

Sind Neutrinos massebehaftet? – Die Suche nach Neutrino-Oszillationen mit KARMEN

K. Eitel, M. Steidl, IK

Einleitung

Die Existenz von Neutrinos, den leichtesten Elementarteilchen, aus denen die Materie besteht, wurde 1930 aus einem Dilemma bei der Beobachtung radioaktiver Beta-Zerfälle von dem späteren Nobelpreisträger Wolfgang Pauli postuliert. Nur so konnte die Energie-Bilanz beim Beta-Zerfall in Ordnung gebracht werden. Erst mehr als 20 Jahre später konnte das erste Neutrino experimentell nachgewiesen werden, wofür wiederum, wenn auch mit großer Verspätung, der Nobelpreis verliehen wurde. Seit dem Beginn der Neutrinophysik ist die Frage nach der Masse dieser nur äußerst schwach wechselwirkenden Teilchen eine zentrale Frage der Elementarteilchenphysik.

Die Masse der Neutrinos ist aber nicht nur verknüpft mit der Struktur von Modellen, mit denen Physiker heute die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen beschreiben – dem so genannten Standardmodell der Teilchenphysik und seinen Erweiterungen. Eine winzige Masse von nur einem Millionstel der Masse des Elektrons kann noch weitreichende Folgen für die Evolution unseres Universums nach sich ziehen. In den ersten Minuten nach dem Urknall wurden mehr als eine Milliarde Neutrinos pro Proton, dem Bestandteil aller Atomkerne, gebildet. Auch heute noch befinden sich in jedem Kubikzentimeter des Universums etwa 300 dieser so genannten primordialen Neutrinos. Sie könnten in der Frühzeit des Universums aufgrund ihrer

Masse die Entstehung von großräumigen Strukturen wie Galaxienhaufen mit beeinflusst haben. Mehr zu kosmologischen Implikationen massiver Neutrinos finden Sie in diesem Heft im Beitrag von G. Drexlin: „KATRIN: ein neues Tritium-Zerfallsexperiment“.

Bis heute ist es nicht gelungen, die Masse der Neutrinos oder ihrer Antiteilchen, der Anti-Neutrinos, zu bestimmen, egal um welches Neutrino es sich handelt, sei es das Partner-Neutrino des Elektrons (Elektron-Neutrino ν_e), das Myon- (ν_μ) oder das Tauon-Neutrino (ν_τ). Dies liegt sowohl in experimentellen wie auch in theoretischen Schwierigkeiten begründet: So sind Neutrinos die einzigen fermionischen Elementarteilchen, die weder elektromagnetisch (Neutrinos sind, wie ihr Name nahelegt, elektrisch neutral.) noch über die starke Kernkraft (Diese wirkt z.B. zwischen Protonen und Neutronen.) mit anderen Teilchen wechselwirken. Lediglich der so genannten schwachen Wechselwirkung unterliegen Neutrinos, was zu äußerst seltenen Reaktionen mit Materie führt. So durchdringen die allermeisten von der Sonne kommenden Neutrinos die Erde ohne jegliche Wechselwirkung. Um sie zu stoppen würde man eine Bleiwand von mehreren Lichtjahren Dicke benötigen! Experimente, die Neutrinos nachweisen, basieren daher auf dem Ansatz, eine möglichst intensive Neutrinoquelle zu verwenden und die Detektormasse so groß wie möglich zu machen, um somit bei einem relativ langen Messzeit-

raum trotz geringer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit dennoch einige seltene Reaktionen von Neutrinos innerhalb des Detektors nachweisen zu können.

Von theoretischer Seite gibt es kein allgemein akzeptiertes Modell, wie schwer Neutrinos sein sollten. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik, der derzeit gültigen Theorie, werden Neutrinos sogar als exakt masselose Fermionen postuliert. In Erweiterungsmodellen, die gewisse Mängel des Standardmodells zu überwinden suchen, erhalten Neutrinos dagegen auf natürliche Weise eine Masse, wie dies auch für alle anderen Fermionen gilt. Allerdings sind die Theorien nicht in der Lage, eine präzise Vorhersage für die Größenordnung der Neutrinomasse zu machen. Es gilt vielmehr die Umkehrung: gelingt es in Experimenten die Masse der Neutrinos zu bestimmen, so können mit dieser Information aus den verschiedenen theoretischen Erweiterungsmodellen die zutreffenden ausgewählt werden. In Experimenten zur Bestimmung der Neutrinomassen müssen daher Parameterbereiche für die Massen untersucht werden, die von Promillen der Elektronenmasse, also einigen 10^3 Elektronenvolt bis zu 10^{10} eV reichen können.¹⁾ Um solch extrem kleine Massen zu ermitteln, bedarf es hochsensibler Experimente, aber auch spezieller Phänomene, die solche Massen sichtbar machen können.

¹⁾ $1\text{eV}/c^2 = 1.8 \times 10^{-36}$ kg, im weiteren setzen wir zur Vereinfachung die Lichtgeschwindigkeit $c=1$ und benutzen als Einheit der Masse lediglich eV.

Das Phänomen der Neutrino-Oszillationen

Eine äußerst sensitive Methode zur Suche nach Neutrinomassen bedient sich dabei eines bei anderen Elementarteilchen, den Quarks, bereits bekannten quantenmechanischen Phänomens. Man kann die 3 bekannten Neutrinoarten sowohl nach ihren Wechselwirkungspartnern, also den Flavour-Zuständen ν_e, ν_μ, ν_τ oder nach ihren Massen ν_1, ν_2, ν_3 klassifizieren. Dabei sind die drei Neutrinomassen nicht direkt den 3 Neutrinoarten (oder „Flavours“) zugeordnet, in der Quantenphysik spricht man von Masseneigenzuständen, die nicht mit den Eigenzuständen der Wechselwirkung identisch sind. Vielmehr ist jedes der drei Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ eine ganz bestimmte Mischung, eine kohärente Überlagerung, aus den drei Massenzuständen ν_1, ν_2, ν_3 .²⁾ Da sich die einzelnen Massenzustände auf ihrem Weg von der Quelle zum Detektor mit einer unterschiedlichen Phase ausbreiten, verändert sich die Mischung und somit auch die Flavour-Zusammensetzung (Abb. 1). Aus einem ursprünglichen Strahl von z.B. Myonneutrinos wird nach einer Flugzeit t oder der Flugstrecke $L = ct$ ein Strahl mit einem gewissen Anteil anderer Neutrinoarten, z.B. Elektronneutrinos. Dieser Anteil des neuen Flavourzustandes bleibt nun nicht konstant, sondern variiert periodisch mit der charakteristischen Oszillationslänge λ_{osz} .

²⁾ Alle folgenden Argumentationen gelten analog auch für Anti-Neutrinos, da ihre Massen nach allgemeinen Symmetrie-Erhaltungssätzen denen der Neutrinos entsprechen.

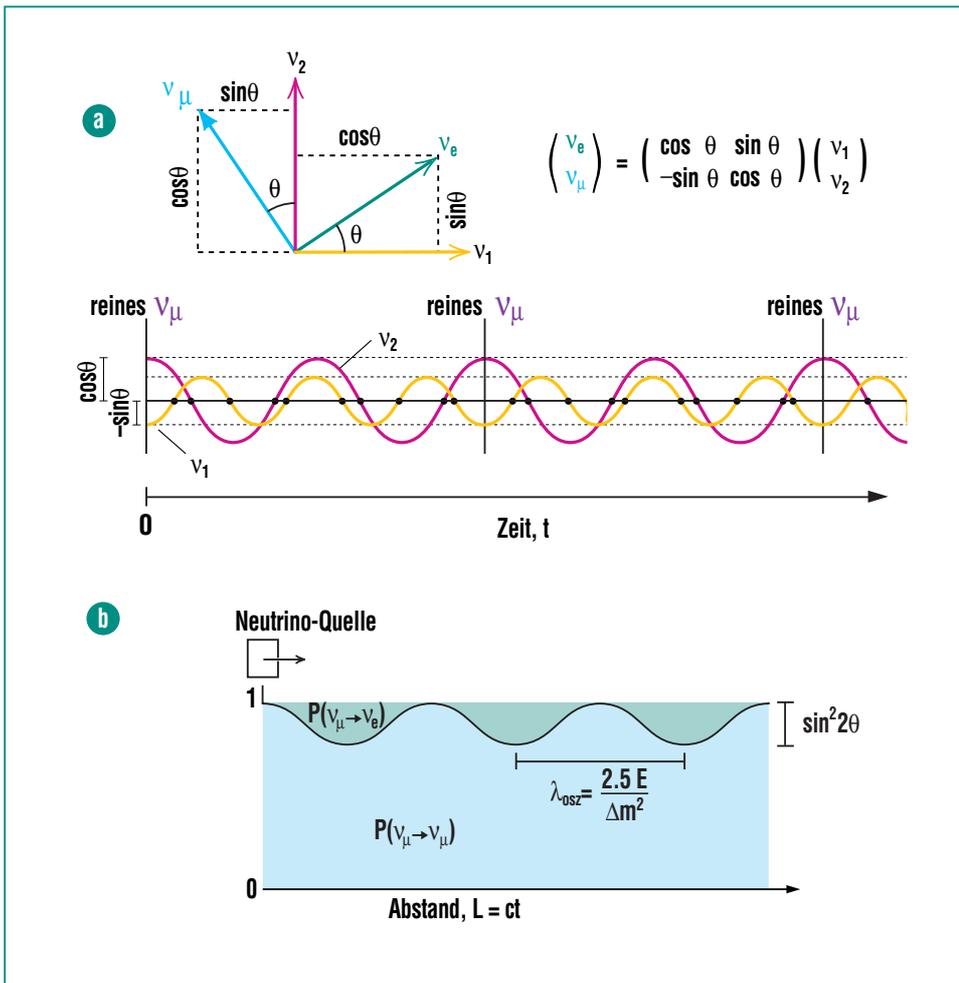


Abb. 1: Neutrino-Oszillationen zwischen zwei Neutrinofamilien:
(a) Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung (grün und blau) sind als Mischungen der Masseneigenzustände (rot und gelb) dargestellt. Über die Mischungsmatrix werden die Flavoreigenzustände in die Masseneigenzustände rotiert, die Flavoreigenzustände können auch als zwei Einheitsvektoren in einer Ebene dargestellt werden, die nach einer Rotation um den Winkel Θ aus den Masseneigenzustandsvektoren hervorgehen. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird ein Myon-Neutrino produziert als Überlagerung zweier Massenzustände, deren Energie aufgrund der unterschiedlichen Massen verschieden ist. Jedes Mal, wenn die beiden Massenzustände zueinander in jene Phase treten, in der sie zu $t = 0$ waren, formen sie wieder ein reines Myon-Neutrino. Zu anderen Zeiten entspricht die Phasenzusammensetzung einer Mischung von Myon- und Elektron-Neutrino.
(b) Aufgrund der Interferenz der beiden Massenzustände oszilliert die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron-Neutrino (grüne Fläche) zu finden. Die Wahrscheinlichkeiten für ein Elektron-Neutrino und ein Myon-Neutrino addieren sich zu allen Zeitpunkten zu 1. Die Wellenlänge λ_{osz} der Oszillation wächst mit kleineren Massendifferenzen, die Amplitude der Oszillation ist durch den Mischungswinkel Θ gegeben.

man spricht daher von Neutrino-Oszillationen. Die Stärke oder Amplitude der Oszillation wird dabei durch die Mischung der Neutrinos festgelegt. Die Oszillationslänge wird bestimmt durch die Differenz der quadratischen Massen $\Delta m_{ij}^2 = |m(\nu_i)^2 - m(\nu_j)^2|$ mit $i, j = 1, \dots, 3, i \neq j$.

Wir wollen hier Konsequenzen der Neutrinomischung und der damit verbundenen Neutrino-Oszillationen festhalten:

- 1 Neutrino-Oszillationen können nur existieren, wenn Neutrinos unterschiedliche Massen besitzen. Ein Nachweis von Neutrino-Oszillationen ist also auch eindeutiger Beweis für massebehaftete Neutrinos.
- 2 Durch Oszillationsexperimente kann im Idealfall die Massendifferenz Δm_{ij}^2 nachgewiesen werden. Dagegen ist die Bestimmung der absoluten Neutrinomassen $m(\nu_i)$ nicht möglich.
- 3 Aufgrund der Mischung von Neutrinos kann man streng genommen nicht mehr z.B. von „der Masse des Elektron-Neutrinos“ reden, da es aus drei Massen-Eigenzuständen mit definierten Massen zusammengesetzt ist.
- 4 Neutrino-Oszillationen können in zwei Weisen gemessen werden: Durch die periodische Abnahme des Flusses der ursprünglichen Neutrinoart („disappearance mode“) oder durch das Auftreten von Neutrinos eines neuen, ursprünglich nicht vorhandenen Flavours („appearance-mode“).

5 Auch wenn Neutrino-Oszillationen Überlagerungen von mehreren Oszillations-„Frequenzen“ gemäß der Werte Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 und Δm_{31}^2 sind, so kann man oftmals die vereinfachte Form einer Oszillation zwischen nur zwei Neutrinoarten annehmen.

6 Für nur zwei Neutrinos lässt sich die Wahrscheinlichkeit P_{osz} , dass in einem Strahl von z.B. Muon-Neutrinos der Energie E (gemessen in MeV) nach einer Flugstrecke L (gemessen in Metern) ein Elektron-Neutrino auftritt, berechnen mit Hilfe der „Oszillationsformel“

$$P_{\text{osz}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \times \Delta m_{12}^2 \times L/E)$$

wobei θ den so genannten Mischungswinkel der Neutrinos beschreibt. Δm_{12}^2 wird in Einheiten von eV^2 angegeben.

7 Bei einer Evidenz für Neutrino-Oszillationen ($P_{\text{osz}} \neq 0$) benötigt man genaue Informationen der Flugstrecke L und der Neutrino-Energie E , um die beiden freien Parameter der Oszillation, $\sin^2 2\theta$ und Δm^2 , eindeutig festlegen zu können.

8 Hat man nur wenig spektrale Information, d.h. ist der Wert L/E stark verschmiert oder variiert das Produkt $\Delta m_{12}^2 L/E$ für die untersuchten Neutrinos im Detektor sehr stark, dann kann lediglich „disappearance“ oder „appearance“ von Neutrinoarten nachgewiesen werden, eine tatsächliche Oszillation des Neutrinoflusses wird aber nicht gesehen.

9 Sind die drei Neutrinomassen $m(\nu_i)$ unbekannt, so sind mathematisch gesehen zwei der drei Massendifferenzen Δm_{ij}^2 freie Parameter, der dritte Wert ergibt sich aus den ersten beiden.

Hinweise auf Neutrino-Oszillationen

In den letzten Jahren wurde in vielfältigen Experimenten nach Neutrino-Oszillationen gesucht. Dabei kommen die deutlichsten Hinweise für Oszillationen von einem amerikanisch-japanischen Experiment, dem SuperKamio-kande-Detektor [1]. Er weist Neutrinos nach, die bei Fusionsprozessen in der Sonne sowie beim Auftreffen kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre produziert werden. In der Erdatmosphäre ist das Produktionsverhältnis myonischer und elektronischer Neutrinos etwa 2:1. SuperKamio-kande beobachtet nun, dass gegenüber dieser Erwartung die in der Erdatmosphäre produzierten myonischen Neutrinos mit größerer Flugstrecke immer mehr abnehmen, während die gemessenen elektronischen Neutrinos der erwarteten Produktion entsprechen. Mit maximalen Flugstrecken L von ca. 13000 km (in der Atmosphäre auf der gegenüberliegenden Seite der Erde produziert) und Energien E von bis zu einigen 100 GeV (10^{11} eV) ergibt sich ein Wert für L/E in der Größenordnung von 100-1000m/MeV und einer entsprechenden Sensitivität von $\Delta m^2 \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{ eV}^2$. Eine detaillierte Analyse aller SuperKamio-kande Daten favorisiert eine Oszillation der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ mit den Oszillati-

onsparametern $\sin^2 2\theta = 1$ und $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [2]. Da diese Werte mit einem experimentellen Fehler behaftet sind, ist in Abb. 2 der Fehlerbereich dargestellt, in dem mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% der wahre Wert liegen sollte (90% Vertrauensintervall oder „confidence interval“, C.I.).

Alle Experimente, die bisher den Fluss von Elektron-Neutrinos von der Sonne vermessen haben, führten zu dem Ergebnis, dass

die Zahl der tatsächlich nachgewiesenen ν_e deutlich geringer war als erwartet [3-6]. Da unser Wissen über die solaren Entstehungsprozesse sehr detailliert und abgesichert ist, liegt auch hier der Schluss nahe, dass sich die elektronischen Neutrinos auf dem Weg von der Sonne zur Erde in andere Neutrino-Flavours umwandeln. Solche Oszillationen könnten im Vakuum zwischen Sonne und Erde stattfinden.

Nach Berechnungen, die bereits in den späten 1970er und 1980er Jahren durchgeführt wurden [7,8], wären aber auch durch Materie-Effekte resonanzartig verstärkte Neutrino-Oszillationen noch innerhalb der Sonne zu erwarten. Je nach Szenario ergeben sich dann verschiedene mögliche Werte für die Oszillationsparameter, wie sie in Abb. 2 gezeigt sind. Die Ergebnisse aller Sonnen-Neutrinoexperimente erfordern aber offensichtlich einen anderen Wert für Δm^2 , als er sich aus Untersuchungen der atmosphärischen Neutrinos ergab.

Neutrinos werden auch auf der Erde in Kernreaktoren und Teilchenbeschleunigern produziert. Dort sind die Abstände L zwischen Quelle und Detektor deutlich kleiner (in der Regel einige 10 Meter), allerdings sind die Energien der Neutrinos in Beschleunigern um viele Größenordnungen höher als die solarer Neutrinos.

Während damit die Sensitivität solcher Experimente durch z.B. $L/E \sim 20 \text{ m} / 2 \text{ MeV}$ auf Massendifferenzen $\Delta m^2 > 0.1 \text{ eV}$ beschränkt ist, zeichnen sich Beschleunigerexperimente durch eine extreme Empfindlichkeit für die Oszillationsamplitude aus. Dies folgt aus der Tatsache, dass diese Experimente im „appearance mode“ betrieben werden, d.h. es wird nach Neutrinoarten gesucht, die im ursprünglichen Strahl gar nicht oder in extrem kleinen Mengen produziert wurden. So genügen z.B. nur wenige zusätzliche Elektron-Antineutrinos in einem Myon-Antineutrino-Strahl, um Oszillationen der Art $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ nachzuweisen.

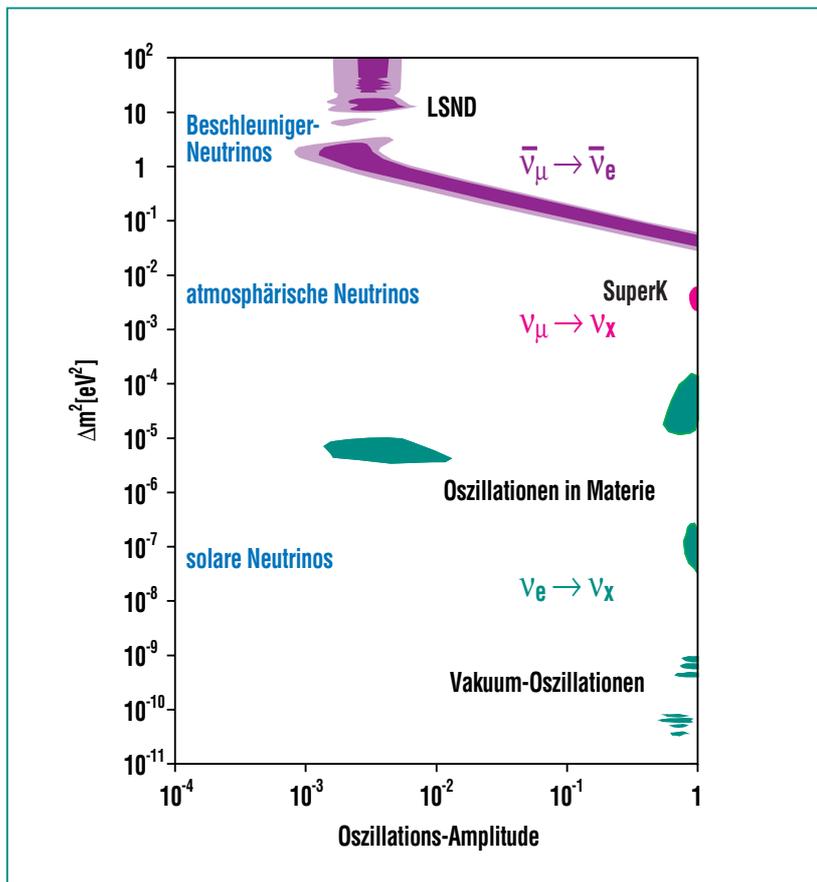


Abb. 2: Hinweise auf Neutrino-Oszillationen und die Oszillationsparameter (Δm^2 und Amplitude) von Experimenten mit verschiedenen Neutrino-Quellen. Violette Bereiche sind favorisiert durch das LSND-Experiment, der rote Bereich ergibt sich durch den reduzierten Nachweis von Myon-Neutrinos aus der Atmosphäre, die grünen Bereiche ergeben sich als kombinierte Lösungen für alle Experimente, die den Elektron-Neutrinofluss von der Sonne vermessen.

Nun hat ein Experiment am Teilchenbeschleuniger LANSCE des Los Alamos Labors in New Mexico, USA, einen kleinen Überschuss an Ereignissen gesehen, die als $\bar{\nu}_e$ aus einer Umwandlung $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ interpretiert werden. Die im Liquid Scintillator Neutrino Detector (LSND) ermittelte Oszillationswahrscheinlichkeit beträgt etwa 0.3%, unter Berücksichtigung der Messfehler ergibt sich daraus das in Abb. 2 gezeigte Parameterintervall [9, 10]. Dieses Resultat, als Evidenz für Neutrino-Oszillationen interpretiert, hat zwei weitreichende Folgen:

1. Aus dem relativ großen Wert von Δm^2 folgt, dass mindestens eine der Neutrinomassen groß genug sein könnte, um für die Strukturbildung in unserem Universum mitverantwortlich zu sein (siehe auch Beitrag von G. Drexlin in diesem Heft).
2. Da bereits zwei Werte für Δm^2 durch die Experimente mit solaren und atmosphärischen Neutrinos bestimmt wurden, und sich der aus dem LSND ergebende Wert nicht als Summe oder Differenz dieser Werte beschreiben lässt, benötigt man mehr als drei Neutrino-Arten, um Widersprüche zu vermeiden. Da ein viertes, relativ leichtes Neutrino durch andere Experimente allerdings eindeutig ausgeschlossen wird, muss es sich bei einem solchen um ein neuartiges, noch unbekanntes und nicht über die schwache Wechselwirkung des Standardmodells wechselwirkendes Neutrino, ein so genanntes „steriles Neutrino“ handeln.

Diese unser Bild der Neutrinos revolutionierenden Konsequenzen erfordern offensichtlich eine klare von LSND getrennte Überprüfung durch ein anderes Experiment. Zur Zeit gibt es mit KARMEN weltweit nur ein Experiment, das eine vergleichbare Sensitivität für Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ besitzt und diese Überprüfung ermöglicht.

Das KARMEN-Experiment

Das Karlsruhe-Rutherford-Mittel-Energie-Neutrino-(KARMEN)-Experiment wird unter der Federführung des Forschungszentrums Karlsruhe am britischen Rutherford Labor in der Nähe von Oxford seit Anfang der 1990er Jahre durchgeführt. In der ersten Messphase von 1990-1996 galt der physikalische Schwerpunkt der Messungen der Untersuchung von Wechselwirkungen von Neutrinos mit Kernmaterie. Dabei wurden mit einzigartiger Auflösung Kernreaktionen wie $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ oder $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ vermessen. Die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ die einen angeregten Kohlenstoffkern $^{12}\text{C}^*$ mit 15.1 MeV liefert, wurde zum ersten Mal nachgewiesen und quantitativ untersucht [11-13]. Die Messungen bestätigten eindrucksvoll theoretische Modelle, die wiederum eine wesentliche Rolle bei der Beschreibung des Einflusses von Neutrinos auf Sternexplosionen, so genannten Supernovae, spielen. Bereits in dieser ersten Messphase wurde auch nach extrem seltenen Prozessen gesucht, die im Standardmodell der Teilchenphysik verboten sind, wie z.B. symmetrieverletzende Teil-

chenzerfälle oder Neutrino-Oszillationen [14,15].

Wie im folgenden genauer beschrieben wird, reichte die erzielte Sensitivität aber nicht aus, um das positive Resultat des LSND Experiments zu überprüfen. Deshalb wurde 1996/97 das Experiment um eine weitere Detektor-komponente erweitert („KARMEN Upgrade“) und damit die Neutrino-Oszillationssuche wesentlich verbessert [16]. In diesem Beitrag wird über die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen mit dem neuen KARMEN2-Messaufbau berichtet wie er seit 1997 besteht.

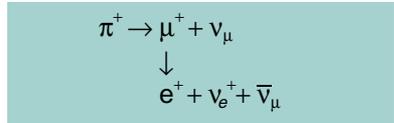
Die Neutrinoquelle ISIS

Das Rutherford Labor besitzt u.a. die Spallationsneutronenquelle ISIS. Der primäre Zweck der Neutronenquelle ISIS ist die Bereitstellung von thermalisierten Neutronen für eine Vielzahl von internationalen Nutzern aus den Bereichen Festkörperphysik und Materialwissenschaften. Daneben ist ISIS aber auch eine leistungsstarke Quelle von Neutrinos. Die Neutronenquelle ISIS basiert auf einem „rapid cycling“ Synchrotron, das Protonen auf kinetische Energien von 800 MeV beschleunigt. Mit einer Frequenz von 50 Hz werden die Protonenpulse nach der Beschleunigung aus dem ringförmigen Synchrotron extrahiert und auf ein kompaktes Schwermetalltarget geschossen (Abb. 3). Dabei entstehen im Wesentlichen Spallationsneutronen, aber auch neutrale und geladene Pionen. Während neutrale Pionen nicht zur Neutrino-Produktion beitragen und negativ geladene Pionen



Abb. 3: Blick in die ISIS-Experimenthalle: Im Vordergrund die abgeschirmte Proton-Flugbahn, in der Mitte die Abschirmung des Targets, links im Hintergrund das KARMEN-Blockhaus aus 7000 t Stahl.

(π^-) sofort von den Targetkernen wieder absorbiert werden, stoppen die positiv geladenen Pionen (π^+) innerhalb des Targets und zerfallen anschließend in Ruhe. Die π^+ -Zerfallskette erzeugt dann drei verschiedene, isotrop emittierte Neutrinoarten (ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$) mit gleicher Intensität:



Aufgrund des Zwei-Körperzerfalls des ruhenden μ^+ ist das Myon-Neutrino ν_μ monoenergetisch ($E = 29.8$ MeV). Elektron-Neutrino ν_e und Myon-Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ aus dem Myonzerfall μ^+ haben hingegen kontinuierliche Energiespektren (Abb. 4a). Da auch die Myonen aus dem Pionzerfall im ISIS Target abgestoppt werden und in Ruhe zerfallen, sind die Neutrinoenergiespektren mit Hilfe der Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt berechenbar. Der kinematische Endpunkt der Energiespektren liegt bei 52.8 MeV.

Neben den genau definierten Energieeigenschaften der Neutrinos besitzt ISIS mit seiner einzigartigen Zeitstruktur eine weitere entscheidende Eigenschaft. Die Protonen werden nämlich in einem Doppelpuls auf das Target extrahiert (siehe Abb. 4). Die gesamte Protonenintensität konzentriert sich auf zwei nur 100 ns³) breite Pulse, die um 325 ns getrennt sind. Somit werden die Protonen innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalls von nur 425 ns auf das Target geschossen. Das π^+ ist mit einer mittleren Lebensdauer von

³) 1 Nanosekunde (ns) = 10⁻⁹ s

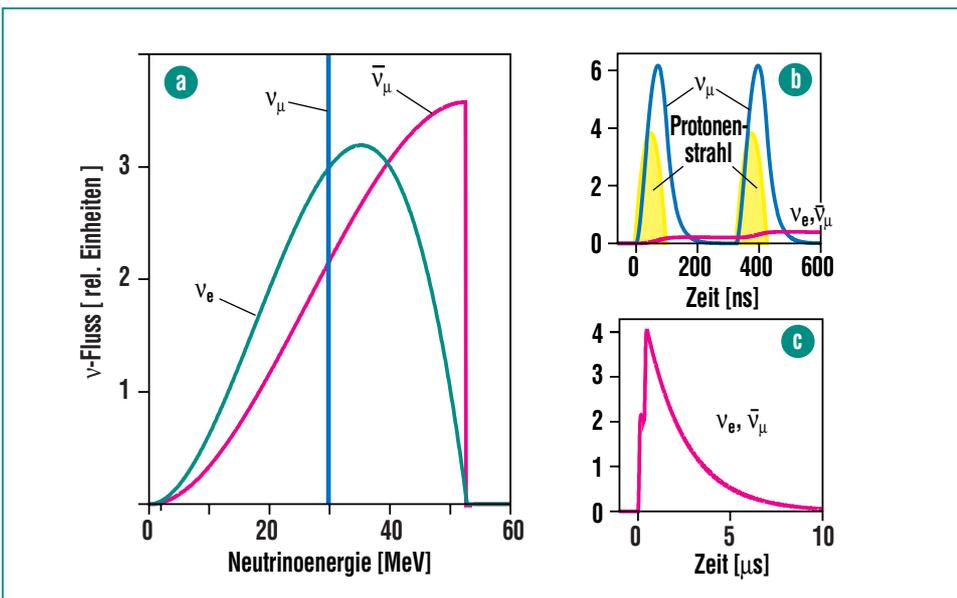


Abb. 4: Energie- und Zeitverteilung der an ISIS erzeugten Neutrinos ($\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$): (a) Die Energiespektren der an ISIS erzeugten Neutrinos sind durch kinematische Randbedingungen vollständig festgelegt und damit exakt berechenbar. (b) Zeitstruktur des ISIS Protonenstrahls. Aufgrund der kurzen π -Lebenszeit mit $\tau = 26$ ns bilden die Myon-Neutrinos (ν_μ) die Proton-Pulsstruktur mit nur leichten Modifikationen ab. (c) Zeitverteilung von Elektron-Neutrino (ν_e) und Myon-Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall. Diese Neutrinos folgen in ihrer zeitlichen Intensität dem Myon-Zerfall ($\tau = 2.2$ μ s).

26 ns kurzlebig. Daher wird die gesamte Myon-Neutrino Intensität innerhalb der ersten 600 ns nach Auftreffen des Protonenstrahls auf das Target („beam on target“) erwartet. Da das Elektron-Neutrino ν_e und das Myon-Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ aus dem Zerfall des Myons stammen, erwartet man für die zeitliche Intensitätsverteilung dieser beiden Neutrinoarten ein exponentielles Verhalten, das mit der Lebensdauer des Myons von $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ abnimmt. Dadurch werden 84% aller Neutrinos ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ in einem Zeitfenster von 0.6 bis $10.6 \mu\text{s}$ nach „Beam on Target“ erwartet. Die Bündelung der Neutrino-Intensität auf ein solch kurzes Zeitintervall ist von großem Vorteil, da einerseits die seltenen Neutrino-Wechselwirkungen in einen

kleinen Zeitraum konzentriert werden und andererseits aufgrund der Wiederholungsrate des Synchrotrons von 50 Hz es nun ca. 20 Millisekunden bis zur nächsten Neutrino-Produktion dauert. Dies gibt die Gelegenheit, den durch kosmische Höhenstrahlung induzierten und damit zeitlich konstanten Untergrund mit hoher statistischer Präzision zu vermessen.

Die Neutronenquelle ISIS zeichnet sich neben den klar definierten Eigenschaften in Zeit und Energie auch durch die produzierten Neutrinoarten (bzw. Antineutrinos) aus. Mit Ausnahme einer geringen intrinsischen Kontamination werden keine Elektron-Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ produziert. Diese Kontamination hat ihren Ursprung in der Produktion eines

kleinen Anteils von negativ geladenen Pionen π^- , die nicht von den Targetkernen reabsorbiert werden, sondern zerfallen. Da aber der Beitrag dieser $\bar{\nu}_e$ -Kontamination im Vergleich zu den $\bar{\nu}_\mu$ aus der π^+ -Zerfallskette kleiner 6.4×10^{-4} ist, stellt ISIS eine sehr gute Neutrinoquelle dar, um nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen im „appearance“ Modus zu suchen.

Der KARMEN-Detektor

Das KARMEN-Detektorsystem befindet sich in einem mittleren Abstand von 18 m von der Neutrinoquelle, und ist in einem umgebenden 7000-t-Stahlhaus untergebracht (Abb. 3). Der KARMEN Detektor besteht aus einem 65000 Liter fassenden Tank (3,53 m Länge x 3,20 m Breite x

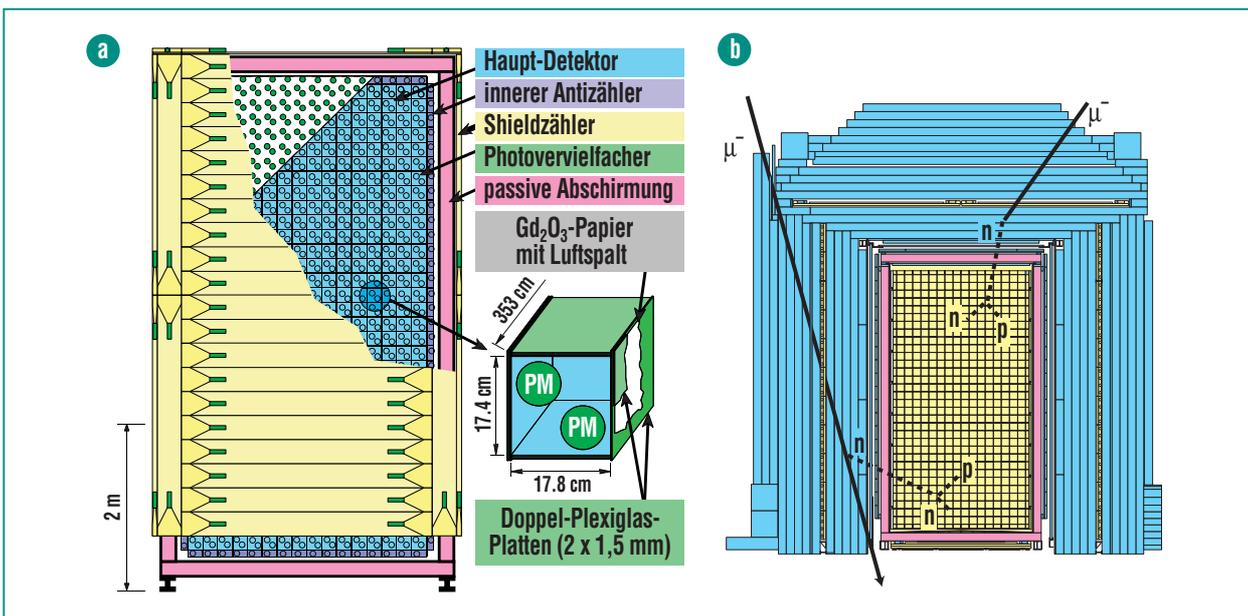


Abb. 5: Der KARMEN-Detektor. (a) Das 56-t-Flüssigszintillationskalorimeter KARMEN mit seiner optischen Segmentierung und dem inneren Antizähler und Shieldzähler. (b) Frontansicht des 7000-t-KARMEN-Stahlbunkers mit Zentraldetektor. Die gelben Flächen zeigen den innerhalb der Stahlabschirmung integrierten dritten aktiven Veto-Zähler. Schematisch eingezeichnet sind kosmisch induzierte Untergrundprozesse, die bis zur Installation des Veto-Zählers die KARMEN Sensitivität für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ noch stark limitierten (siehe Text).

5,96 m Höhe) gefüllt mit Mineralöl, das mit Flüssigszintillator versetzt ist (Abb. 5). Wechselwirkt ein Neutrino mit den Detektormaterialien, so wird ein geladenes Teilchen produziert, das aufgrund des Flüssigszintillatoranteils Licht erzeugt. Durch eine optische Segmentierung des Volumens in 512 Einzelmodule gelingt es per Totalreflektion äußerst effizient dieses Szintillationslicht an die Modulenden zu transportieren. Hier wird es durch ein Paar von Photovervielfachern registriert und in elektronische Signale umgewandelt. Durch die große Lichtausbeute des Szintillators und die optische Segmentierung mit doppelwandigen Plexiglasplatten erreicht der KARMEN Detektor eine hohe Präzision bei der Bestimmung der Energie, des Ortes und dem Zeitpunkt einer Neutrino-reaktion.

Unterdrückung des kosmischen Untergrundes

Bei Neutrino-reaktionen an sich und erst recht bei der Suche nach noch selteneren Effekten wie Neutrino-Oszillationen müssen aufgrund der extrem niedrigen Ereignisraten Untergrundreaktionen effizient unterdrückt werden. Beispielsweise erwartet man mit dem KARMEN-Detektor typischerweise eine Neutrino-Wechselwirkung pro Tag für ν_e , aber nur etwa drei Neutrino-Wechselwirkungen durch $\bar{\nu}_e$ aufgrund von Oszillationseffekten pro Jahr, wenn man sich an den LSND Resultaten orientiert. Deshalb muss der Detektor mit aktiven Veto-zählern und einer massiven, passiven Abschirmung gegen kosmisch induzierte Ereignisse geschützt werden, die

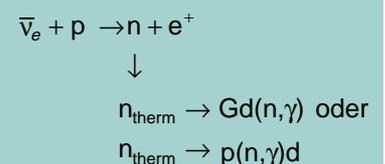
ansonsten Millionen von Ereignissen pro Tag generieren würden. Als aktive Veto-zähler (bzw. Antizähler oder Shieldzähler) werden Detektoreinheiten bezeichnet, die den Zentraldetektor umgeben und ein Signal generieren, sobald von Außen kommende geladene Teilchen (zum Beispiel Myonen π^+ aus der kosmischen Höhenstrahlung) in den Zentraldetektor eindringen. Der Zentraldetektor war daher bereits in seiner ersten Konfiguration mit zwei aktiven Lagen aus Veto-zählern umgeben und in ein 7000 t massives Stahlhaus eingebettet (Abb. 5). Diese Konfiguration reichte aus, um den kosmisch induzierten Untergrund für die spektroskopischen Untersuchungen von Neutrino-Kernwechselwirkungen der ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ und ν_μ hinreichend zu reduzieren; nicht jedoch, um ein Signal von ca. drei Neutrino-Oszillationseignissen pro Jahr aus dem Datensatz herauszufiltern. Der entscheidende Schritt zur Steigerung der Empfindlichkeit des KARMEN Experiments gelang 1996-97, als man die Ursache der verbleibenden unerkannten kosmisch induzierten Ereignisse identifizieren und diese daraufhin weiter unterdrücken konnte.

Es zeigte sich, dass Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung über sogenannte tiefinelastische Streuung oder Einfangreaktionen mit den Eisen-Kernen der 7000 t schweren Stahlabschirmung wechselwirken. In diesen Prozessen entstehen hochenergetische Neutronen, die trotz der massiven Eisenabschirmung in den Zentraldetektor eindringen und dort, wie weiter unten im Detail beschrieben wird, eine $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -

Oszillations-Signatur vortäuschen. Da Neutronen als neutrale Teilchen mit den bei KARMEN verwendeten Veto-zählern nur schwer zu erkennen sind, müssen zur Unterdrückung der in den KARMEN-Detektor eindringenden Neutronen die verursachenden geladenen Myonen bei der Durchquerung des Stahlbunkers identifiziert werden. Aus diesem Grund wurde im Zeitraum 1996-1997 ein drittes Vetosystem, bestehend aus 136 Plastiksintillatoren mit einer Gesamtfläche von 301 m², in die Eisenabschirmung integriert (Abb. 5b). Mit Hilfe des äußeren Veto-zählers lassen sich seither Myonenspuren in der Detektorumgebung zu kosmisch induzierten Neutronenereignissen im Zentraldetektor zuordnen. Durch die Information des äußeren Veto-zählers lässt sich so der kosmisch induzierte Untergrund um einen Faktor 35 reduzieren. Damit erwartet KARMEN2 bei der Suche nach Neutrino-Oszillationen nun nur noch etwa ein unerkanntes kosmisch induziertes Untergrundereignis pro Jahr!

Die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Signatur

Der Nachweis von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen geschieht über den Nachweis des Elektron-Antineutrinos. Dieses Neutrino wird im KARMEN-Detektor über den inversen β -Zerfall an den 4.5×10^{30} freien Protonen des Mineralöls nachgewiesen:



Das dabei entstehende Positron (e^+) besitzt Energien bis zu 51 MeV und verursacht im Szintillator ein charakteristisches Signal. Die Intensität und die spektrale Form des Positronen-Energiespektrums ist allerdings abhängig von Δm^2 , da das ursprüngliche e^+ -Energiespektrum durch die Oszillationsformel modifiziert wird. Abb. 6 zeigt die erwarteten und im Folgenden beschriebenen Messobservablen der Signatur wie z.B. das simulierte e^+ -Energiespektrum (Abb. 6c).

Das Positron wird durch das Elektron-Antineutrino der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen produziert und muss damit der typischen exponentiellen Zeitabhängigkeit des Myonzerfalls folgen (Abb. 6a). Diese charakteristische Zeitabhängigkeit des Signals grenzt das Erscheinen der $\bar{\nu}_e$ -Ereignisse nicht nur auf das kurze Zeitfenster bis $10 \mu\text{s}$ nach „Beam on Target“ ein, sondern ist auch eine wichtige Information für die Datenanalyse, um durch Neutrinos induzierte Ereignisse von strahlunkorreliertem Untergrund zu trennen.

Der wohl wichtigste Aspekt der $\bar{\nu}_e$ -Signatur ist die zeitlich verzögerte Koinzidenz von zwei Ereignissen: das prompte Positron wird in zeitlicher und räumlicher Korrelation von γ -Quanten aus dem Einfang des Neutrons, das bei der inversen β -Zerfallsreaktion aus dem Proton hervorgeht, gefolgt. Dabei wird das thermalisierte Neutron entweder an den in der Segmentierung eingebrachten Gadoliniumkernen eingefangen ($\text{Gd}(n,\gamma)n$) oder an den freien Protonen des Mineralöls ($p(n,\gamma)d$) unter der Bildung eines Deuteri-

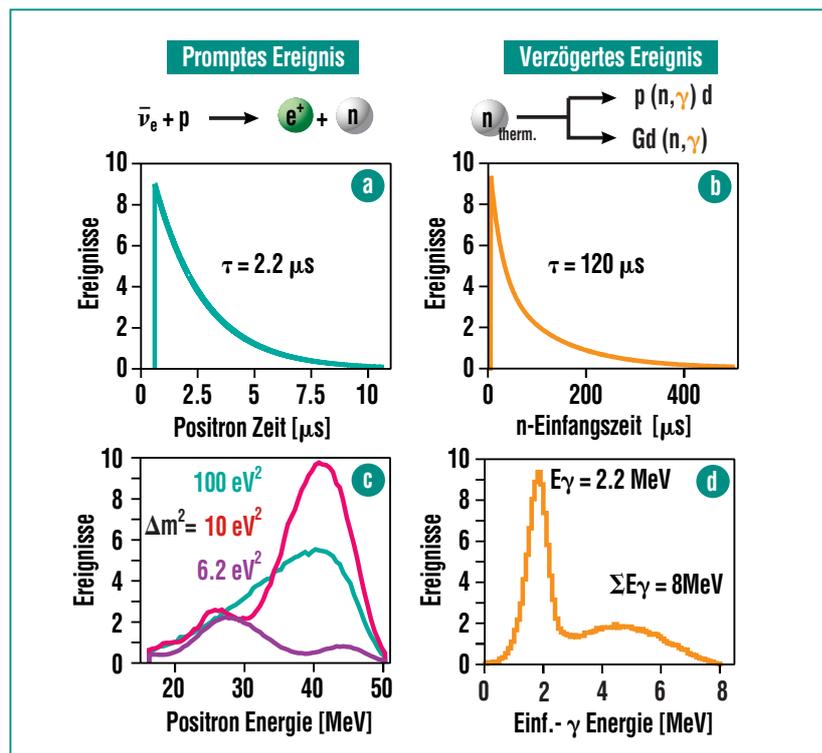


Abb. 6: Nachweissignatur von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen. Der Nachweis des $\bar{\nu}_e$ besteht in einer räumlichen und zeitlichen Koinzidenz des hochenergetischen e^+ , gefolgt von niederenergetischen γ s aus dem Neutroneneinfang. (a) prompte Zeit (b) prompte Energie (c) Zeitdifferenz (d) verzögerte Energie.

umkernes. Gadolinium wurde dabei wegen seines extrem großen Wirkungsquerschnitts für Neutroneneinfang und der hohen dabei freigesetzten Energie in den Detektor eingebracht. In beiden Fällen wird die gewonnene Bindungsenergie über die Emission eines oder mehrerer γ -Quanten freigesetzt. Im Falle des Einfangs an Gadolinium emittiert der angeregte Gadoliniumkern eine Kaskade von γ -Quanten mit einer Summenenergie von 8 MeV. Im Falle der Bildung eines Deuteriumkernes wird die Bindungsenergie über ein einzelnes γ -Quant der Energie 2.2 MeV freigesetzt. Abb. 6(d) zeigt die Superposition der beiden Energiespektren.

Die zeitliche und räumliche Differenz zwischen e^+ und γ -Quanten aus dem Neutroneneinfang ist bedingt durch Thermalisierungs- und Diffusionsprozesse des Neutrons. Bei der Modellierung der Signaturen des Neutroneneinfangs muss sich KARMEN nicht auf Simulationsrechnungen dieser komplexen Prozesse verlassen, sondern ist in der Lage, durch Analysen von kosmischen Myoneinfangreaktionen, bei denen ebenfalls Neutronen produziert werden ($^{12}\text{C}(\mu,n)^{11}\text{B}$), die Signaturen des Neutroneneinfangs präzise zu vermessen und die Rechnungen einschließlich der verwendeten Detektoreigenschaften zu verifizieren. Diese

Analysen zeigen eine mittlere Thermalisierungszeit des Neutrons von $\approx 120 \mu\text{s}$ (Abb. 6c) und ein benötigtes Koinzidenzvolumen von 1.2 m^3 um den Ort der Neutron-Produktion für den effizienten Nachweis des Neutroneneinfangs.

Die $\bar{\nu}_e$ -Signatur im KARMEN-Detektor ist also eine klar definierte Koinzidenz zwischen einem prompten, hochenergetischen Ereignis und einem verzögerten, niederenergetischen Ereignis mit räumlicher Korrelation. Eine vergleichbare Ereignis-topologie kann aber auch durch kosmisch induzierte hochenergetische Neutronen erzeugt werden. Diese Untergrundreaktionen durch hochenergetische Neutronen haben ihren Ursprung in der bereits erwähnten Wechselwirkung von kosmischen Myonen mit den Eisen-Kernen des Stahlbunkers. Gelangen die Neutronen in den Zentraldetektor übertragen sie per Streuprozesse Energie auf Protonen. Das Energiespektrum der Rückstoßprotonen überdeckt dabei den gesamten Energiebereich der erwarteten Positronen aus dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Nachweis und kann damit als Positron e^+ missinterpretiert werden. Die Neutronen werden wiederum thermalisiert und an den Gadoliniumkernen oder freien Protonen eingefangen und führen damit zu einem verzögerten Signal, das typisch für den Neutroneneinfang ist. Somit erzeugen die hochenergetischen, kosmisch induzierten Neutronen eine Topologie, die nur schwer von der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation unterscheidbar ist. Durch die Installation des dritten Veto-Zählers innerhalb der 7000 t Stahlabschir-

mung ist es beim KARMEN-Experiment in der KARMEN2-Konfiguration gelungen, diesen kosmisch induzierten Untergrund für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen nahezu zu eliminieren. Tatsächlich ist die Reduktion des kosmischen Untergrundes so stark, dass nunmehr Reaktionen aus konventionellen Neutrino-Kernwechselwirkungen den Untergrund bei der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen dominieren.

Suche nach Oszillationskandidaten

Im Februar 1997 wurde der neue äußere Veto-Zähler in Betrieb genommen und damit die Messphase KARMEN2 begonnen. Basierend auf dem dreijährigen Datensatz bis März 2000 ergeben sich die hier präsentierten Resultate. In diesem Zeitraum wurden von der Quelle ISIS insgesamt 2.1×10^{21} Neutrinos produziert. Trotz dieser hohen Zahl an produzierten Neutrinos erwartet KARMEN gemäß dem LSND-Resultat lediglich etwa 3 bis 10 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsereignisse. Nur wegen der klar definierten Ereignis-signatur, der genauen Erwartung der Energie- und Zeitinformation der Oszillationsereignisse sowie der detaillierten Kenntnis aller Untergrundreaktionen gelingt es, ein aussagekräftiges Datensample aus den 10^{11} Signalen, die vom KARMEN-Datenaufnahmesystem verarbeitet wurden, zu extrahieren.

Der Gesamtdatensatz von Februar 1997 bis März 2000 wurde nach Sequenzen durchsucht, die allen Bedingungen des $\bar{\nu}_e$ -Nach-

weises genügen. Es verbleiben 11 Sequenzen, die damit als potentielle Oszillationskandidaten zu werten sind. In Abb. 7 sind diese 11 Sequenzen als Messpunkte jeweils in den folgenden vier gemessenen Observablen gezeigt: Zeit des prompten Ereignisses (Abb. 7a), Energie des prompten Ereignisses (Abb. 7c), Energie des verzögerten Ereignisses (Abb. 7d) und die Zeitdifferenz zwischen promptem und verzögertem Ereignis (Abb. 7b). Für die Interpretation der Messung muss berücksichtigt werden, dass trotz aller Abschirmungsmaßnahmen insgesamt 12.3 ± 0.3 Untergrundergebnisse erwartet werden. In Abb. 7 ist die Messerwartung aufgrund dieser Ereignisse als gelbe Flächen eingezeichnet. Diese Untergrunderwartung setzt sich aus vier verschiedenen Kanälen zusammen, wobei die dominanten Beiträge zur Untergrunderwartung von Neutrino-induzierten Reaktionen stammen. Der kosmisch induzierte Untergrund trägt aufgrund des effizienten Veto-Zählers nur mit ca. 25% zur Gesamtuntergrunderwartung bei. KARMEN kann die Beiträge der verschiedenen Untergrund-Kanäle sowohl quantitativ als auch mit spektraler Auflösung direkt aus den Daten bestimmen. Diese präzise Kenntnis der Untergrunderwartung erlaubt dann einen quantitativen und qualitativen Vergleich von Messung und Erwartung, um ein mögliches Oszillationssignal herauszufiltern.

Schon ein erster direkter Vergleich zwischen Messung und Untergrunderwartung lässt kein Oszillationssignal vermuten. Zum

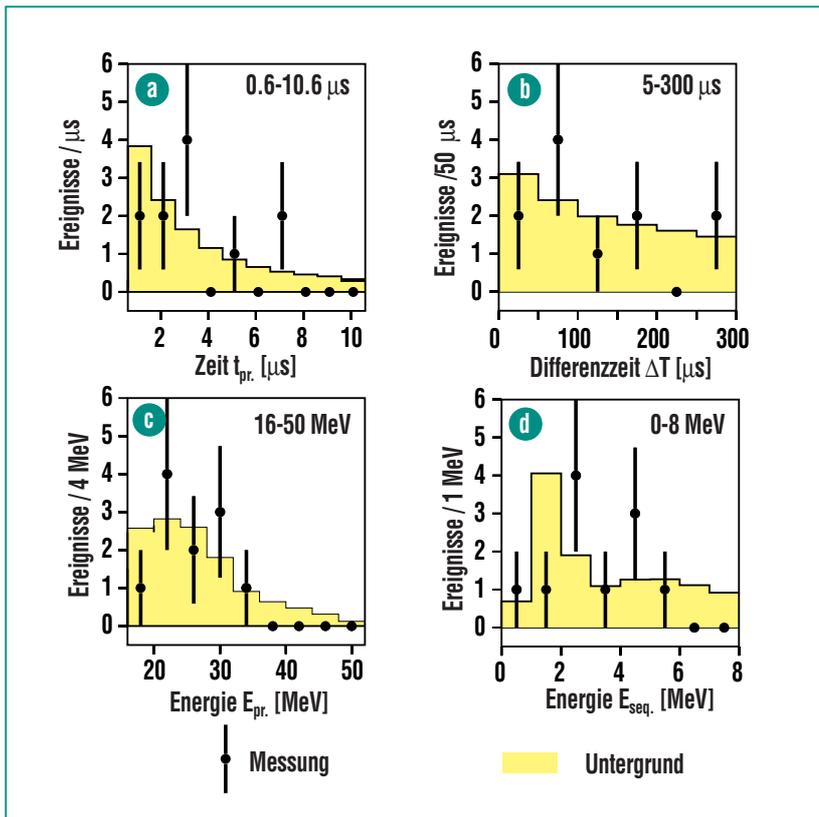


Abb. 7: Gemessene 11 Oszillationskandidaten im Datensatz 02/1997-03/2000 dargestellt in den Observablen Zeit (a) und Energie (c) des prompten Ereignisses, Zeitdifferenz zwischen promptem und verzögertem Ereignis (b) und Energie des verzögerten Ereignisses (d). Die Messerwartung aufgrund von 12.3 Untergrundeignissen ist der Messung als gelbe Fläche unterlegt.

Einen ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse in sehr guter Übereinstimmung mit der Untergrunderwartung von 12.3 Ereignissen. Zum Anderen folgen die 11 gemessenen Sequenzen den Spektren der Untergrunderwartung und es zeigen sich keine offensichtlichen Abweichungen in den gemessenen Observablen. Beispielsweise erwartet man im Spektrum des prompten Ereignisses (Abb. 7c) oberhalb einer Energie von 36 MeV gemäß der LSND-Behauptung einen Ereignis-

überschuss von ca. 5 Ereignissen⁴⁾. Jedoch misst KARMEN in diesem Energiebereich kein Ereignis. Um solche spektroskopischen Informationen der gemessenen Observablen in Bezug auf das Vorhandensein eines Oszillationssignals zu quantifizieren, wird die Methode des „maximum likelihood“ (Likelihood-Methode) auf das Datensample angewandt. In dieser Analyse werden auf der Basis jedes einzelnen Ereignisses Wahrscheinlichkeiten berechnet, ob das Ereignis in seiner Signatur eher einem Oszillationseignis oder einem Untergrund-

ereignis entspricht. Die Likelihood-Methode ist der effizienteste Ansatz zur Bestimmung eines kleinen Signals aus einer Untergrundverteilung, insbesondere bei Datensamples mit niedriger Statistik.

Die Likelihood-Analyse, angewandt auf das KARMEN2-Datensample von 11 Ereignissen ergibt, dass die Messung am besten durch ein reines Untergrundspektrum, also ohne jegliche Beimischung eines Neutrino-Oszillationssignals beschrieben wird. In einem weiteren Schritt müssen aus der Likelihood-Analyse Obergrenzen für ein Oszillationssignal bestimmt werden. Dazu bedarf es eines statistischen Verfahrens, um diese Grenzen als Grenzen im Parameterraum $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ zu quantifizieren, entsprechend eines gegebenen Vertrauensintervalls. Dazu wurde der sogenannte Unified Approach [17] gewählt, um 90% Vertrauensintervalle (C.I.) für die Anzahl von Oszillationseignissen bzw. für die Oszillationsparameter $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ anzugeben, oberhalb derer ein entsprechend erwartetes Oszillationssignal im Widerspruch zur KARMEN2-Messung stehen würde. Es ergibt sich als Obergrenze für den Mischungswinkel mit 90% C.I.:

$$\sin^2 2\theta < 1.3 \times 10^{-3}$$

$$\text{für } \Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$$

beziehungsweise eine Obergrenze für die Oszillationswahrscheinlichkeit von $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) < 0.65 \times 10^{-3}$. Diese Obergrenze für den Mischungswinkel $\sin^2 2\theta$ wird für jede Massendifferenz Δm^2 berechnet, und man erhält somit die Ge-

⁴⁾ für $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$

samtheit der von KARMEN ausgeschlossenen Oszillationsparameter [$\sin^2 2\theta \Delta m^2$], die graphisch durch die Bereiche rechts der Ausschlusskurve in Abb. 8 dargestellt werden. Eine solche Darstellung erlaubt dann auch einen Vergleich der experimentellen Resultate verschiedener Experimente.

Wie aus Abb. 8 hervorgeht, werden die von LSND favorisierten Parameterbereiche weitgehend durch das KARMEN2-Messresultat ausgeschlossen. Für große Werte von Δm^2 stehen die LSND-Resultate auch im Widerspruch

mit dem Beschleunigerexperiment CCFR [18], das am Teilchenbeschleuniger des Fermi National Laboratory weder Oszillationen der Art $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ noch $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nachweisen konnte. Große Werte von $\sin^2 2\theta$ werden ebenfalls durch ein Experiment am französischen Kernreaktor von Bugey [19] ausgeschlossen, das keine Abweichung des Elektron-Antineutrino-Flusses von der berechneten Erwartung messen konnte und somit $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen mit Parametern rechts der entsprechenden Kurve ausschließt. Trotz des offensichtlichen Widerspruchs der experi-

mentellen Resultate ist KARMEN nicht in der Lage, den kompletten LSND-Parameterbereich in einem 90% Konfidenzintervall auszuschließen. Detaillierte Kompatibilitätsanalysen der Messdaten beider Experimente [20] zeigen, dass die LSND-Oszillationsparameter mit $\Delta m^2 < 3 \text{ eV}^2$ mit ca. 70% Konfidenz ausgeschlossen werden. Parameterkombinationen mit $\Delta m^2 > 3 \text{ eV}^2$ können mit noch höherer Konfidenz ausgeschlossen werden und besitzen daher eine noch deutlich geringere Wahrscheinlichkeit.

Die mit KARMEN2 gewonnenen Informationen über die Oszillationsparameter verstärken damit die Zweifel an der Richtigkeit der Interpretation der LSND-Daten als Evidenz für Neutrino-Oszillationen. Ein neues, im Aufbau befindliches Experiment, das Mini-BooNE Projekt [21,22] am Fermi National Laboratory, wird den LSND-Parameterbereich erneut vermessen, wobei die Sensitivität um einen Faktor 2 gegenüber der des KARMEN2-Experiments erhöht werden soll. Es bleibt also abzuwarten, bis mit MiniBooNE hoffentlich eine endgültige Antwort auf die Diskrepanz zwischen der LSND- und KARMEN-Neutrino-Oszillationssuche gegeben werden kann.

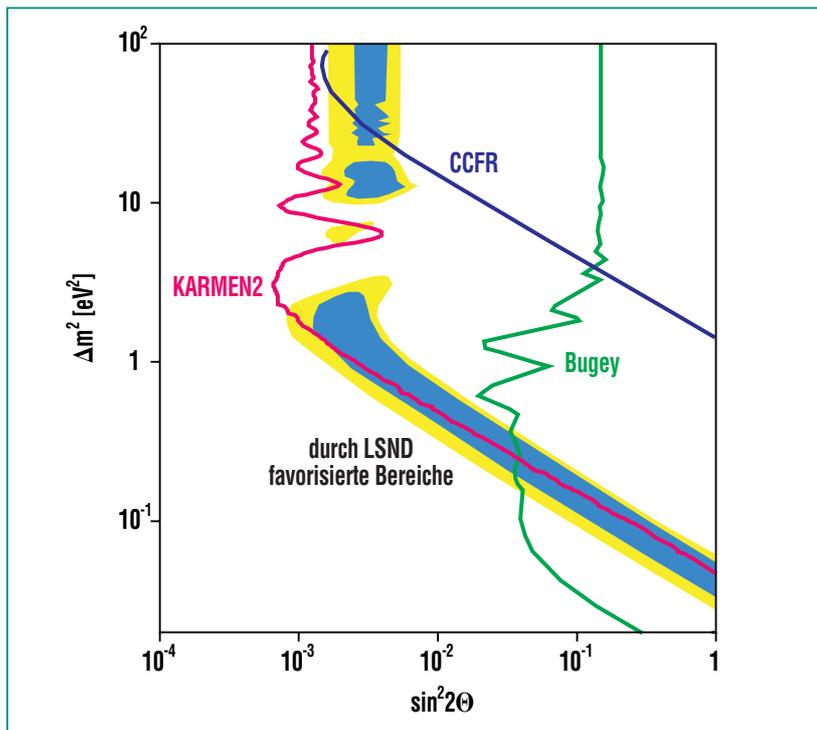


Abb. 8: $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsparameter $\sin^2 2\theta$, Δm^2 . Die Flächen rechts der roten Linie werden durch die KARMEN2-Messung im 90%-Konfidenzintervall ausgeschlossen. Die gelben und blauen Flächen zeigen die vom LSND-Experiment bevorzugten Parameterbereiche. Das Beschleunigerexperiment CCFR am Fermilab (blaue Linie) und das Experiment am Kernreaktor in Bugey, Frankreich, (grüne Linie) schließen die rechts ihrer Linie liegenden Oszillationsparameter aus.

Zusammenfassung und Ausblick

Das KARMEN-Experiment hat seine Datenaufnahme Anfang März 2001 beendet. Neben der beschriebenen Suche nach Neutrino-Oszillationen hat KARMEN in seiner ersten Messphase Wechselwirkungen von Neutrinos

mit Kernmaterie vermessen. Nicht zuletzt die hervorragenden Ergebnisse dieser Messungen und ihre Implikationen bis in die Astrophysik haben dazu beigetragen, dass heute am Oak Ridge National Laboratory in den USA eine neue große Spallationsneutronenquelle gebaut wird, an der ein umfangreiches Programm zur Neutrinophysik etabliert werden soll [23, 24]. Auch in Europa wurden derartige Studien für Neutrino-Experimente an der geplanten Spallationsquelle ESS durchgeführt [25,26].

1996/97 wurde der KARMEN-Detektor in einem umfangreichen

Umbau erweitert und konnte wie erwartet seine Sensitivität auf Neutrino-Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ erheblich steigern. Die mit KARMEN2 aufgenommenen Daten zeigen dennoch keinerlei Hinweise für solche Oszillationen und stehen somit im Widerspruch zu LSND. Mit einer klaren Signatur für ein eventuelles Oszillationssignal und einem extrem niedrigen Gesamtuntergrund von nur etwa 4 Ereignissen pro Jahr erzielte KARMEN2 verlässliche und mit die besten heutigen Grenzen für Neutrino-Oszillationen.

Es kann wohl festgehalten werden, dass die britisch-deutsche KARMEN-Kollaboration (mit Insti-

tuten aus London, Oxford, Bonn, Erlangen-Nürnberg und Karlsruhe) mit führender Beteiligung des Forschungszentrums Karlsruhe ein erfolgreiches Experiment durchgeführt hat, das in einem der interessantesten Felder der modernen Elementarteilchen- und Astrophysik einen international anerkannten Beitrag zum wissenschaftlichen Fortschritt geleistet hat.

Literatur

- [1] Y. Fukuda et al., *Phys. Lett. B* 433 (1998) 9
- [2] S. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett* 85,19 (2000) 3999
- [3] Y. Fukuda et al. (SuperKamiokande), *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 2430,
- [4] W. Hampel et al. (Gallex), *Phys. Lett. B* 447 (1999) 127,
- [5] J.N. Abdurashitov et al. (Sage), *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4686,
- [6] B.T. Cleveland et al. (Homestake), *Astrophys. Journ.* 496 (1998) 505
- [7] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17 (1978) 2369
- [8] S.P. Mikheyev, A.Y. Smirnov, *Nuovo Cimento* 9C (1986) 17
- [9] C. Athanassopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 2650
- [10] G. Mills, *Beitrag zur 19th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Juni 2000, Sudbury, Canada*
- [11] B.E. Bodmann et al., *Phys. Lett. B* 332 (1994) 251,
- [12] B. Armbruster et al., *Phys. Lett. B* 423 (1998) 15,
- [13] B. Armbruster et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 520
- [14] B. Armbruster et al., *Phys. Rev. C* 57 (1998) 3414
- [15] G. Drexlin, *FZK Nachrichten* 1/96
- [16] G. Drexlin, *Prog. Part. Nucl. Physics* 40 (1998) 193
- [17] G.J. Feldmann et al., *Phys. Rev. D* 57 (1998) 3873
- [18] A. Romosan et al., *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 2912
- [19] B. Achkar et al., *Nucl. Phys. B* 434 (1995) 503
- [20] K. Eitel, *New Journ. Phys.* 2 (2000) 1.1
- [21] E. Church et al., *Los Alamos report LA-UR-98-352,*
- [22] *MiniBooNE homepage:* <http://www-boone.fnal.gov/>
- [23] *Spallation Neutron Source homepage:* <http://www.sns.gov/>
- [24] *Oak Ridge Laboratory for Neutrino Detectors homepage:* <http://www.phys.subr.edu/orland/>
- [25] *European Spallation Source homepage:* <http://www.ess-europe.de/>
- [26] R.L. Burman, P. Plischke, *FZK-Bericht FZKA 5834 (1996) und dortige Referenzen*