinos Elektronneutrinos sind. Diese Fakten unterstützen die These, dass die in der Sonne erzeugten Elektronneutrinos teilweise ihren Flavour ändern und die Erde als Myon- oder Tauneutrinos erreichen. Die Ergebnisse von SNO sind signifikant für Neutrinooszillationen mit $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ mit einer Signifikanz von $5,3\sigma$. In Abb. 16 sind die nach den Messungen von SNO erlaubten Bereiche für Oszillationen in einem $\log \tan^2 \theta$ - $\log \Delta m^2$ -Diagramm dargestellt. Bei einem großen Mischungswinkel existiert hier sowohl ein MSW- wie auch ein Vakuum-Oszillationen-dominiertes Bereich.

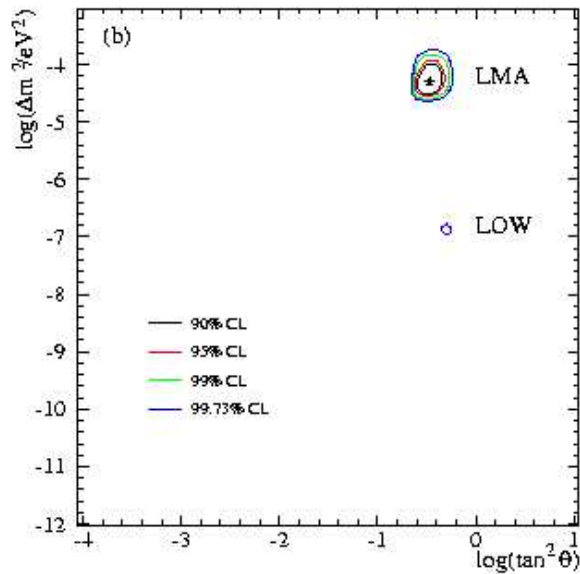


Abbildung 16: Vom SNO-Experiment erlaubte Bereiche für Neutrinooszillationen

5.6 Zusammenfassung

Zusammen bestätigen SNO und Super-Kamiokande Neutrinooszillationen bereits mit einer Signifikanz von $5,5\sigma$. In Abb. 17 ist die resultierende erlaubte Region für Neutrinooszillationen bei Kombination der Ergebnisse von Homestake, Gallex/GNO, SAGE, Super-Kamiokande und SNO für ν_e -disappearance dargestellt. Es ergibt sich ein favorisiertes Gebiet für einen großen Mischungswinkel und MSW-Effekt-dominierte Oszillationen.

6 Künstlich erzeugte Neutrinos

Außer den natürlich vorkommenden Neutrinos werden in einigen Experimenten auch künstlich erzeugte untersucht. Dadurch können auch mögliche Energiebereiche untersucht werden, die durch die auf der Erde natürlich vorkommenden Neutrinos nicht abgedeckt werden; Außerdem kann man die zu untersuchende Neutrinoart frei wählen. Die wichtigsten Experimentarten sind Beschleunigerexperimente, die sich in die Short Baseline- und die Long Baseline-Experimente unterteilen, und Reaktorexperimente. Im folgenden wird zu jeder dieser drei Arten ein Beispiel vorgestellt.

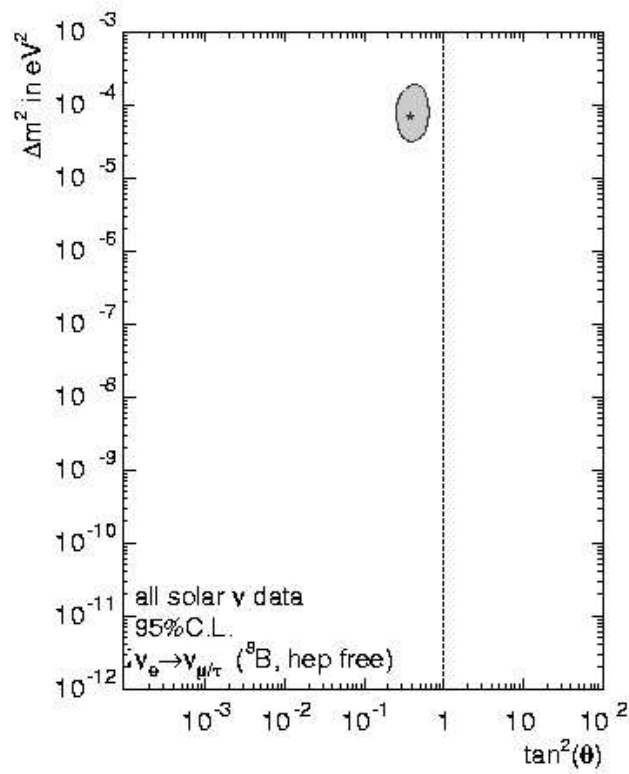


Abbildung 17: Kombination der Ergebnisse von Messungen solarer Neutrino-flüsse von Homestake, Gallex/GNO, SAGE, Super-Kamiokande und SNO

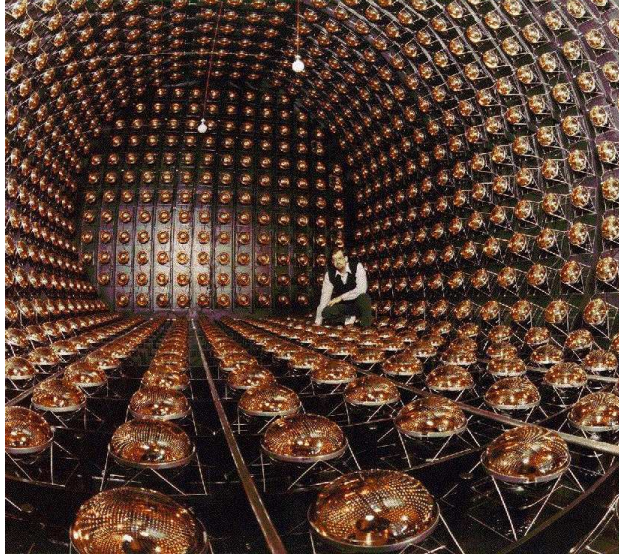


Abbildung 18: Aufnahme des LSND-Detektors, Los Alamos, USA

6.1 LSND

In Los Alamos, USA werden im Liquid Scintillator Neutrino Detector (LSND), von dem ein Bild in Abb. 18 zu sehen ist, Oszillationen von (Anti-)Myonneutrinos zu (Anti-)Elektronneutrinos untersucht. Hierzu wird in einem Strahl aus Myon- und Antimyonneutrinos nach den Reaktionen

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$

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

gesucht, um eine entsprechende Flavourtransformation nachzuweisen. Bei diesem Short Baseline-Experiment handelt es sich um ein appearance-Experiment.

Im Beschleuniger LANSCE werden Protonen auf 800MeV beschleunigt und auf Eisen- und Kupfertargets geschossen. Dabei entstehen Pionen, die wiederum in Myonen zerfallen. Zusammen mit den Myonen entstehen auch Myon- und Antimyonneutrinos, die dann nach einer Strecke von 30m auf einen Detektor treffen, in dem (Anti-)Elektronneutrinos detektiert werden können. Es handelt sich um einen zylindrischen Tank mit 8,3m Höhe und 5,7m Durchmesser, der mit Mineralöl und dem Szintillatormaterial b-PBD gefüllt ist und der mit seinen 1220 phototubes aufgrund der geringen Konzentration des Szintillationsmaterials (0,031g/l) sowohl Cherenkov- als auch Szintillationslicht detektieren kann. Über die gemessenen Elektronen und Positronen

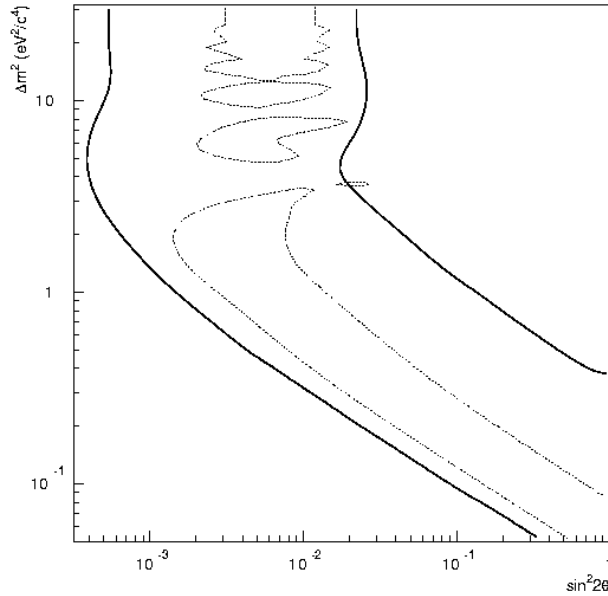


Abbildung 19: Ergebnisse des LSND-Experimentes. Die durchgezogene Linie kennzeichnet die erlaubten Regionen für $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, die gepunktete die für $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$

werden die Oszillationen nachgewiesen, wobei aber die Myonzerfälle

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu + \nu_e (\nu_\mu + \bar{\nu}_e)$$

zu einem starken Hintergrundeffekt bei diesen Teilchen führen, der bei der Auswertung berücksichtigt werden muss. Die Verunreinigung des Neutrinostrahls beträgt $\nu_e/\nu_\mu = 10^{-4}$. Um Teilchen von außerhalb abzuschirmen existiert ein Veto-Schild, der von außen einfallende Teilchen abschirmen bzw. messen soll, so dass diese Ereignisse nicht berücksichtigt werden.

Abzüglich des Backgrounds konnten nachgewiesen werden:

Elektroneneutrinos:

$$18,1 \pm 6,6(\text{stat}) \pm 3,5(\text{sys})$$

Antielektroneneutrinos:

$$51,0_{-19,5}^{+20,2}(\text{stat}) \pm 8,0(\text{sys})$$

Beide Zahlen sind im Rahmen der Fehler von null verschieden und die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei diesen Messungen um statistische Fluktuationen handelt ist kleiner als 10^{-7} . Die mit 95 % CL erlaubten Bereiche für

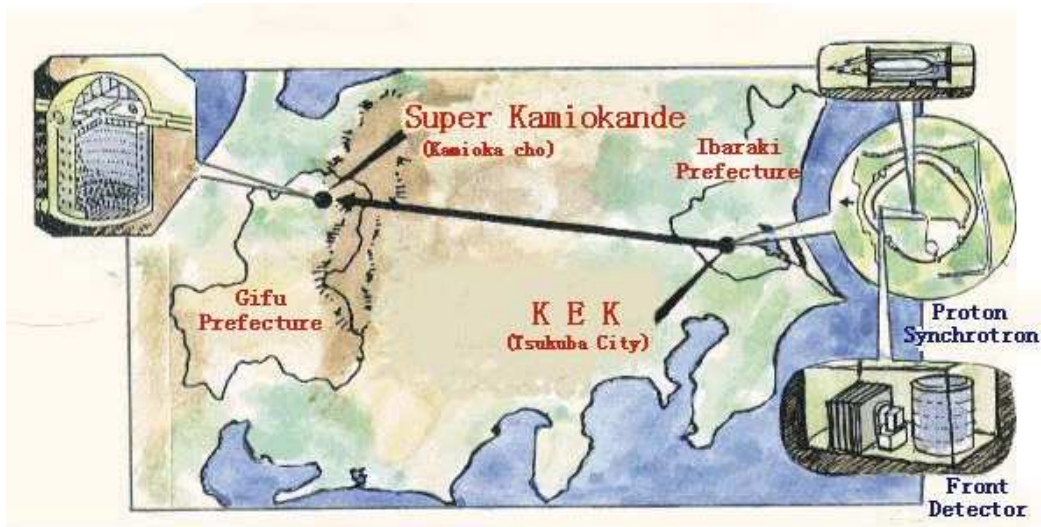


Abbildung 20: Karte mit der Strahlführung von KEK zu Super-Kamiokande

die Oszillationsparameter sind für ν_e (durchgezogene Linie) und für $\bar{\nu}_e$ (gepunktete Linie) in Abb. 19 eingetragen. In beiden Fällen wird ein Massendifferenzquadrat $0,2\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 2,0\text{eV}^2$ bevorzugt, was im Widerspruch zu den Ergebnissen aus den Messungen mit solaren Neutrinos steht, da dieser Bereich dort für Oszillationen $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$ und damit auch für $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ausgeschlossen wird.

Die Oszillationswahrscheinlichkeiten ergeben sich bei LSND zu:

$$\begin{aligned} \nu_\mu \rightarrow \nu_e: & (0,26 \pm 0,10(\text{stat}) \pm 0,05(\text{sys}))\% \\ \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e: & (0,31 \pm 0,12(\text{stat}) \pm 0,05(\text{sys}))\% \end{aligned}$$

6.2 K2K

Bei K2K handelt es sich um das erste Long Baseline-Experiment der Welt, bei dem Myoneneutrinos von KEK 255km unterirdisch zurücklegen, bevor sie im Super Kamiokande-Detektor gemessen werden können. Der Strahlverlauf ist auf der Karte in Abb. 20 nachzuvollziehen.

Im KEK in Tsukuba, Japan wird ein 12GeV-Protonenstrahl auf ein Aluminiumtarget geschossen, wobei Pi-Mesonen erzeugt werden, die in einer 200m langen decay-pipe in Myonen und Myoneneutrinos zerfallen. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 21 dargestellt. Das Myonspektrum wird bei KEK in zwei Detektoren gemessen; Es handelt sich um ein ähnliches Energiespektrum wie bei den atmosphärischen Neutrinos. Der Versuch ist sensitiv auf den Be-

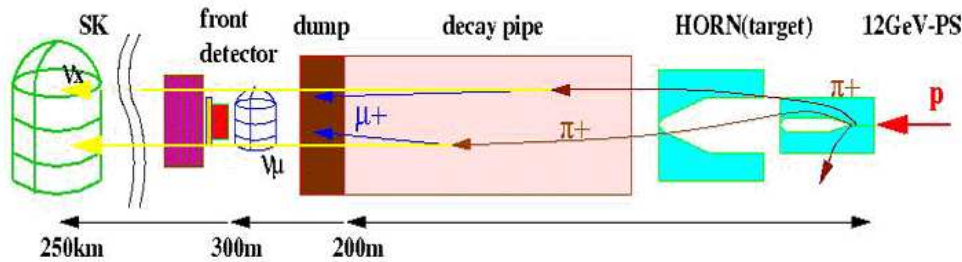


Abbildung 21: Schematischer Aufbau des K2K-Experimentes

reich $\Delta m^2 > 3 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$, der bei den Messungen atmosphärischer Neutrinos durch Super-Kamiokande präferiert wird. Um die erzeugten Myonneutrinos von den atmosphärischen unterscheiden zu können, werden diese in kurzen Pulsen von 10^{-6}s Dauer alle 2,1 s losgeschickt. Der Strahlengang wird mit GPS kontrolliert, wodurch eine Winkelauflösung von 0,1 mrad möglich ist, was einer Genauigkeit von 2 cm nach Durchlaufen der Strecke von 255 km bis zum Super-Kamiokande-Detektor entspricht, in dem die Analyse des Strahls stattfindet. Bei der Untersuchung des Myonneutrinostrahls, dessen Intensität bis auf wenige Prozent konstant gehalten werden kann, werden wie bei der Untersuchung der atmosphärischen Neutrinos e^\pm und μ^\pm nachgewiesen. D. h., die Flavourtransformation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ wird in einem appearance- und der Übergang $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ in einem disappearance-Experiment untersucht.

Ohne Oszillationen beträgt die bisher erwartete Anzahl an Myonen $80_{-5,4}^{+6,2}$, bisher wurden aber erst 56 Myonneutrinos detektiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass es sich hierbei um eine statistische Fluktuation handelt ist kleiner als 1%. Es konnten Oszillationen $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_x$ mit einer Signifikanz von 3σ nachgewiesen werden. Da bisher erst 50% der Möglichkeiten von KEK genutzt wurden, hofft man, bei Wiederinbetriebnahme von Super-Kamiokande durch eine Verdopplung der entsendeten Neutrinorate innerhalb der nächsten zwei bis drei Jahre die statistische Signifikanz zu erhöhen. Eine Auswertung bzgl. der erlaubten Parameterbereiche liegt bei diesem Experiment noch nicht vor, da noch verschiedene Oszillationsmodelle, u. a. eine Drei-Flavour-Mischung, ausprobiert werden. Allerdings konnten noch keine von KEK kommenden Elektroneneutrinos nachgewiesen werden.

6.3 CHOOZ

Bei CHOOZ handelt es sich um ein Reaktorexperiment, das vom April 1997 bis zum Juli 1998 in Ardennes, Frankreich über eine Lebenszeit von 342 Tagen

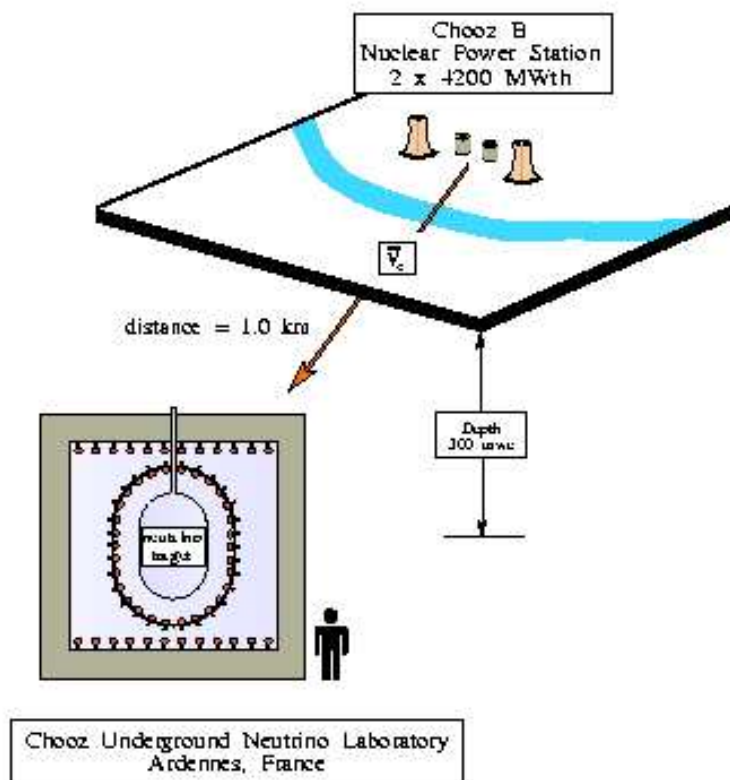


Abbildung 22: CHOOZ-Experiment in Ardennes, Frankreich

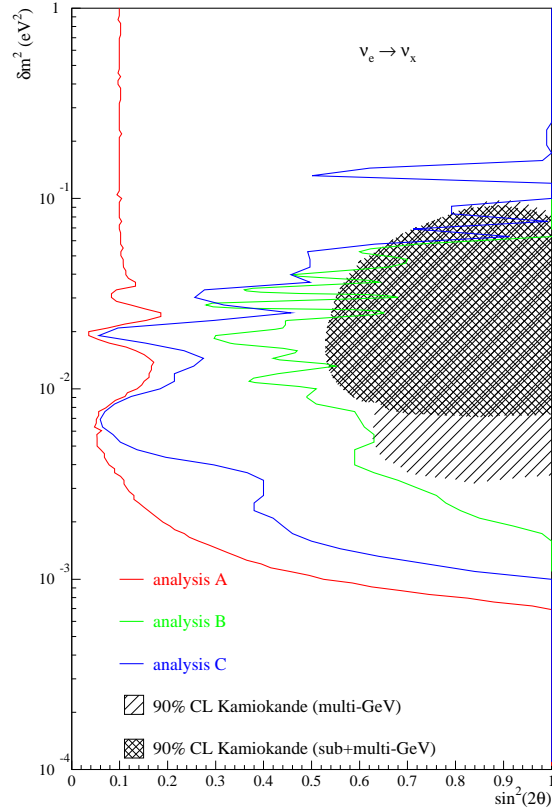


Abbildung 23: Von CHOOZ für Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_x$ mit 90% CL ausgeschlossene Gebiete. Die verschiedenen Markierungen ergeben sich aus drei verschiedenen Analysearten der Daten

gemessen hat. Wie in Abb. 22 dargestellt, wurden in zwei Reaktoren Antielektronneutrinos erzeugt, die nach einer Strecke von einem Kilometer 115m unter der Erde in einem Detektor mit einem Durchmesser von 5,5m detektiert wurden. In diesem wurden die Antielektronneutrinos über die Reaktion

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

nachgewiesen, es handelte sich also um ein disappearance-Experiment. Die Energieschwelle lag bei 1,8MeV, wodurch der Aufbau in dem Bereich $\Delta m^2 > 10^{-3} \text{eV}^2$ sensitiv war. Um Effekte von anderen einfallenden Teilchen zu minimieren, war der Detektor von einem Stahltank und einem Veto-Counter umgeben.

Für das Verhältnis von gemessenen und erwarteten Antielektronneutrinos ergab sich:

$$\frac{\Phi_{\bar{\nu}_e}(\text{exp})}{\Phi_{\bar{\nu}_e}(\text{theor})} = 1,01 \pm 2,8\%(\text{stat}) \pm 2,7\%(\text{sys})$$

Damit können nahezu in dem gesamten untersuchten Bereich Oszillationen von Antielektronneutrinos in andere Flavours ausgeschlossen werden. Die genauen Ergebnisse sind in Abb. 23 dargestellt; Da die gemessenen Daten auf drei verschiedenen Arten analysiert worden sind, sind auch drei etwas verschiedenen Regionen eingetragen, die von dem Experiment ausgeschlossen werden. Für einen maximalen Mischungswinkel ist der Bereich $\Delta m^2 > 7 \cdot 10^{-4} \text{eV}^2$ ausgeschlossen worden und bei großen Massendifferenzquadraten sind für $\sin^2 2\theta$ keine Werte größer als 0,1 möglich.

7 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Das atmosphärische Neutrinoproblem ist durch Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ erklärbar, wobei zur Zeit ein großer Mischungswinkel und eine Massendifferenz $0,05\text{eV} < \Delta m < 0,1\text{eV}$ favorisiert werden. Da dieser Bereich von CHOOZ für Oszillationen zwischen Elektron- und beliebigen anderen Neutrinos ausgeschlossen wird, handelt es sich hier wahrscheinlich um Oszillationen

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$$

Das solare Neutrinoproblem kann durch Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_x$ erklärt werden. Die Zusammenfassung der Ergebnisse der solaren Experimente favorisiert zur Zeit für die Massendifferenz einen Wert von ca. $0,01\text{eV}$ bei einem großen Mischungswinkel. Allerdings weisen die Ergebnisse von LSND darauf hin, dass für Übergänge $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ $\Delta m_{e\mu} > 0,4\text{eV}$ gelten muss. Da es aber nur zwei unabhängige Δm -Werte geben darf, kommt es hier zusammen mit den Ergebnissen von CHOOZ und den atmosphärischen Neutrinos zu einem Widerspruch. Die Ergebnisse von CHOOZ sind mit den Messungen der solaren Experimente kompatibel. Die Ergebnisse von K2K liegen leider noch nicht vor, da die Auswertung der Messungen noch nicht abgeschlossen ist. Wahrscheinlich sind aber die Resultate von mindestens einem der Experimente nicht korrekt. Über das solare Neutrinoproblem lässt sich nur sagen, dass dieses durch Oszillationen

$$\nu_e \rightarrow \nu_x$$

erklärt werden kann, wobei aber noch nicht klar ist, ob die Umwandlung der Elektronneutrinos in Myon- oder Tauneutrinos oder beide Neutrinoarten stattfindet.

Literatur

- [1] N. Schmitz: Neutrino-Physik, Teubner Studienbücher 1997
- [2] H. V. Klapdor-Kleingrothaus / A. Staudt: Teilchenphysik ohne Beschleuniger, Teubner Studienbücher 1995
- [3] Erik Karl Blaufuss: Study of the Energy Spectrum of Solar Neutrinos Above 5.5 MeV, Dissertation at University of California, Irvine, 2000
- [4] Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters using 1496 Days of Super-Kamiokande-I Data, 2002
- [5] Measurement of Charged Current Interactions produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, 2001
- [6] Day and Night Neutrino Energy Spectra at SNO, 2002
- [7] Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral Current at SNO, 2002
- [8] Update of Solar Neutrino Interaction Rate Measurements from GNO at LNGS
- [9] Jun Kameda: Detailed Studies of Neutrino Oscillations with Atmospheric Neutrinos of Wide Energy Range from 100 MeV to 1000 GeV in Super-Kamiokande, Doctor Thesis, University of Tokyo, 2002
- [10] Current Status of the K2K Experiment, 2002
- [11] Limits on Neutrino Oscillations from the CHOOZ Experiment
- [12] http://www-eep.physik.hu-berlin.de/hebbeker/lectures/sd01_122.htm
- [13] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk>
- [14] http://www.lngs.infn.it/site/exppro/gno/GNO_home.htm
- [15] <http://www.mpi-hd.mpg.de/nuastro/gallex.html>
- [16] <http://www.sno.phy.queensu.ca>
- [17] <http://www.neutrino.lanl.gov/LSND>
- [18] <http://neutrino.kek.jp>
- [19] <http://www.pi.infn.it/chooz>