

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6406

**Die Suche nach
 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit dem
KARMEN 2 Experiment**

Markus Steidl

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1999

Die Suche nach
 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen
mit dem KARMEN 2 Experiment

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

der Fakultät für Physik der
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.–Phys. Markus Steidl

aus Mannheim

Tag der mündlichen Prüfung: 5. November 1999
Referent: Prof. Dr. H. Blümer
Korreferent: Prof. Dr. K.–H. Kampert

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des an der Spallationsneutronenquelle ISIS betriebenen KARMEN 2 Experiments und befasst sich mit der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen. Die Ergebnisse der Suche werden mit der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Evidenzbehauptung des amerikanischen LSND Experimentes verglichen.

ISIS ist eine intensive, gepulste Quelle von ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ Neutrinos, die aus der $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ -Zerfallskette in Ruhe mit wohldefinierten Energien bis zu 52.8 MeV entstehen. Der KARMEN-Detektor ist ein 56 t Flüssigszintillationskalorimeter, das sich in 17.6 m Abstand zur Quelle befindet und von einer massiven, 7000 t schweren Eisenabschirmung gegen strahlkorrelierten und durch kosmische Strahlung induzierten Untergrund geschützt wird. Die sehr geringe $\bar{\nu}_e$ -Kontamination in der Größenordnung von 10^{-4} in Verbindung mit der einzigartigen Zeitstruktur des ISIS Beschleunigers ermöglicht die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit hoher Sensitivität. Der Nachweis von $\bar{\nu}_e$ erfolgt über die charakteristische Signatur des inversen β -Zerfalls $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$.

Die Installation eines zusätzlichen, dritten Vetosystem in das bestehende KARMEN Detektorsystem im Jahre 1996 führte durch die damit verbundene fast vollständige Eliminierung des kosmisch induzierten Untergrundes zu einer wesentlich gesteigerten Oszillationssensitivität für das hier vorgestellte KARMEN 2 Experiment. Die vorliegende Arbeit beinhaltet der eigentlichen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse vorangehende, detaillierte Untersuchungen der Untergrundkomponenten, die nunmehr durch Neutrino-induzierte Reaktionen dominiert sind.

Der analysierte Datensatz umfasst die Messperiode Februar 1997 bis Februar 1999 und erlaubt die erstmalige Anwendung einer multidimensionalen Likelihoodmethode zur Bestimmung eines möglichen Ereignisüberschusses. Mit Hilfe dieser Datenanalysetechnik wird das hohe KARMEN 2 Potenzial voll ausgeschöpft und der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Sensitivitätsbereich auf den von LSND favorisierten Oszillationsparameterbereich gesteigert.

Es werden bei einer Untergrunderwartung von (7.8 ± 0.5) Ereignissen insgesamt 8 Ereignisse gemessen, die allen Datenschnitten bei der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ereignissen genügen. Diese Ereignisse zeigen neben ihrer rein quantitativen Übereinstimmung ebenfalls eine sehr hohe Übereinstimmung in ihren Signaturen mit einer reinen Untergrunderwartung. Aus der experimentellen Likelihoodfunktion werden die 90% Konfidenzintervalle für die Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 innerhalb des von der Particle Data Group empfohlenen Unified Approach extrahiert.

Das KARMEN 2 Resultat beinhaltet keinerlei Hinweise auf Neutrino-Oszillationen und unterstützt nicht die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ LSND-Evidenzhypothese. In den aus der KARMEN 2 Likelihoodfunktion extrahierten 90% Konfidenzintervallen in $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 werden sowohl die 90% als auch 95% Konfidenzintervalle der LSND-Evidenz für $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ eindeutig ausgeschlossen. Für $\Delta m^2 \geq 100 \text{eV}^2$ wird eine Obergrenze von $\sin^2(2\Theta) < 2.1 \cdot 10^{-3}$ gesetzt. Für kleine $\Delta m^2 < 2 \text{eV}^2$ setzt KARMEN die derzeit weltweit stringentesten Obergrenzen in der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Suche und grenzt damit die verbliebenen LSND Parameterbereiche deutlich ein.

The search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations with the KARMEN 2 experiment

Abstract

The present work was performed as part of the KARMEN experiment at the neutron spallation source ISIS. Its purpose is the search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations. The results are compared with the claim of evidence for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations by the LSND experiment.

ISIS is an intense, pulsed source of ν_μ , ν_e and $\bar{\nu}_\mu$ neutrinos produced by the $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ decay chain at rest with well defined energies up to 52.8 MeV. The KARMEN detector is a 56 ton liquid scintillation calorimeter at a distance of 17.6 m from the source and is protected by a 7000 ton iron shielding against beam correlated and cosmic ray induced background. The very low intrinsic contamination of $\bar{\nu}_e$ in the order of 10^{-4} together with the unique time structure of the ISIS accelerator allows a very sensitive search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations. The detection of $\bar{\nu}_e$ succeeds via the characteristic signature of the inverse β -decay $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$.

Due to the installation of a third additional veto counter to the existing KARMEN detector system during 1996 the cosmic background was drastically reduced. For the accumulated data of the KARMEN 2 experiment, which are presented in this work, this led to a significant increase of sensitivity to $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations. Now, neutrino induced reactions are the main components of the background expectation. A detailed background description and analysis is given in this work.

The analysed data sample is based on the measuring time from February 1997 until February 1999 and allows for the first time the application of a multidimensional likelihood analysis. This data analyzing technique uses the full KARMEN 2 potential for the search for neutrino oscillations and increases the KARMEN 2 sensitivity to explore the oscillation parameter space suggested by the LSND experiment. There are 8 events fulfilling all data cuts for the $\bar{\nu}_e$ signature. This result has to be compared with the total background expectation of (7.8 ± 0.5) events. Besides the quantitative agreement these 8 events also show no obvious deviations from a pure background expectation in their signatures. The Unified Approach as recommended by the Particle Data Group is applied to extract the 90% confidence interval for $\sin^2(2\Theta)$ and Δm^2 from the experimental likelihood function.

The KARMEN 2 result contains no hints for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations and does not support the LSND evidence. The 90% confidence interval for $\sin^2(2\Theta)$ and Δm^2 gained from the likelihood analysis excludes unambiguously the 90% and 95% confidence interval of the LSND evidence for $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$. For $\Delta m^2 \geq 100\text{eV}^2$ an upper limit of $\sin^2(2\Theta) < 2.1 \cdot 10^{-3}$ is extracted. For lower Δm^2 values ($\Delta m^2 < 2\text{eV}^2$) KARMEN sets the most stringent upper limits for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations so far and restricts clearly the remaining LSND oscillation parameter space.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrino-Physik mit KARMEN 2 an der Spallationsneutronenquelle ISIS	6
2.1	ISIS als Neutrinoquelle	6
2.2	Der KARMEN Detektor	9
2.2.1	Detektorkomponenten	9
2.2.2	Triggerlogik und Datenauslese	12
2.2.3	Detektorkalibration	15
2.2.4	Detektorstatus	17
2.3	Physikalische Ziele	18
2.3.1	Neutrino-Kernphysik	18
2.3.2	Suche nach SM-verletzenden Prozesse	21
3	Neutrino-Oszillationen	23
3.1	Formalismus der Neutrino-Oszillationen	24
3.2	Experimenteller Status Neutrino-Oszillationen	26
3.2.1	Atmosphärische Neutrinos	26
3.2.2	Solare Neutrinos	28
3.2.3	Terrestrische Neutrinos und das LSND-Experiment	29
3.3	LSND und das Neutrino-Puzzle	34
4	Untergrundanalysen für die Suche nach $\bar{\nu}_e$-induzierten Ereignissen	38
4.1	$\bar{\nu}_e$ -Nachweis – Die Oszillationssignatur	38
4.1.1	Der inverse β -Zerfall am Proton	39
4.1.2	Der inverse β -Zerfall $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+ \text{n})^{11}\text{B}$	41
4.1.3	Der Neutronennachweis im KARMEN-Detektor	42
4.2	Die Untergrundquellen	45
4.2.1	Der kosmisch induzierte Untergrund	45
4.2.2	Die geladene Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	52
4.2.3	Der zufällige Neutrino-Untergrund	56
4.2.4	Die intrinsische $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus dem ISIS-Target	59
4.2.5	Strahlkorrelierte Neutronen	60
4.3	Zusammenfassung	61

5	Oszillationsanalyse $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	63
5.1	Statistische Analyse kleiner Signale	63
5.2	Die Fenstermethode	67
5.2.1	Methode	67
5.2.2	Messung	70
5.2.3	Ergebnisse	71
5.2.4	Chronologische Entwicklung der Messergebnisse	73
5.3	Analyse mit Maximum Likelihood Methode	75
5.3.1	Methode	75
5.3.2	Fehlerbestimmung in der Likelihoodmethode	78
5.3.3	Messung	82
5.3.4	Resultat	85
5.4	Kombination der KARMEN2 und LSND Likelihoodfunktionen	89
5.4.1	Methoden	90
5.4.2	Zusammenfassung	92
6	Diskussion der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ergebnisse und Ausblick	94
6.1	Status	94
6.2	Zukunftsprognose KARMEN	97
6.3	Zukunftsprojekte	98
7	Interpretation der Suche nach $\bar{\nu}_e$ außerhalb Flavor-Oszillationen	101
7.1	Teilchen-Antiteilchen Oszillationen	101
7.2	Der leptonzahlverletzende Myonzerfall	103
8	Zusammenfassung	105
A	Die zeitabhängige MLU Summenenergieschwelle	107
A.0.1	Einfluss auf die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Analyse	108

Abbildungsverzeichnis

2.1	ISIS Rapid Cycling Synchrotron	7
2.2	Energiespektren der Neutrinos aus dem π^+ und μ^+ -Zerfall in Ruhe	8
2.3	Zeitverteilung der Neutrinos aus dem π^+ und μ^+ -Zerfall bei ISIS	8
2.4	KARMEN Detektorkomponenten	10
2.5	Geometrische Lage des zusätzlich in 1996 implementierten Vetosystems.	11
2.6	KARMEN Triggerlogik	13
2.7	Zeitlicher Ablauf einer Strahlperiode	15
2.8	Isospintriplett ^{12}B , ^{12}C , ^{12}N	19
3.1	Sensitivität auf Massenbereiche für verschiedene Neutrinoexperimente	25
3.2	Übersicht der Evidenzen für Neutrino-Oszillationen	27
3.3	LSND Überschuss, Energieverteilungen, Oszillationsplot	32
3.4	Lösungsszenarien des Neutrinopuzzles	36
4.1	Wirkungsquerschnitt $\bar{\nu}_e + \text{p} \rightarrow \text{n} + e^+$	39
4.2	Energiedeposition Positronen aus $\text{p}(\bar{\nu}_e, e^+) \text{n}$ und $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+) \text{n}$ ^{11}B	40
4.3	Δm^2 -Abhängigkeit der $\bar{\nu}_e$ -Nachweiswahrscheinlichkeit	42
4.4	Signaturen des Neutronennachweises im KARMEN Detektor	43
4.5	Kinetische Neutronenenergien aus $\text{p}(\bar{\nu}_e, e^+) \text{n}$ und Oszillationen	43
4.6	Stack-, VTO- und T_{rel} -Verteilung des kosmischen Untergrunds	47
4.7	Rate kosmischer Untergrund mit und ohne Vetoinformation	48
4.8	Blockhaus mit Myonenspuren und Myonidentifikation	49
4.9	Rate des kosmischen Untergrundes ohne Vetoinformation	51
4.10	Gemessene Signaturen der geladenen Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-) \text{g.s.}$ $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	55
4.11	Gemessene Signaturen des zufälligen Neutrino-Untergrundes	57
4.12	Signaturen der intrinsischen Kontamination	59
4.13	Zeitverteilung schneller Neutronen	60
5.1	Optimierte Datenschnitte der Fenstermethode	69
5.2	Gemessene Signaturen der Ereignisse in Fenstermethode	72
5.3	Ausgeschlossene Parameterbereiche der $\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$ Ebene in Fenstermethode.	73
5.4	Chronologie der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ereigniskandidaten	74
5.5	Erzeugung der ΔL -Verteilungen für Unified Approach	80
5.6	Oszillationserwartung bei maximaler Mischung	83
5.7	Gemessen Signaturen der Ereignisse in Likelihoodmethode	85
5.8	Experimentelle Likelihoodfunktion KARMEN2	86

5.9	Beste Datenanpassung für prompte Energieverteilung	86
5.10	Ausgeschlossenes Oszillationssignal Unified Approach	87
5.11	Ausschlusskurven der Likelihoodmethode	88
5.12	Oszillationsplot der gemeinsamen LSND–KARMEN Analyse Ref.:Eit99 . . .	93
6.1	Ausschlusskurve im Vergleich mit anderen Experimenten	96
6.2	Erwartete Häufigkeitsverteilung des ausgeschlossenen Mischungswinkel . . .	97
6.3	Ausschlusskurve zukünftiger Experimente	100
7.1	Sensitivität Pontecorvo–Oszillationen	102
7.2	Ausschlusskurve Pontecorvo–Oszillationen	103
A.1	Messung der MLU-Schwelle	108
A.2	Einfluss der MLU-Schwelle auf Positronenspektren	109

Kapitel 1

Einleitung

Die Neutrinophysik – insbesondere die Suche nach Neutrino-Oszillationen als Signatur von massebehafteten Neutrinos – spielt eine der wesentlichen Schlüsselrollen in unserem Verständnis der Teilchenphysik, der Astrophysik sowie der Kosmologie.

Im heutigen Bild der Teilchenphysik, das sich im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung manifestiert, existieren 3 verschiedene Arten (Flavors) von Neutrinos. Das Elektronneutrino ν_e , Myonneutrino ν_μ und Tauneutrino ν_τ bilden jeweils mit e^- , μ^- und τ^- die drei leptonischen, schwachen Isospindubletts der elektroschwachen Wechselwirkung, das durch drei Dubletts des Quark-Sektors vervollständigt wird. Gemäß dem Standardmodell tragen die Neutrinos Spin 1/2 und existieren nur in rein linkshändigen Zuständen, während ihre Antiteilchen Elektronantineutrino $\bar{\nu}_e$, Myonantineutrino $\bar{\nu}_\mu$ und Tauantineutrino $\bar{\nu}_\tau$ nur in rein rechtshändigen Zuständen existieren. Neutrinos wechselwirken ausschließlich über die schwache Wechselwirkung, also über den Austausch der Eichbosonen W^\pm in geladenen Stromreaktionen und dem Austausch des Eichbosons Z^0 in neutralen Stromreaktionen. Sie sind damit "blind" bezüglich der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung und eignen sich somit hervorragend zu fundamentalen Tests der schwachen Wechselwirkung. So trugen die Resultate von Neutrinoexperimenten (z.B. die Entdeckung von neutralen Strömen in Neutrino-Elektronstreuung) entscheidend zur Etablierung des Standardmodells bei. Allerdings liegen die mit der schwachen Wechselwirkung verbundenen Wirkungsquerschnitte von Neutrinoereaktionen im typischen Bereich von nur $10^{-39} - 10^{-44} \text{ cm}^2$. Diese winzigen Wirkungsquerschnitte stellen höchste Anforderungen an die Experimente und ihre Empfindlichkeit und erschweren somit die experimentelle Aufklärung der fundamentalen Eigenschaften der Neutrinos.

Der erste experimentelle Meilenstein der Neutrinophysik bildet naturgemäß der erste direkte Nachweis der Neutrinos durch Cowan und F. Reines¹ im Jahr 1956, also 23 Jahre nach W. Paulis² berühmter Postulierung der Existenz von Neutrinos. Als weitere Meilensteine der Neutrinophysik werden der Nachweis der Unterschiedlichkeit von ν_e und ν_μ durch Lederman, Schwartz, Steinberger³ sowie der Nachweis der linkshändigen Helizität des Neutrinos mit Spin 1/2 im Goldhaber-Experiment angesehen. Einen hohen Stellenwert besitzt ebenfalls die Präzisionsmessung der Z^0 -Zerfallsbreite am CERN, da sich damit die

¹Fred Reines, Nobelpreis 1995

²Wolfgang Pauli, Nobelpreis 1955

³Leon M. Lederman, Melvin Schwartz und Jack Steinberger, Nobelpreis 1988

Anzahl an leichten ($m_\nu < 45$ GeV), linkshändigen Neutrino­flavors sehr genau auf die vom Standardmodell festgelegten 3 Familien bestimmen lässt. Weiterhin konnten in zahlreichen Experimenten sowohl die geladenen als auch später die neutralen Stromreaktionen nachgewiesen und vermessen werden. Mit diesen an Hochenergiebeschleunigern durchgeführten Experimenten konnte gezeigt werden, dass sich Neutrino­induzierte Wechselwirkungen in der Tat mit der maximal Paritäts verletzenden V–A Struktur der schwachen Wechselwirkung beschreiben lassen. Trotz dieser experimentellen Erfolge bleiben folgende drei fundamentalen Eigenschaften der Neutrinos offen, die im Falle ihrer leptonischen Partner e^- , μ^- , τ^- eindeutig geklärt sind:

- ◇ Die Masse der Neutrinos – m_ν –
Das Standardmodell beinhaltet die Massen der Elementarteilchen als freie Parameter des Modells und setzt die Neutrinomassen 'ad hoc' auf Null.
- ◇ Majorana oder Dirac­Charakter der Neutrinos – m_M oder m_D –
Sind Neutrino und Antineutrino­zustand identisch (Majorana­Teilchen) oder verschieden (Dirac­Teilchen) ? Der Majorana­Fall ist vom Dirac­Fall allerdings nur bei von Null verschiedenen Neutrinomassen unterscheidbar.
- ◇ Lebensdauern – τ_ν –
Sind Neutrinos stabil ? Auf die Lebensdauern der Neutrinos kann im Falle der ν_e eine Untergrenze von $\tau/m_{\nu_e} > 7 \times 10^9$ s/eV gesetzt werden. Für die Myonneutrinos beträgt diese Untergrenze nur noch $\tau/m_{\nu_\mu} > 15.4$ s/eV. Das Tauneutrino ist das einzige bislang nicht direkt nachgewiesene Elementarteilchen des Standardmodells und demzufolge existieren keine experimentellen Untergrenzen auf seine Lebensdauer.

Die Frage nach möglichen von Null verschiedenen Massen der Neutrinos besitzt einen hohen Stellenwert und die weitreichenden Konsequenzen bei einer nicht verschwindenden Neutrinomasse motivieren intensive, experimentelle Bemühungen. Zum Einen fordern *Grand Unified Theories* (GUT's) eine von Null verschiedene Masse für Neutrinos. Diese Theorien streben eine Vereinheitlichung des elektroschwachen Standardmodells mit der starken Wechselwirkung an. Neben den direkten Suchen an Hochenergiebeschleunigern nach bislang unentdeckten Teilchen und Eigenschaften der GUT's würden endliche Neutrinomassen auf Physik jenseits des Standardmodells hinweisen.

Weiterhin besitzen selbst kleine Neutrinomassen weitreichende Konsequenzen in der Kosmologie. Neutrinos sind nach den Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung die zahlreichsten Teilchen im Universum und ein wichtiges Relikt aus dem Urknall. Bei der Teilchendichte von $n_\nu \approx 113/\text{cm}^3$ genügen Neutrinomassen im Bereich von einigen eV, um die kritische Massendichte des Universums zu erreichen. Neutrinos gelten damit als aussichtsreicher Kandidat für die 'Hot Dark Matter' Suche.

Die Bestimmung der Neutrinomassen kann über direkte oder indirekte Methoden erfolgen. Die direkten Nachweismethoden suchen nach endlichen Neutrinomassen über das kinematische Verhalten der nachweisbaren Endprodukte in schwachen Zerfällen. Im Einzelnen gilt [Wei99, PDG96]:

$$m_{\nu_e} < 2.8 \text{ eV}/c^2 \text{ (95\% CL)}, \quad m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}/c^2 \text{ (90\% CL)}, \quad m_{\nu_\tau} < 18 \text{ MeV}/c^2 \text{ (95\% CL)}.$$

Die Grenze für die ν_e -Masse stammt dabei aus Analysen des Endpunkts des Energiespektrums beim Tritium- β -Zerfall, für die ν_μ -Masse aus dem Pionzerfall und für die ν_τ -Masse aus der Analyse des Zerfalls des τ -Leptons.

Indirekte Methoden sind weitaus sensitiver auf Neutrinomassen, beinhalten jedoch Voraussetzungen. Der neutrinolose, doppelte Betazerfall ist bei massiven Neutrinos an Kernen wie ^{76}Ge möglich. Allerdings kann es zu diesem bislang nicht beobachteten Phänomen nur kommen, falls Neutrinos Majorana-Teilchen sind. Unter der Voraussetzung des Majorana-Charakters des Neutrinos wird eine Obergrenze der effektiven Masse $\langle m_\nu \rangle < 0.2 \text{ eV}/c^2$ (90% CL) [Bau99] gesetzt.

Eine noch weitaus sensitivere Methode zum Nachweis massebehafteter Neutrinos ist die Suche nach Neutrino-Oszillationen. Besitzen Neutrinos eine endliche Ruhemasse und sind ihre Masseneigenzustände, die die räumliche Ausbreitung beschreiben, unterschiedlich zu ihren Flavoreigenzuständen, die an der schwachen Wechselwirkung der Neutrinos teilnehmen, so kommt es durch einen quantenmechanischen Interferenzeffekt zu Neutrino-Oszillationen. Dabei können in einer Quelle produzierte Neutrinos nach einer Flugstrecke L in einem Detektor als Neutrinos eines anderen Neutrino-Flavor nachgewiesen werden. Das Phänomen der Neutrino-Oszillationen besitzt als grundlegende Voraussetzung von Null verschiedene Massendifferenzen der Masseneigenzustände. Neutrino-Oszillationen sind dabei nur sensitiv auf die Differenz der quadrierten Massen der Masseneigenzustände $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, die im Allgemeinen in eV^2 angegeben wird.

Das Konzept von Neutrino-Oszillationen wurde 1958 von Bruno Pontecorvo anhand von $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen im Analogon zu der kurz vorher entdeckten $K_0 - \bar{K}_0$ -Mischung eingeführt. 1968 verallgemeinerte Pontecorvo das Konzept auf $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Flavor-Mischungen und führte in der gleichen Veröffentlichung auch den Begriff des sterilen Neutrinos ein. Damit waren die theoretischen Grundlagen geschaffen, das gerade entdeckte solare Neutrinodefizit als ersten Hinweis für Neutrino-Oszillationen zu interpretieren. Heute ist das solare Neutrinodefizit statistisch signifikant von mehreren unabhängigen Experimenten bestätigt. Neutrino-Oszillationen sind weiterhin die plausibelste Erklärung für die gemessene Abweichung der solaren ν_e -Rate. Je nach Lösungsansatz deuten die solaren Neutrinos auf Massendifferenzen von $\Delta m^2 \approx 10^{-10} \text{ eV}^2$ (Vakuumszillationen) hin oder unter Berücksichtigung einer möglichen resonanzartigen Verstärkung in Materie (MSW-Effekt) auf eine Massendifferenz von $\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$ hin.

Den nächsten Hinweis auf Neutrino-Oszillationen lieferte das Studium von atmosphärischen Neutrinos, die durch die Wechselwirkung der kosmischen Höhenstrahlung mit den Kernen der oberen Atmosphäre entstehen. Hier zeigte sich ein von mehreren Experimenten bestätigtes, stark von der theoretischen Erwartung abweichendes Verhältnis von ν_μ -induzierten Ereignissen zu ν_e -induzierten Ereignissen. Durch die Messung der charakteristischen Winkelabhängigkeit der ν_μ und ν_e -Komponenten konnte die SuperKamiokande Kollaboration am 5. Juni 1998 eine Evidenz für Neutrino-Oszillationen von ν_μ publizieren. Dabei favorisieren die SuperKamiokande Daten $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen bei einer Massendifferenz von $\Delta m^2 \approx 10^{-3} \text{ eV}^2$.

Während das solare und atmosphärische Neutrinodefizit über mehrere Jahre hinweg durch eine Vielzahl experimenteller Befunde bestätigt wurde, kam es im Jahr 1995 zu einer überraschenden Veröffentlichung einer Evidenz für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen durch das LSND Experiment am LAMPF Beschleuniger in Los Alamos. Die experimentellen Daten ließen sich

mit Oszillationsparametern erklären, die nicht im Widerspruch zu anderen nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen suchenden Experimenten standen. Das LSND Ergebnis, das sich über die insgesamt 6-jährige Messzeit bis 1998 statistisch signifikant erhärtete, impliziert dabei eine Massendifferenz im astrophysikalisch relevanten Massenbereich von einigen eV^2 .

Die Existenz von drei unabhängigen Hinweisen auf Neutrino-Oszillationen in stark verschiedenen Δm^2 -Massenbereichen birgt jedoch ein ernsthaftes Problem. Die drei Evidenzen können nicht geschlossen innerhalb eines ausschließlich auf ν_e , ν_μ und ν_τ basierenden 3-Flavor-Oszillationsformalismus beschrieben werden. Nur bei einer Postulierung eines vierten, vom Standardmodell nicht vorgesehenen Neutrinozustandes ν_s , der im Allgemeinen als steril angenommen wird, gelangt man zu einer konsistenten Beschreibung der globalen Neutrinodaten. Alternativ kann natürlich zur Erklärung der globalen Neutrinodaten einer der experimentellen Hinweise als Misinterpretation bezüglich Neutrino-Oszillationen aufgefasst werden.

Aufgrund der tiefgreifenden Konsequenzen für Teilchen- und Astrophysik ist eine Überprüfung und Klärung der experimentellen Situation notwendig. Für eine solche Überprüfung der LSND Evidenz ist das KARMEN Experiment prädestiniert.

Das deutsch-britische Experiment KARMEN⁴ (**K**arlsruhe **R**utherford **M**ittel**E**nergie **N**eutrino-Experiment) wird unter der Federführung des Forschungszentrum Karlsruhe seit 1990 an der gepulsten Neutrinoquelle ISIS am Rutherford Laboratory (Chilton, UK) betrieben. KARMEN befindet sich wie LSND an einer *beam stop* Quelle für ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ -Neutrinos aus dem π^+ und μ^+ -Zerfall in Ruhe, d.h. mit Neutrinoenergien bis 52.8 MeV. Bei etwas geringerem Neutrinofluss als LAMPF bietet die ISIS Quelle eine weltweit einzigartige gepulste Zeitstruktur und damit die Konzentration des Neutrinoflusses auf sehr kurze Zeitintervalle. Dies erlaubt eine starke Unterdrückung des kosmischen Untergrundes und die Identifizierung von Neutrinoreaktionen mit Hilfe ihrer charakteristischen, mit 2.2 μs abfallenden, exponentiellen Zeitverteilung. Aufgrund des zu LSND ähnlichen Abstands des Detektors zur Quelle ist KARMEN im gleichen Δm^2 -Bereich sensitiv wie LSND. Zur Überprüfung des LSND Oszillationsresultates wurde 1996/1997 im Rahmen des KARMEN Upgrades ein drittes aktives Veto-zählensystem innerhalb des den Detektor umgebenden 7000 t schweren Stahlbunkers aufgebaut und in Betrieb genommen. Das Ziel dieses Upgrades war die weitestgehende Eliminierung der dominanten Untergrundquelle bei der Oszillationssuche aus hochenergetischen Neutronen von Myonspallationsprozessen, um eine praktisch untergrundfreie Oszillationssuche auf sehr hoher Sensitivität durchführen zu können. Der seit dem Upgrade von Februar 1997 bis Februar 1999 aufgezeichnete Datensatz (KARMEN2) ist die Grundlage der vorliegenden Arbeit.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit dem KARMEN2 Experiment. Zu Beginn der Arbeit werden der KARMEN Detektor und die Neutrinoquelle ISIS vorgestellt. Danach wird die globale Situation der Neutrino-Oszillationen diskutiert mit dem Schwerpunkt des LSND Experiments und seiner Evidenzbehauptung. Detaillierte Untergrundanalysen werden das hohe KARMEN2 Potenzial bezüglich der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Suche illustrieren (Kapitel 4). Der hier analysierte Datensatz erlaubt für die KARMEN2-Daten

⁴Forschungszentrum und Universität Karlsruhe, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Queen Mary and Westfield College, London, University of Oxford, Universität Erlangen-Nürnberg und Universität Bonn

erstmalig die Anwendung von Datenanalysetechniken, die die gemessenen Signaturen der Ereignisse berücksichtigen (Kapitel 5). Die aktuellen Ergebnisse des KARMEN2 Experiments werden dann detailliert mit den LSND Ergebnissen verglichen. Insbesondere wird die Kompatibilität der KARMEN2 und LSND Messung erörtert. Dies wird dann in den Kontext von Oszillationssuchen durch andere Beschleunigerexperimente und Zukunftsprojekte gestellt (Kapitel 6). Abschliessend wird das KARMEN2 Messresultat bezüglich Teilchen–Antiteilchen Oszillationen (Pontecorvo–Oszillationen) und des leptonzahlverletzenden Myonzerfalls diskutiert (Kap. 7).

Kapitel 2

Neutrino-physik mit KARMEN 2 an der Spallationsneutronenquelle ISIS

Dieses einführende Kapitel erläutert die experimentellen Grundlagen und die physikalischen Ziele von KARMEN. Zunächst werden die speziellen Eigenschaften der Spallationsneutronenquelle ISIS als Neutrinoquelle vorgestellt bevor die einzelnen Komponenten des KARMEN2 Detektors¹ erläutert werden. Der KARMEN2 Detektor unterscheidet sich konzeptionell von dem seit 1989 operierenden KARMEN Detektor durch die Integration eines zusätzlichen Vetosystems in 1996. Im Überblick über das physikalische KARMEN Messprogramm wird gezeigt, dass KARMEN konventionelle Neutrino-Reaktionen quantitativ und qualitativ in sehr guter Übereinstimmung mit dem Standardmodell misst.

2.1 ISIS als Neutrinoquelle

Die Spallationsneutronenquelle ISIS befindet sich am Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Chilton, Didcot, England und ist die derzeit stärkste gepulste Quelle für Neutronen. Über ein *Rapid Cycling* Synchrotron mit 52 m Durchmesser werden zwei Protonenpulse innerhalb von 20 ms auf 800 MeV beschleunigt (siehe Abb. 2.1). Die beiden Protonenpakete, die entsprechend einer halben Umlaufzeit des Synchrotrons 325 ns voneinander separiert sind, werden nach einer 120 m langen, linearen Strahlführung auf ein kompaktes Tantal-Target geleitet. Die Protonen initiieren Spallationsreaktionen an den Tantal-Kernen und produzieren so ca. 30 Neutronen pro Proton in einem weiten Energiebereich bis zu 400 MeV. Durch gekühlte, großflächige Methan-Moderatoren werden die hochenergetischen Neutronen thermalisiert und über mehrere Strahlrohre Experimenten zu festkörperphysikalischen Strukturuntersuchungen zugeführt.

Neben den Neutronen entstehen durch Spallationsreaktionen auch neutrale und geladene Pionen (π^0, π^\pm). Die π^0 mit einer Lebensdauer von $\tau_{\pi^0} = 8.4 \times 10^{-17}$ s zerfallen sehr schnell

¹Im Folgenden wird mit KARMEN2 auf das Experiment Bezug genommen, falls Messungen, Ergebnisse etc. in direktem Zusammenhang der Änderungen gegenüber KARMEN1 stehen. Der allgemeine Begriff KARMEN umfasst beide Messperioden.

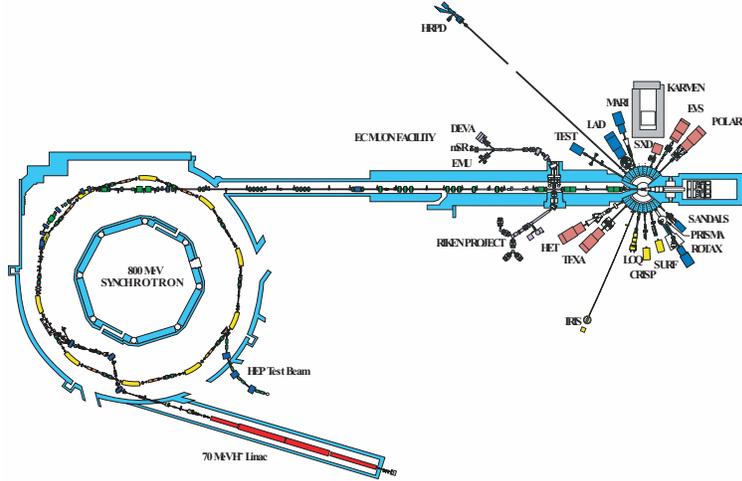
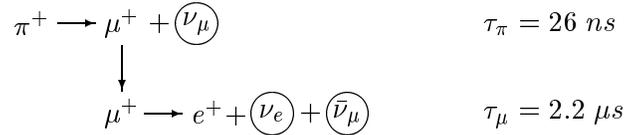


ABBILDUNG 2.1: *Rapid Cycling* Synchrotron und ISIS Target mit den umgebenden Experimenten am Rutherford Appleton Laboratory.

in zwei Gammaquanten und tragen nicht zur Neutrino-Produktion bei. Die entstehenden π^- werden innerhalb von $\sim 10^{-10}$ s nahezu vollständig von den Targetkernen über die starke Wechselwirkung absorbiert.

Die Neutrino-Produktion erfolgt daher fast ausschließlich über die $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ -Zerfallskette:



Sowohl der π^+ als auch der nachfolgende μ^+ -Zerfall finden in Ruhe statt. In Verbindung mit der ISIS Zeitstruktur führt dies zu klar definierten Energie- und Zeitverteilungen der drei Neutrinos ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$. Charakteristisch für ISIS ist ferner, dass alle Flavorzustände mit gleicher Intensität erzeugt werden und isotrop mit einem $1/r^2$ Abstandsgesetz emittiert werden.

Der Zweikörperzerfall der π^+ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) produziert monoenergetische ν_μ mit einer Energie von $E_{\nu_\mu} = 29.8$ MeV, während der Dreikörperzerfall des μ^+ ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) zu einem kontinuierlichen Energiespektrum von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ mit einer Endpunktsenergie von jeweils $E_{\text{max}} = 52.83$ MeV führt (Abb. 2.2). Die Form der Energiespektren der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ kann im Rahmen der V-A Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt berechnet werden [Bou57]. Die Emission von ν_e ist an der Endpunktsenergie aufgrund von Drehimpulserhaltung verboten. Damit besitzen die ν_e ein niederenergetischeres Spektrum ($\langle E_{\nu_e} \rangle = 31.7$ MeV) im Vergleich zu den $\bar{\nu}_\mu$ mit $\langle E_{\bar{\nu}_\mu} \rangle = 36.4$ MeV, deren Intensitätsmaximum bei E_{max} erreicht wird.

Die einzigartige Pulsung der Protonenpakete an ISIS erlaubt eine Trennung der ν_μ -induzierten Ereignisse von ν_e oder $\bar{\nu}_\mu$ -induzierten Ereignissen. Die auf 800 MeV endbeschleunigten Protonen verlassen das Synchrotron als zwei parabelförmige Pulse mit ei-

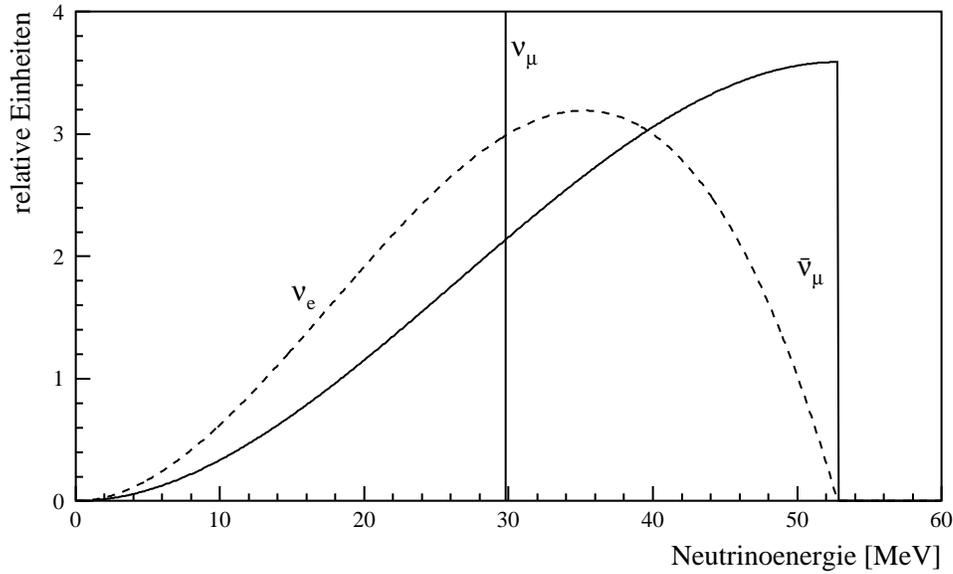


ABBILDUNG 2.2: Energiespektren der monoenergetischen ν_μ aus dem π^+ und der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall in Ruhe.

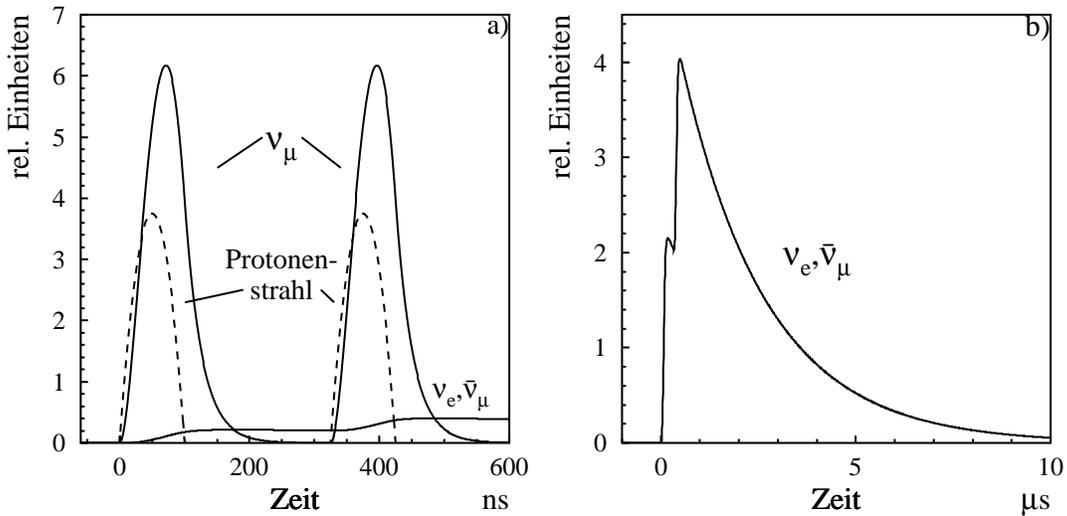


ABBILDUNG 2.3: Zeitverteilung der Neutrinos aus dem π^+ (a) und μ^+ (b) Zerfall bei ISIS. Die Höhe der Protonstrahlungspulse ist nicht maßstäblich.

ner Basisbreite von 100 ns und einem zeitlichen Abstand der Pulsmaxima von 325 ns (Abb. 2.3). Bedingt durch die kurze π^+ -Lebensdauer von $\tau = 26$ ns folgen die ν_μ zeitlich stark korreliert dem Strahlprofil und bilden die Doppelpulsstruktur ab. Damit konzentriert sich die ν_μ -Produktion auf die ersten 600 ns nach beam-on-target (Abb. 2.3). Die aus dem μ^+ -Zerfall stammenden ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ werden durch die Lebensdauer der μ^+ von $\tau = 2.2 \mu$ s dagegen in einem um zwei Größenordnungen längeren Zeitintervall bis $\sim 10 \mu$ s nach beam-on-target emittiert. Eine Restriktion auf Ereigniszeiten ab 600 ns selektiert

damit ausschließlich ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$ -induzierte Ereignisse.

Die Protonenpulse werden mit einer Wiederholungsrate von 50 Hz auf das 'beam dump' Target geschossen. Da die Neutrinoproduktion innerhalb eines 10 μ s Zeitintervalls abgeschlossen ist, gibt es eine starke Unterdrückung des nicht strahlkorrelierten Untergrundes in den Neutrinoanalysen (*duty cycle* $\sim 10^{-4}$). In den knapp 20 ms langen Strahlpausen kann der kosmisch induzierte Untergrund daher mit hoher statistischer Präzision online vermessen werden.

2.2 Der KARMEN Detektor

2.2.1 Detektorkomponenten

Der KARMEN Detektor ist ein aktives hochauflösendes 56 t Flüssigszintillatorkalorimeter, das in einem mittleren Abstand von 17.7 m vom ISIS Target unter 95° zum Protonenstrahl steht. Es ist von einem dreilagigen Vetosystem und einer 7000 t schweren Stahlabschirmung zur Unterdrückung kosmisch induzierter Ereignisse umgeben. Der Flüssigszintillator dient mit seinen ^{12}C und ^1H Kernen gleichzeitig als aktives Target für Neutrinoreaktionen sowie dem Nachweis der daraus resultierenden Produkte (Targetkalorimeter). Eine schematische Ansicht des Detektors geben die Abbildungen 2.4 und 2.5. Der Zentraldetektor ist umgeben vom inneren Antizähler, diese sind eingebettet in einem Stahltank, der sogenannten inneren passiven Abschirmung. Um die passive Abschirmung ist ein aus Plastikszintillatorplatten bestehender Antizähler (das Shieldsystem) kompakt und flächendeckend angebracht. Diese Detektorkonfiguration ist in einem 7000 t massiven Stahlbunker untergebracht. Im Jahr 1996 wurde dieses Detektorsystem um ein drittes Vetosystem erweitert.

Zentraldetektor und innerer Antizähler

Der Zentraldetektor mit dem strukturell verbundenen inneren Antizähler ist aus 608 Modulen aufgebaut, die sich im Inneren eines $353\text{ cm} \times 320\text{ cm} \times 596\text{ cm}$ großen doppelwandigen Stahltanks befinden. Der Szintillator besteht aus 75% (Vol.) Paraffinöl und 25% (Vol.) Pseudocumol mit einem szintillierenden Additiv (PMP) von 2 g/l. Die Abschwächlänge beträgt 5 m bei $\lambda = 425\text{ nm}$ und pro MeV deponierter Energie werden 7200 Photonen erwartet [Eit91].

Der Zentraldetektor ist aus 512 Modulen aufgebaut, die in 32 Reihen mit je 16 Spalten angeordnet sind. Jedes Modul des Zentraldetektors ($353\text{ cm} \times 17.7\text{ cm} \times 18.1\text{ cm}$) wird an den Stirnseiten von jeweils zwei 3-inch Photomultiplier (PMT) ausgelesen. In der äußeren Lage schließen sich weitere 96 Moduleinheiten mit halbem Querschnitt an, die an den Stirnseiten von nur einem Photomultiplier ausgelesen werden. Die Module sind durch eine optische Segmentierung aus zwei verklebten, 1.5 mm starken Plexiglasplatten getrennt. Durch den Luftspalt zwischen den Plexiglasplatten wird Szintillationslicht über Totalreflexion an die Stirnseiten der Module transportiert. Diese optimierte Konfiguration führt zu der guten Energieauflösung von $\Delta E/E = 11.5\% \sqrt{E[\text{MeV}]}$. Zwischen den Plexiglasplatten befindet sich Papier mit einer Gadoliniumoxid (Gd_2O_3) -Beschichtung (Flächenbelegung 73.8 g/m^2). Der Einfang an Gadolinium oder an den Protonen des Szintillators dient zum Nachweis thermischer Neutronen im KARMEN Detektor.

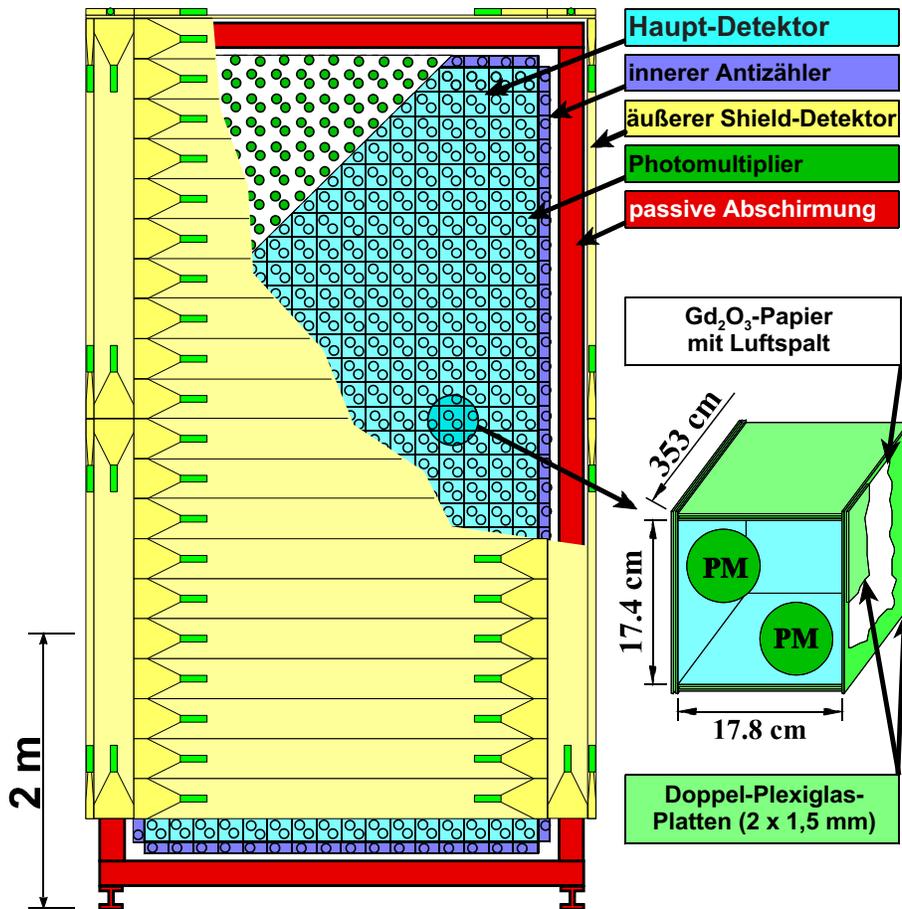


ABBILDUNG 2.4: Frontansicht des KARMEN Zentraldetektors mit innerem Antizähler, passiver Abschirmung und Shieldzähler sowie Einzelansicht eines Zentraldetektormoduls.

Innere passive Abschirmung

Die aus 18 cm dicken Stahlplatten bestehende innere passive Abschirmung dient einerseits der mechanischen Stabilität des Zentraldetektors, aber andernseits auch als Schutz vor Bremsstrahlungsquanten von Michelelektronen aus dem μ^\pm -Zerfall gestoppter Myonen im Stahlbunker. Allerdings stellt der Bereich der inneren passiven Abschirmung auch eine Quelle des myoninduzierten Untergrundes und natürlicher Radioaktivität dar. In der passiven Abschirmung werden durch gestoppte Myonen in unmittelbarer Nähe des Zentraldetektors Neutronen aus Myoneinfangreaktionen und zum anderen Bremsstrahlungsquanten aus Myonzerfällen produziert.

Shield Zähler

Der Shield Zähler [Bod88] dient zur Erkennung eindringender kosmischer Myonen und umhüllt die passive Abschirmung an fünf Seiten (abgesehen von der Bodenseite). Das System ist aus 136 Festszintillatorplatten (NE110) aufgebaut, die eine Dicke von 3 cm, eine Breite von 30 cm und eine Länge zwischen 2.4 m und 3.1 m besitzen. Durch ein platzsparendes Auslesen der Szintillatoren über Lichtumlenkung an den Stirnseiten um 180° kann

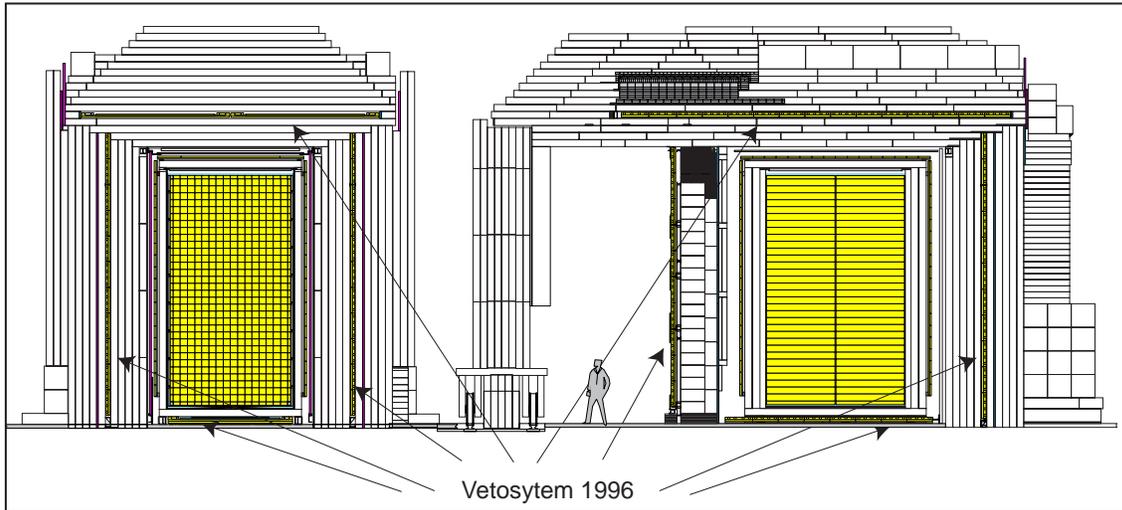


ABBILDUNG 2.5: Front- und Seitenansicht des Stahlbunkers und geometrische Lage des zusätzlich in 1996 implementierten Vetosystems. In der Seitenansicht befindet sich das ISIS Target rechts der Abbildung.

die Rate unerkannt eindringender Myonen auf 6.4×10^{-3} [Arm98] gesenkt werden. Jeder Shieldzähler ist von borierten Polyethylenplatten umgeben. Diese dienen zur Moderierung und zum Einfang strahlkorrelierter langsamer Neutronen damit diese nicht über $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Reaktionen in der passiven Abschirmung zu einer zeitabhängigen erhöhten Zählrate des Shieldsystem bzw. zu einer Erhöhung der Ereignisrate im Zentraldetektor selbst führen [Ebe92].

Stahlbunker

Der KARMEN Detektor ist umgeben von einem 7000 t massiven Stahlbunker mit 2 m dicken Wänden und einer 3 m dicken Decke. Die Fe-Abschirmung eliminiert vollständig die hadronische und elektro-magnetische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung, während die myonische Komponente auf $\sim 60\%$ reduziert wird. Wie in Abb. 2.5 zu sehen ist, schützt eine Zusatzabschirmung, die dem Stahlbunker vorgelagert ist (upstream), den Detektor vor strahlkorrelierten, schnellen Neutronen aus dem ISIS Target. Seit Anfang 1997 wird der KARMEN Detektor zusätzlich auf der Target abgewandten Seite (downstream) durch eine 0.9 Meter starke Eisenwand vor möglichen rückgestreuten Neutronen (Albedos) geschützt. Der Bunker ist modular aus 18 cm dicken, 1.7 m breiten und 7.5 m hohen Stahlbrammen aufgebaut. Diese Schalenstruktur des Bunkers erlaubte die nachträgliche Integration eines zusätzlichen Vetosystems innerhalb der Bunkerwände im Rahmen des KARMEN Upgrades.

Vetosystem

Analysen der KARMEN1 Daten und Monte Carlo Simulationen zeigten, dass die experimentelle Sensitivität auf $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen entscheidend limitiert war durch den irreduziblen Untergrund aus hochenergetischen Neutronen von myoninduzierten Reaktionen am Eisen des Stahlbunkers. Dies motivierte die KARMEN Kollaboration zur Installation eines zusätzlichen Vetosystems im Jahr 1996 (siehe Abb. 2.5). Die Physik der Untergrund-

reaktionen und die Wirkungsweise des Detektors sind in Kapitel 4.2.1 beschrieben. In [Arm98] werden eingehend die physikalischen Untergrundprozesse und ihre Identifizierung durch den Veto­zähler beschrieben.

Nach dem Entfernen der äußeren Brammenlagen des Blockhauses bis zur 5. Lage (Zählung von Innen nach Außen) konnte das neue Veto­zählersystem an dieser Stelle befestigt werden. Beim Rückbau der Brammenlagen wurden zusätzlich zwischen 6. und 7. Lage Polyethylenplatten eingebaut. Sie dienen zur Thermalisierung und zum Einfang strahlkorrelierter Neutronen. Die thermalisierten Neutronen produzieren dann über $\text{Fe}(n,\gamma)$ Reaktionen Gammaquanten, die in der nächsten 18 cm starken Brammenlage absorbiert werden (Photonabsorptionslänge ~ 18 cm) und somit das Vetosystem nicht belasten.

Das Vetosystem besteht aus 136 Plastikszintillatoren (Bicron BC412) mit einer Gesamtfläche von 301 m^2 , die nun auch die Unterseite des Zentraldetektors mitbeinhaltet. Die Plastikszintillatoren sind 5 cm dick, 65 cm breit und zwischen 3.15 m und 4 m lang. Auch hier sind die Stirnseiten der Szintillatoren mit einer Lichtumleitung versehen. Jede Stirnseite wird von vier Photomultiplier ausgelesen. Die 3.75 m langen Dach- und Bodenzähler und die 4 m langen Downstream-Zähler wurden über die ganze Länge und Breite der Module zwischen den Lichtumlenkungen und auf der Unterseite jeweils mit 4 cm dicken, boriierten Polyethylenplatten versehen. Ziel dieser beidseitigen Anordnung ist es, ähnlich wie bei den Shieldzählern, Neutronen zu thermalisieren und durch das Bor strahlungslos zu absorbieren. Da für den Einbau der 3.75 m langen Zähler der Upstream-, Left- und Right-Vetoseite nur 14 cm Platz zur Verfügung standen, konnte hier nur einseitig zwischen den Lichtumlenkungen boriiertes Polyethylen angebracht werden.

Die Szintillatoren weisen eine sehr gute absolute Lichtausbeute von etwa 8500 Photonen/MeV und eine Abschwächlänge von ca. 6 m auf. Diese Eigenschaften erlauben eine sehr gute Myon/Gamma-Trennung [Rei97].

Das Ansprechen eines Vetomoduls (Gesamttriggerrate ~ 10 kHz) wird nicht in die Hardwarertriggerentscheidung miteinbezogen. Für jedes konvertierte Ereignis wird – falls vorhanden – die Veto­informationen gespeichert, sodass in der Software-Analyse alle relevanten Informationen vorhanden sind, um myoninduzierte Neutronen auf Einzelereignisbasis zu identifizieren.

2.2.2 Triggerlogik und Datenauslese

Die insgesamt 880 Module des KARMEN2 Detektors produzieren eine Gesamttriggerrate von ~ 15 kHz. Um Auslesetzeiten zu minimieren bedarf es einer effizienten Triggerlogik, die potentielle Neutrinoreaktionen schnell und effizient gegen Untergründereignisse diskriminieren kann. Außerdem müssen die weggeschriebene Ereignisinformationen eine volle Ereignisrekonstruktion erlauben und die *offline*-Bestimmung und Rekonstruktion von Untergrundquellen gewährleisten. Die mehrstufige KARMEN2 Triggerlogik reduziert die Ereignisrate an potentiellen Neutrinoereignisse um vier Größenordnungen. Die Datenmenge der abgespeicherten Informationen beträgt nach allen Triggerebenen ca. ~ 8.4 kB/s. Eine detaillierte Beschreibung der Elektronik findet sich in [Gem89],[Kle94]. Im Folgenden wird ein schematischer Überblick der wichtigsten Aspekte der Elektronik und des Triggersystems gegeben. Die Präferenz liegt hierbei auf den Änderungen des Triggers für KARMEN2.

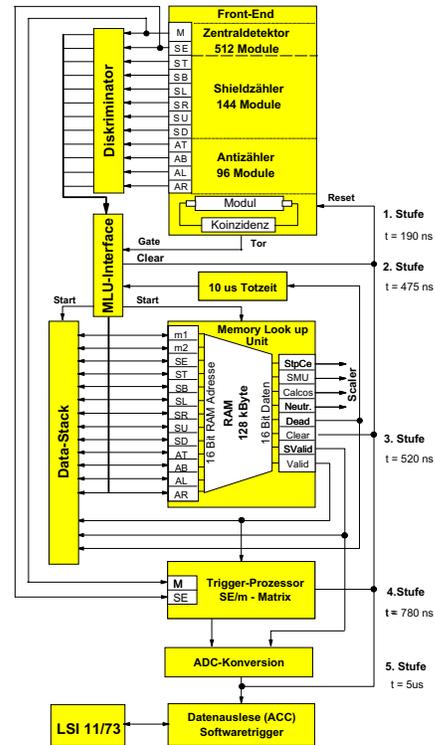
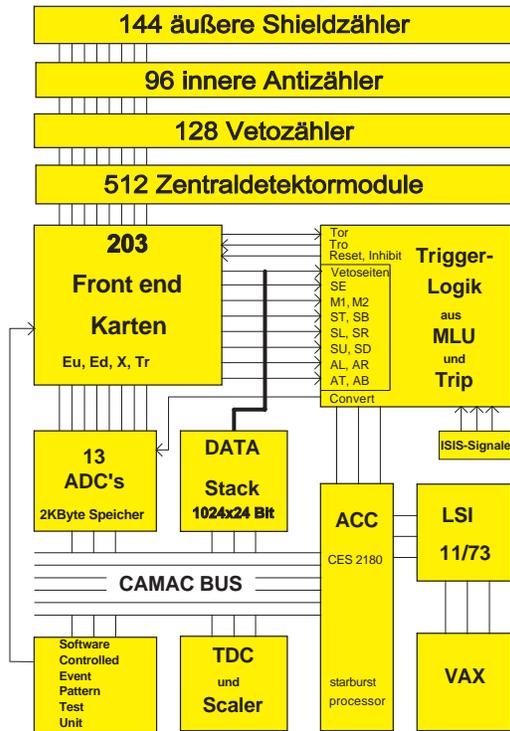


ABBILDUNG 2.6: Schematische Darstellung der Datenaufnahme und Triggerlogik (siehe Text).

Front-End Elektronik

Die Front-End Elektronik besteht aus insgesamt 203 ASTERIX²-Karten, die die Photomultiplier-Signale der jeweiligen Up- und Downstream³ Enden von vier Modulen integrieren und diskriminieren. Pro Ereignis werden die Energiesignale E_{up} , E_{down} der Up- bzw. Downstream-Photomultiplier generiert, sowie das Signal dT , das die zeitliche Differenz zwischen dem Ansprechen der beiden Modulenden angibt, als auch das Signal T_{rel} für die zeitliche Differenz der angesprochenen Module eines Ereignisses. Zusätzlich erzeugt jede ASTERIX-Karte ein Multiplizitätssignal m , das der Anzahl der auf dieser Karte angesprochenen Module entspricht. Wird bei einem Modul das Upstream-Signal bis zu 190 ns nach dem Downstream-Signal registriert, so ist die Modulkoinzidenz als erste Triggerlogik erfüllt und weitere, komplexe Triggerentscheidungen werden eingeleitet. Alle Module, die innerhalb von 90 ns nach einer registrierten Modulkoinzidenz ebenfalls eine Modulkoinzidenz melden, werden als zum gleichen Ereignis gehörig angesehen.

Triggerentscheidung

Für die nachfolgenden Triggerentscheidungen werden für den Zentraldetektor und die Seiten des Anti-, Shield- und Vetozählers die Summenenergie aller über die Modulkoinzidenz getriggerten Module gebildet. Anhand dieser Signale werden die Ereignisse klassifiziert.

²Analog Signal Time Range Integrator and Multiplexer

³Die der Neutrinoquelle zugewandte Seite wird als Upstream bezeichnet.

Die Klassifizierung erfolgt über eine Memory Lookup Unit (MLU). Folgende Ereignisklassen lösen weitere Verarbeitungsprozesse aus:

- ◇ **StopCentral** – In der inneren passiven Abschirmung gestoppte Myonen. Es wird eine $10 \mu\text{s}$ lange Hardwaretotezeit angelegt, um Michelelektronen und deren Folgeprodukte für die Datenauslese zu unterdrücken.
- ◇ **SMU** – Stopped MUons. Im Zentraldetektor gestoppte Myonen. Um Folgeprodukte der gestoppten Myonen zu identifizieren, werden der online bestimmte Stoppport und die auf 250 ns genau bestimmte Ereigniszeit abgespeichert (siehe SMU-Reduktion Kap.4.2.1)
- ◇ **CALCOS** – CALibration COSmics. Senkrecht oder waagrecht durch den Detektor verlaufende Myonen. Sie dienen zur Kalibration und Online-Überwachung des Detektors. Alle Modulinformationen werden konvertiert und ausgelesen.
- ◇ **NEUTRALS** – Nur Zentraldetektormodule haben angesprochen. Die Summenenergie (SE) des Zentraldetektors muss über die sogenannte EC-Schwelle des SE-Diskriminators (Compander) gelangen. Die EC-Schwelle ist seit dem KARMEN2 Upgrade zeitabhängig implementiert (siehe unten). Da diese Ereignisklasse die Neutrinoreaktionen enthält, werden alle Modulinformationen konvertiert und weggeschrieben.

Unabhängig von der MLU-Entscheidung wird das Bitmuster der aktiven Vetoseiten mit der Ereigniszeit als sogenanntes Stackpattern abgespeichert. Damit die MLU ein Ereignis als Neutral klassifiziert, muss es die EC-Schwelle überschreiten. Dabei werden zeitabhängig zwei verschiedenen Schwellen geladen. Die höhere Schwelle EC1 ist nur für Ereigniszeiten $T_0 > 600 \mu\text{s}$ oder $T_0 < -200 \mu\text{s}$ aktiv und entspricht $\sim 3 - 4 \text{ MeV}$ (Anhang A). Während dem Prebeam-Zeitfenster und dem Zeitfenster der erwarteten Neutrinoreaktionen ist die EC1-Schwelle deaktiviert und die EC2-Schwelle geladen (Abb. 2.7). Ihr Wert ist jedoch so niedrig gewählt, dass alle Ereignisse, die die ASTERIX Front End Schwellen übersteigen, über die EC2-Schwelle gelangen. Damit ist de facto die EC-Schwelle deaktiviert. Für ein Ereignis, bei dem nur Zentraldetektormodule angesprochen haben, ist im Zeitbereich um die erwarteten Neutrinoereignisse also nur die Modulkoinzidenz die zwingende Triggerbedingung. Die Deaktivierung der EC1-Schwelle erfolgt auch für ein $600 \mu\text{s}$ Zeitintervall nach Aufnahme eines EC1-Ereignisses (siehe Abb. 2.7). Dies garantiert eine maximale Effizienz für den niederenergetischen Neutronennachweis ($\tau_{capt.} \approx 120 \mu\text{s}$). Damit kann auch für späte Ereigniszeiten in einer Strahlperiode mit den gleichen Bedingungen wie im Prebeam und Neutrinozeitfenster nach Neutronensequenzen gesucht werden. Die Implikationen dieser neuen Triggerlogik für langlebige Sequenzsuchen mit Differenzzeiten $> 600 \mu\text{s}$ wie im Falle der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ Analyse werden im Anhang A eingehend diskutiert.

Die nächste Stufe der Triggerentscheidung wird durch den Trigger Prozessor (TRIP) getroffen. Der Triggerprozessor arbeitet parallel zur MLU und digitalisiert das Summenenergiesignal des Zentraldetektors und seiner Multiplizität. Das digitalisierte Wertepaar (SE,m) wird auf einen Speicherplatz einer (SE,m) Matrix (64×64) überprüft. Über (SE,m) können vor allem senkrecht oder horizontal verlaufende Myonspuren schnell und effektiv erkannt werden. Am Anfang einer Strahlperiode ist eine Trip-Matrix geladen, die nur eine

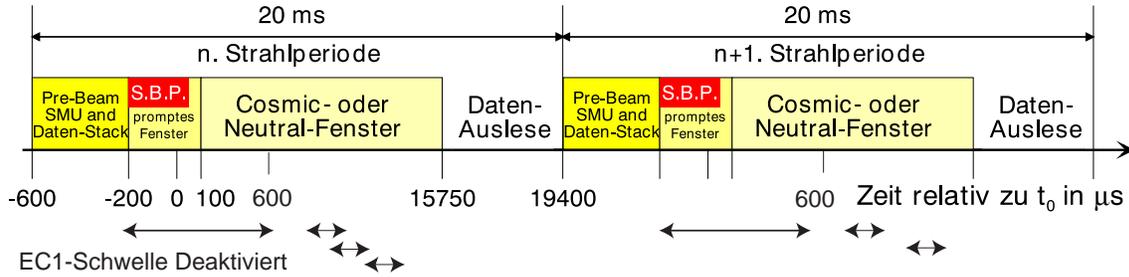


ABBILDUNG 2.7: Zeitlicher Ablauf einer Strahlperiode.

Restriktion der Multiplizität < 16 Module verlangt.

Wird kein neutrales Ereignis während des prompten Messzeitfenster ($-200 \dots 100 \mu\text{s}$, siehe Abb. 2.7) aufgenommen, wird die Strahlperiode verwendet um mögliche Kalibrationsmyonen aufzunehmen. Dazu wird die TRIP-Matrix ersetzt durch eine Matrix, die horizontal und vertikal verlaufende Myonspuren selektiert. Befindet sich dagegen ein neutrales Ereignis im prompten Messzeitfenster, wird in der gesamten Strahlperiode die TRIP-Matrix für neutrale Ereignisse beibehalten.

Datenauslese

Geben sowohl die MLU als auch der Trip das Ereignis zur Konversion frei, werden die Signale der ASTERIX-Karten in 11 parallel arbeitenden 10 Bit ADC's digitalisiert. Jeder der ADC's ist für 16 ASTERIX-Karten mit jeweils vier Modulen zuständig und digitalisiert die Module sequentiell. Jede komplette Konversion eines Moduls pro ADC wird als Konversionszyklus bezeichnet. Die entstehende Hardwarezeit während der Konversion beträgt $1.8 \mu\text{s}$ plus $3.1 \mu\text{s}$ für jeden benötigten Konversionszyklus. Damit beträgt der Mindestabstand von zwei vollständig aufgenommenen Ereignissen im KARMEN Detektor mindestens $5 \mu\text{s}$. Die Daten werden in den ADC's zwischengespeichert und erst am Ende einer Strahlperiode (ab 14.8-19.4 ms) ausgelesen. Ein Mikrocomputer liest die Daten aus und formatiert sie. Neben den Modulinformationen werden pro Strahlperiode zusätzliche Informationen über den Beamstatus abgespeichert wie zum Beispiel das Strahlprofil der Protonenpulse. Letztendlich werden die Daten weiter auf den Experimentierrechner LSI 11/73 übertragen und auf magnetischen Datenmedien (DLT) gespeichert.

2.2.3 Detektorkalibration

In die Neutrinoanalysen gehen Energie-, Zeit-, und Ortsinformation eines Ereignisses sowie die Relativzeit T_{rel} zwischen den angesprochenen Modulen ein. In diesem Kapitel wird zusammengefasst wie aus den digitalisierten Analogsignalen der ausgelesenen Module die physikalischen Ereignisparameter rekonstruiert werden.

Es können im Rahmen dieser Arbeit nur die grundlegenden Prinzipien der Eichung und Kalibration des Detektors vorgestellt werden. Auf die Beschreibung der Bestimmung spezifischer Parameter wie z.B. Pedestals oder Schwellen wird auf [Wol95] verwiesen, in der

sich eine umfassende Beschreibung der Kalibration und Eichung des Detektors findet.

Bei jedem Ereignis werden für die angesprochenen Module die Differenzzeiten ΔT zwischen Ansprechen der Up- und Downstream-Photomultiplier in den Kanälen eines 10-Bit ADC's abgespeichert. Mit Hilfe vertikal durch den Detektor verlaufender Myonen können die geometrischen Up- und Downstream-Enden jedes einzelnen Moduls durch Bestimmung der Flanken der Häufigkeitsverteilung in ADC-Kanälen bestimmt werden. Der x-Ort eines Ereignisses entlang der Modulachse ergibt sich dann durch lineare Interpolation der gemessenen ADC-Kanäle bezüglich der ADC-Werte der Up- und Downstream-Enden, die ± 175 cm entsprechen. Die Triggerung der Photomultiplier erfolgt über einen *leading edge* Diskriminator. Deshalb muss besonders bei kleinen Energiedeponierungen der Ereignisort bezüglich auftretender Walk-Effekte korrigiert werden. Die Ortsauflösung des KARMEN-Detektors ist abhängig sowohl vom Ort als auch der Energie eines Ereignisses. Für Ereignisse mit Energien > 20 MeV beträgt die Ortsauflösung 7 cm. Gemittelt über alle Energie- und Ortsbereiche bestimmt sich der absolute Fehler der Ortsrekonstruktion zu < 10 cm. Die systematische Ungenauigkeit $\Delta x/x$ beträgt $\pm 3\%$ und resultiert alleine aus der Ungenauigkeit der Flankenbestimmung.

Nach der Rekonstruktion des Ortes der physikalisch deponierten Energie in einem Modul können die gemessenen Up- und Downstream-Energiesignale E_u, E_d (in ADC-Kanälen) mit der Lichtausbeute des Moduls am Ort x auf die wahre physikalisch deponierte Energie skaliert werden. Der hierzu benötigte Lichtausbeutewert eines Moduls an der Stelle x gibt den Faktor an, um den das Signal beim Lichttransport zu den Photomultiplier abgeschwächt wird. Die Bestimmung der modulspezifischen Lichtausbeutekurven geschieht über Analysen vertikal verlaufender Myonspuren, deren physikalische deponierte Energie als minimal ionisierende Teilchen im Rahmen der Landau-Theorie 30.3 MeV pro Modul entspricht. Aus diesen Messungen kann man modul- und ortsabhängige Energie-Kalibrationstabellen erstellen. Die Energieinformation eines Moduls muss dann noch bezüglich sogenannter *Leakage*-Effekte korrigiert werden. Unter *Leakage* versteht man das Überkoppeln von Licht in benachbarte Module. Die Stärke des Überkoppeln von Licht beträgt zwischen 3-5%. Bei defekten Modulen (Definition siehe unten) steigen diese Werte sogar bis über 10%. Die relative Menge des überkoppelnden Lichts wird prinzipiell aus Myonspuren bestimmt, deren Spur in einer einzigen Detektorspalte oder Reihe verläuft. Durch die Messung der Lichtmengen von benachbarten Modulen kann dann die Stärke der Lichtüberkopplung modul- und ortsspezifisch präzise gemessen werden.

Die Absoluteichung der Energieskala wird aus einem Feinabgleich der Primärkalibration (Landau-Theorie s.o.) mit dem gemessenen Michelelektronenspektrum über eine Monte Carlo Simulation der Detektorantwort festgelegt.

Die Relativzeit T_{rel} wird aus der Analyse senkrecht und horizontal den KARMEN Detektor durchquerender Myonen bestimmt. Dazu wird vorausgesetzt, dass Myonen mit Lichtgeschwindigkeit den Detektor durchfliegen. Verschiedene Kabel- und Signallaufzeiten der Module können durch Verwendung der horizontalen und vertikalen Messung korrigiert werden. Für die Zeitdifferenz der angesprochenen Module eines Ereignisses wird eine absolute Genauigkeit von 0.2 ns erreicht. Die Einbeziehung der T_{rel} Information der drei Antizählersysteme spielt eine wichtige Rolle bei der Suche nach Oszillationen (Kap. 4.2.1).

Absolute Ereigniszeiten werden im KARMEN System auf den sogenannten Zeitnullpunkt T_0 bezogen. Dieser ist definiert als der Zeitpunkt, zu dem das erste lichtschnelle Teilchen den Hauptdetektor erreichen kann. Ein gemeinsames strahlabgeleitetes Signal startet zwei Multi-Hit TDC's $TDC_{0,1}$ und TDC_2 . Ein Kanal des 16-fach $TDC_{0,1}$ wird bei Detektion eines gültigen Ereignisses gestoppt. Der TDC_2 wird vom BPM-Signal gestoppt. Das BPM-Signal wird durch einen *leading edge* Diskriminator generiert sobald ein induktiv induzierter Puls eines *Beam-Pickup Monitors* der Strahlführung ein Signal überschreitet. Bei Kenntnis aller relevanten Signalkabelllaufzeiten kann aus der Differenzzeit zwischen $TDC_{0,1}$ und TDC_2 auf die Ereigniszeit in ns umgerechnet werden. Die aufwendige Bestimmung aller relevanten Signallaufzeiten und Korrekturen führt zu einer Genauigkeit der absoluten Zeitbestimmung von ± 2 ns.

2.2.4 Detektorstatus

Alterungseffekte, speziell an der optischen Segmentierung, des nun über 10 Jahre aktiven Zentraldetektors führen zu einem Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit. Störende Effekte und Normabweichungen werden durch das Konzept der modulspezifischen Eichung online erkannt und können teilweise kompensiert werden. Die später erfolgende Analyse der geladenen Stromreaktion von Elektronenneutrinos an ^{12}C (Kap. 4.2.2) wird das gute quantitative und qualitative Verständnis des KARMEN Detektors illustrieren. Neben der qualitativen Online-Kontrolle der Energie- und Ortsspektren jedes Moduls werden diese auch auf überhöhte Rauschraten (PMT oder elektronikinduziert) geprüft.

Hauptalterungseffekte sind Module mit sogenannten "defekten" Platten. Ein Zentraldetektormodul grenzt an vier verschiedenen Doppelplexiglasplatten an. Durch Lösen oder Reißen der Klebenähte einer Segmentierungsplatte dringt Szintillatoröl in die Luftspalte ein. Die Totalreflexion des Szintillationslichts geht in diesem Teil des Moduls verloren. Dies bedingt eine geringere Lichtausbeute des Moduls, die jedoch mit einer Nachregelung der Versorgungsspannung der Photomultiplier kompensiert werden kann. Derzeit grenzen 15.4% aller Zentraldetektormodule an mindestens eine defekte Segmentierungsplatte an. Die gleiche Möglichkeit der Nachregelung der Versorgungsspannung besteht auch für Module, an deren Endseiten einer der beiden auslesenden Photomultiplier ausgefallen ist. Allerdings sind nur 10 der 2048 Photomultiplier des Zentraldetektors bis dato ausgefallen (0.5% Ausfallrate).

Seit Beginn der KARMEN2 Messung wird ein Anteil von 3.9% aller Module für die Datenauswertung ganz verworfen. Sie zeichnen sich durch eine unnatürlich hohe Rauschrate oder zu geringer Lichtausbeute aufgrund mehrerer defekter Platten des Moduls aus. Weiterhin existieren Module, die mit überhöhter Rate (> 0.2 mHz) hochenergetische Ereignisse (> 10 MeV) generieren, die keinen physikalischen Ursprung im Szintillator haben. Die wahrscheinlichste Interpretation dieser Ereignisse sind Entladungen in den Photomultipliern [Oeh99]. Wie in [Oeh99] gezeigt wird, lassen sich diese Ereignisse eliminieren, indem gefordert wird, dass ein Ereignis mit Energie > 8 MeV ein Energiesignal Up- oder Downstream mit > 30 ADC-Kanälen unabhängig vom Ereignisort generieren muss (Thresh Cut). Der damit verbundene Nachweisverlust für potentielle Neutrinoereaktionen beträgt $< 1\%$. Module, die trotz des Thresh-Cuts starke Unregelmäßigkeiten in den Zählraten an

den Stirnseiten eines Moduls zeigen, werden mit einem modulspezifischen *Fiducial Cut* belegt.

Die oben beschriebenen Effekte werden in den Simulationen der Detektorantwort und in den Bestimmungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten von Neutrino-induzierten Reaktionen berücksichtigt und führen damit nicht zu einer Erhöhung der systematischen Fehler bei den experimentellen Resultaten.

2.3 Physikalische Ziele

Die physikalischen Ziele des KARMEN Experiments können in die beiden Hauptarbeitsgebiete "Neutrino-Kernphysik" und "Tests des elektroschwachen Standardmodells" klassifiziert werden. Die sowohl qualitativ als auch quantitativ hochwertige Übereinstimmung der KARMEN Messungen auf dem Gebiet der theoretisch berechenbaren Neutrino-Kernwechselwirkungen untermauern das Verständnis des KARMEN Detektors und bilden eine vertrauenswürdige Grundlage für die Suche nach vom Standardmodell (SM) verbotenen Prozessen wie Flavor-Oszillationen.

2.3.1 Neutrino-Kernphysik

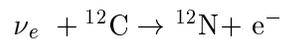
Seit Beginn der Messzeit in 1989 untersucht KARMEN die Wechselwirkung von Neutrinos mit Kernen. Durch den von der Neutrinoquelle ISIS abgedeckten Energiebereich werden die geladenen und neutralen Stromreaktionen der Neutrinos an ^{12}C , ^{13}C und ^{56}Fe in einem astrophysikalisch relevanten Energiebereich quantifiziert und spektroskopisch vermessen. An den geladenen Stromreaktionen können nur ν_e teilnehmen, da die kinetischen Energien der ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ zu niedrig sind, um μ^\pm zu erzeugen. Demgegenüber partizipieren alle drei Neutrino flavors an der neutralen Stromreaktion.

Neutrino-Kernwechselwirkungen an ^{12}C

Die von ISIS produzierten Neutrino flavors ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ und ν_μ induzieren Übergänge des ^{12}C Grundzustandes in das $A = 12$ Isospintriplett (Abb. 2.8).

Geladener Strom an ^{12}C

Die an ISIS erzeugten ν_e induzieren den geladenen Stromübergang von $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ zu ^{12}N :



Experimentell kann KARMEN zwischen den Übergängen zum $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Grundzustand und zu den angeregten Zuständen $^{12}\text{N}^*$ unterscheiden. Der übererlaubte Übergang nach $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ spielt eine zentrale Rolle als Untergrundkomponente in der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse. Deshalb widmet sich Kap. 4.2.2 detailliert dieser Reaktion.

Der in dieser Arbeit bestimmte Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromübergangs nach $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ mittelt sich mit der KARMEN1 Messung [Arm98b] zu:

$$\sigma^{K1,K2} = [9.4 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

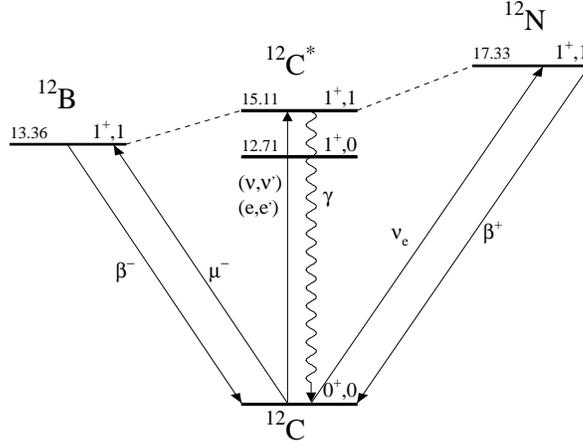


ABBILDUNG 2.8: Isospintriplett ^{12}B , ^{12}C , ^{12}N und erlaubte Übergänge von und zu $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$.

Der Wirkungsquerschnitt ist in sehr guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen, deren Resultate in einem Bereich von $(8.9 - 9.8) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ liegen [Kol99, Fuk88]. Der Reaktionskanal zeichnet sich aufgrund seiner Signatur durch ein Signal zu Untergrundverhältnis von weit über 50:1 aus und eignet sich deshalb zu Präzisionstests. Zusammen mit der spektroskopischen Genauigkeit des KARMEN Experiments kann durch die präzise Messung der Energie des prompten Elektrons der Wirkungsquerschnitt differenziell gemessen werden und die q^2 -Abhängigkeit des axialen Formfaktors im geladenen Strom bestimmt werden. In der Parameterisierung des Formfaktors mit Dipolverhalten bestimmt sich die Dipolmasse zu $M_A = (180^{+200}_{-45}) \text{ MeV}/c^2$ [Bod94] in guter Übereinstimmung mit den in theoretischen Rechnungen [Min89] benutzten Werten.

Eine Abweichung des in Abb. 2.2 gezeigten Energiespektrums der ν_e aus dem μ^+ -Zerfall durch skalare oder tensorielle Kopplungen geladener Ströme würde sich über eine Erhöhung der ν_e -Rate am Endpunkt der Elektronenenergie bemerkbar machen ($E_{\text{max}} = 36 \text{ MeV}$). Über eine Formanalyse des in KARMEN1 gemessenen Elektronenspektrums lässt sich auf den Parameter ω_L , der den Anteil skalarer und tensorieller Kopplungen beschreibt und im Standardmodell verschwindet, folgende Obergrenze setzen :

$$|\omega_L| \leq 0.08 \quad (90\% \text{ Confidence Level C.L.})$$

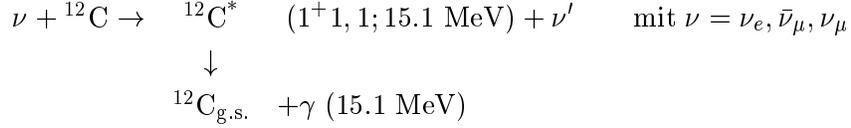
Die Messung der geladenen Stromübergänge durch ν_e in die angeregten $^{12}\text{N}^*$ - Zustände ergibt einen Wirkungsquerschnitt von [Mas97, Ruf99]:

$$\begin{aligned} \sigma^{K1} &= [5.1 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \\ \sigma^{K2} &= [5.2 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

erneut in guter Übereinstimmung mit theoretischen Berechnungen. Innerhalb der CRPA-Methode (Continuum Random Phase Approximation)[Kol92] wird der Wirkungsquerschnitt zu $(5.4 - 5.6) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ bestimmt [Kol99].

Neutraler Strom an ^{12}C

An dem neutralen Stromübergang des ^{12}C -Grundzustands in $^{12}\text{C}^*(1^+, 1)$ partizipieren gemäß der Flavoruniversalität alle drei produzierten Neutrino flavor mit gleicher Stärke. Verschiedene Beiträge zum totalen Wirkungsquerschnitt sind alleine durch die verschiedenen Energieverteilungen der Neutrinos bedingt. Über den Austausch eines Z^0 -Bosons wird der ^{12}C -Kern in das 15.1 MeV 1^+1 Niveau angeregt:



Der Nachweis der Reaktion besteht in der Detektion des 15.1 MeV γ -Quants und resultiert in einem klaren γ -Peak im Energiebereich 11-16 MeV. Durch die ISIS-Zeitstruktur kann dabei der ν_μ -Anteil vom $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -induzierten Anteil über einen Zeitschnitt isoliert werden. Auch hier sind die KARMEN1 und KARMEN2 Resultate und theoretische Vorhersagen in guter Übereinstimmung [Mas97, Ruf99]:

$$\begin{aligned} \langle \sigma \rangle_{\nu_e + \bar{\nu}_\mu}^{NC, K1} &= (10.9 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.})) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \\ \langle \sigma \rangle_{\nu_e + \bar{\nu}_\mu}^{NC, K2} &= (10.4 \pm 1.3(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.})) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

und [Ste96, Arm97b]

$$\langle \sigma \rangle_{\nu_\mu}^{NC} = (3.2 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Für den $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -induzierten neutralen Übergang werden von der Theorie Werte zwischen $(9.9 - 11.9) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ vorhergesagt [Don91, Fuk88]. Auch hier liefert insbesondere das CRPA-Modell mit $10.5 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ eine sichere Voraussage [Kol94]. Die Rechnungen für den neutralen Strom durch ν_μ bestimmen den Wirkungsquerschnitt zu $(2.6 - 2.8) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$. Da der angeregte ^{12}C -Zustand als Spin-Isospin Filter agiert, kann aus dem Wirkungsquerschnitt die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante β , die im Standardmodell als $\beta = 1$ festgelegt ist, bestimmt werden. Hierzu eignet sich insbesondere der Wirkungsquerschnitt der ν_μ , da diese monoenergetisch sind. Die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante bestimmt sich zu:

$$\beta = 1.11 \pm 0.13$$

und stellt die bisher genaueste Messung dieser Kopplungskonstanten dar [Arm97b].

Neutrino-Kernwechselwirkungen an ^{13}C

^{13}C liegt im natürlichen Isotopenanteil von 1.1% im Szintillator vor. Trotz dieses geringen Anteils ist KARMEN auf die geladenen Stromreaktionen am ^{13}C über $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes von $(44 - 140) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ sensitiv [Fuk90, Don91]. Diese Reaktionen spielen eine wichtige Rolle im Single Prong Spektrum über 36 MeV. Die Theoriewerte schwanken um mehr als einen Faktor 2, je nach Behandlung des Gamov-Teller Übergangs und der Berücksichtigung der angeregten Zustände.

Wiederum zeigt sich gute Kompatibilität zwischen der KARMEN1 und KARMEN2 Messung:

$$\begin{aligned}\langle\sigma(^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N})\rangle^{K1} &= (0.5 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2 \\ \langle\sigma(^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N})\rangle^{K2} &= (0.9 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{syst.})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2\end{aligned}$$

Neutrino–Kernwechselwirkungen an ^{56}Fe

In der 185 t schweren inneren passiven Abschirmung des KARMEN Kalorimeters kommt es zur ν_e -induzierten geladenen Stromreaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$. Ein geringer Bruchteil (0.45%) der Folgeprodukte der produzierten Elektronen gelangt in den Szintillator und führt damit zu nachweisbaren Reaktionen. Trotz der geringen Nachweiseffizienz kann diese Reaktion im Zentraldetektor vor allem im äußeren Detektorvolumen nachgewiesen werden [Mas97],[Ruf99]:

$$\begin{aligned}\langle\sigma(^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co})\rangle^{K1} &= (2.5 \pm 0.8(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2 \\ \langle\sigma(^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co})\rangle^{K2} &= (2.6 \pm 1.1(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2\end{aligned}$$

Der erstmals bestimmte Wirkungsquerschnitt hat hohe Relevanz für Simulationen von Supernovae Typ II_a und verifiziert Theorieberechnungen der CRPA-Methode, die den Wirkungsquerschnitt zu $2.7 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ vorhersagen [Kol99b].

2.3.2 Suche nach SM-verletzenden Prozesse

Die Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen insbesondere im Hinblick auf $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen ist der zentrale Schwerpunkt auf dem Gebiet der Suche nach SM-verletzenden Prozessen im KARMEN Experiment. Die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Flavor-Oszillationen ist, wie einleitend erwähnt, motiviert durch die vom LSND Experiment reklamierte Evidenz für Oszillationen in diesem Kanal und bildet den Hauptteil dieser Arbeit. Neben der Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignisse ist KARMEN auch sensitiv auf $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen⁴.

Durch das Auftauchen eines unerwarteten Messeffektes ergab sich mit der "KARMEN Zeitanomalie" ein weiteres Analysegebiet in der Suche nach SM-verletzenden Prozesse.

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen

Unter Annahme von CP-Invarianz treten $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ in gleicher Stärke auf und lassen sich mit den gleichen Oszillationsparametern beschreiben. Oszillationen im Flavorkanal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ werden im KARMEN Experiment über den *appearance* Modus nachgewiesen. Im Zeitfenster der monoenergetischen ν_μ bis 600 ns nach beam-on-target wird nur ein kleiner Teil der ν_e aus dem konventionellen μ^+ -Zerfall erwartet. Die potentiell oszillierten Elektroneneutrinos ν_e werden über die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion nachgewiesen. Der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Kanal zeichnet sich also durch das zusätzliche Auftauchen monoenergetischer ν_e in der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion aus und besitzt damit eine klare Nachweissignatur. Da der Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ für den $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Nachweis

⁴siehe nächstes Kapitel für Erläuterungen und Begriffserklärungen zu Neutrino-Oszillationen

jedoch um eine Größenordnung geringer ist, als der $p(\bar{\nu}_e, e^+)$ n Wirkungsquerschnitt zum Nachweis von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen, erreicht dieser Kanal nicht die Sensitivität der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Die Analyse der KARMEN1-Daten ergibt eine Obergrenze der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationswahrscheinlichkeit von:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 2.0 \cdot 10^{-2} \quad 90 \% \text{ Confidence Level (C.L.)}$$

$\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen

$\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen müssen – falls sowohl $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ als auch $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen zugelassen werden – im 3-Flavor Formalismus behandelt werden. Allerdings besitzt KARMEN nur eine geringe Sensitivität auf $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ *disappearance* aus folgendem Grund. Unter der Annahme von CP-Invarianz kommt es auch zu $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen. $\bar{\nu}_e$ partizipieren aber an der Spiegelreaktion zur ν_e -Nachweisreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$, d.h. an der Reaktion $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+) ^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ (siehe Abb. 2.8). Da beide Reaktionen sehr ähnliche Signaturen und Wirkungsquerschnitte aufweisen, wird das Verschwinden der ν_e durch das Auftauchen der $\bar{\nu}_e$ kompensiert. Mit Hilfe einer komplexen *Maximum Likelihood* Analyse [Arm98b] unter Berücksichtigung der Form der prompten Energiespektren, aber auch der β -Spektren der Zerfälle von ^{12}N bzw. ^{12}B und unter Einbeziehung der unterschiedlichen Lebensdauern von ^{12}N und ^{12}B lassen sich potentielle $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ von $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen unterscheiden. Die Auswertungen der KARMEN1 Daten ergeben keinen Hinweis auf $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen [Arm98c] und eine Oszillationswahrscheinlichkeit von

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x} < 0.17 \quad 90 \% \text{ C.L.}$$

wird bestimmt. Die Interpretation dieser Ergebnisse bezüglich der involvierten Mischungsamplituden und Massendifferenzen innerhalb einer vollständigen 3-Flavor Analyse ist sehr komplex. Der Formalismus kann durch modellabhängige Annahmen vereinfacht werden (siehe dazu Kapitel 3). Die Interpretation des KARMEN Resultats im sogenannten *one mass scale dominance* Ansatz ist [Arm98c] zu entnehmen.

Die KARMEN Zeitanomalie

Abgesondert von der Suche nach Neutrino-Oszillationen ergab sich ein weiteres Forschungsfeld in der Suche nach Effekten jenseits des Standardmodells. In den Messungen der Neutrino-Kernwechselwirkungen tauchte eine unerwartete statistisch signifikante Zählratenüberhöhung zwischen 3.1-4.1 μs nach beam-on-target auf, der sich der erwarteten 2.2 μs Zeitstruktur der ν -Kernwechselwirkungen überlagert. Der Überschuss, der als "KARMEN Zeitanomalie" bezeichnet wird, kann nicht mit einer statistischen Fluktuation erklärt werden und Ereigniszeiten und -orte der Überschussereignisse sind konsistent mit der Hypothese eines seltenen π^+ -Zerfalls [Oeh99]:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + X$$

X repräsentiert ein massives, schwach wechselwirkendes Teilchen mit einer Ruhemasse von $m_x = 33.9 \text{ MeV}$, das über seinen Zerfall im KARMEN Detektor nachgewiesen wird. Die KARMEN2 Messungen verifizieren im Rahmen der statistischen Genauigkeit den Effekt in den KARMEN1 Daten. Die weitergehenden KARMEN2 Messungen und Analysen werden weitere wichtige Informationen zur Bewertung und Interpretation des Effekts liefern.

Kapitel 3

Neutrino-Oszillationen

Neutrinomassen sind im Standardmodell 'ad hoc' auf Null festgelegt. Über das Standardmodell hinausgehende Theorien (Grand Unified Theories) beinhalten jedoch zwingend eine endliche Ruhemasse der Neutrinos. In diesen erweiterten Theorien existieren sehr viele verschiedene Möglichkeiten, um Neutrinomassen einzuführen. Hier unterscheiden sich die Möglichkeiten hauptsächlich durch die Einführung von Massentermen in den Lagrangian oder eine Modifikationen des Higgs-Sektors. Hohe Attraktivität aus theoretischer Sicht besitzt die Einführung eines Dirac-Majorana Massenterms in den Lagrangian, da in diesem Formalismus über den seesaw-Mechanismus [Gel79] die kleinen Neutrinomassen natürlich erklärt werden können. Innerhalb des seesaw-Mechanismus werden die Neutrinomassen proportional dem Quadrat der korrespondierenden Fermionen (Lepton oder Quark) der entsprechenden Familie vorhergesagt:

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} \approx m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2$$

Wird die Massengenerierung der Neutrinos durch die Postulierung eines Higgs-Triplett erreicht, sagen diese Modelle neben dem Majorana-Charakter der Neutrinos die Existenz sogenannter Majoronen voraus. Diese Majoronen können den neutrinolosen Doppelbeta-Zerfall begleiten.

Folgende Obergrenzen werden derzeit experimentell auf Neutrinomassen gegeben:

$$\begin{array}{llll} m_{\nu_e} < 2.8 \text{ eV} & 95\% \text{ C.L.} & [\text{Wei99}] \\ m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV} & 95\% \text{ C.L.} & [\text{PDG98}][\text{Ass96}] \\ m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV} & 95\% \text{ C.L.} & [\text{PDG98}][\text{Bar98}] \end{array}$$

Die Obergrenze der Elektronneutrinomasse wird dabei aus der Endpunktsenergie des Tritiumzerfalls bestimmt, während kinematische Messungen des Pionzerfalls bzw. des τ -Lepton Zerfalls die Obergrenzen des Myonneutrinos und Tauneutrinos bestimmen. Der indirekte Nachweis von Neutrinomassen über die Beobachtung von Neutrino-Oszillationen stellt einen weit sensitiveren Test als die direkten Nachweismethoden dar. Über Neutrino-Oszillationen kann man dafür allerdings nicht den Absolutwert der Neutrinomassen bestimmen, sondern nur die Massendifferenzen.

3.1 Formalismus der Neutrino-Oszillationen

Das Konzept der Neutrino-Oszillationen basiert auf der Unterschiedlichkeit der an der schwachen Wechselwirkung teilnehmenden Flavor-Eigenzuständen und den Masseneigenzuständen, die die räumliche und zeitliche Ausbreitung beschreiben. Die Flavor- und Masseneigenzustände sind über eine unitäre 3×3 Matrix verknüpft:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle.$$

mit den Indizes $\alpha = e, \mu, \tau$ für die Flavorzustände und $i = 1, 2, 3$ für die Masseneigenzustände. Das Konzept, dass an der Wechselwirkung teilnehmende Zustände nicht identisch mit den Masseneigenzuständen sein müssen, wurde historisch im K^0 -Sektor entdeckt und ist mittlerweile auf dem Quark-Sektor über die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix (CKM) etabliert.

In der Näherung ebener Wellen mit konstantem Impuls p_ν gilt für die zeitliche und räumliche Ausbreitung der sich aus dem Flavoreigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$ entwickelnden Summe über die Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ [Kay89]

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i e^{ip_\nu x} e^{-iE_i t}.$$

Die Energie E_i des Masseneigenzustands ergibt sich aus der Ruhemasse m_i und dem Impuls p_ν zu $E_i = \sqrt{p_\nu^2 + m_i^2} \approx p_\nu + \frac{m_i^2}{2p_\nu}$ für $m_i \ll p_\nu$, d.h. für den Fall, dass die Neutrino-ruhemasse klein ist gegenüber der verwendeten Neutrinoenergie (Impuls). Der Nachweis der Neutrinos erfolgt über die schwache Wechselwirkung. Um die Wahrscheinlichkeit für eine solche Wechselwirkung zu berechnen, führt man den Masseneigenzustand $|\nu_i\rangle$ auf die Flavoreigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ zurück:

$$|\nu_i\rangle = \sum_\beta U_{\beta i}^* |\nu_\beta\rangle.$$

Da die Neutrinos in guter Näherung trotz endlicher (kleiner) Ruhemasse relativistisch sind ($L \approx t$, in natürlichen Einheiten), gilt damit nach einer Flugstrecke L für den aus dem Flavoreigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$ am Ort $L = 0$ entstandenen Zustand:

$$|\nu_\alpha(L, L)\rangle = \sum_\beta \left[\sum_i U_{\alpha i} e^{-i \frac{m_i^2}{2p_\nu} L} U_{\beta i}^* \right] |\nu_\beta\rangle.$$

Der Zustand ist damit eine Überlagerung aller Flavoreigenzustände $|\nu_\beta\rangle$. Die Wahrscheinlichkeit P , im Abstand L von der Quelle einen dort als $|\nu_\alpha\rangle$ produzierten Flavoreigenzustand als Flavoreigenzustand $|\nu_\beta\rangle$ nachzuweisen ergibt sich damit zu

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta, L) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, L) \rangle|^2 = P_{\alpha\beta} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{E_\nu} \right). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Die quantenmechanische Interferenz der Masseneigenzustände bedingt also eine sich zeitlich bzw. räumlich verändernde Wahrscheinlichkeit, den Flavoreigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$ als Flavoreigenzustand $|\nu_\beta\rangle$ zu messen. Aus experimenteller Sicht unterscheidet man Experimente, die $|\nu_\beta\rangle$ direkt nachweisen (*appearance mode*) und Experimente, die ein Defizit an $|\nu_\beta\rangle$

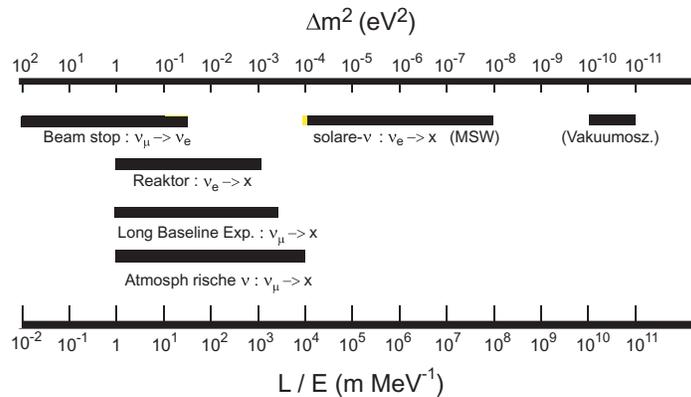


ABBILDUNG 3.1: Sensitivitätsbereiche verschiedener Typen von Neutrino-Oszillationsexperimenten.

– induzierten Ereignissen nachweisen (*disappearance mode*) . Aus statistischen Gründen sind *appearance mode* Experimente sensitiver, um ν -Oszillationen nachzuweisen.

Aus der Oszillationsformel ist ohne weitere Kenntnis der Koeffizienten $U_{\alpha i}$ ersichtlich, dass die Oszillationswahrscheinlichkeit stark abhängig ist von den Parametern der Differenz der Massenquadrate $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ in eV^2 , der Distanz L von der Quelle in m und der Neutrinoenergie E_ν in MeV. Die Nichtentartung der Masseneigenzustände ist dabei grundlegende Voraussetzung für das Phänomen der Neutrino-Oszillationen.

Die Oszillation wird neben den durch das jeweilige Experiment gegebenen Größen E_ν und L durch die Mischungsamplituden U_{ij} und die Massendifferenzen Δm_{ij}^2 bestimmt, von denen nur zwei unabhängig voneinander sind. Die Längenskala des Oszillationsphänomens wird durch die sog. Oszillationslänge L_{ij} festgelegt, die gleich der halben Schwingungsperiode im Raum ist:

$$L_{ij} = \pi \frac{E_\nu}{1.27 \cdot \Delta m_{ij}^2}$$

Sie definiert die Δm^2 -Bereiche auf die Neutrino-Oszillationsexperimente prinzipiell (unter Nichtbeachtung der Mischungswinkel) sensitiv sind. Folgende Fallunterscheidung ist wichtig für die Beschreibung von ν -Oszillationsexperimenten:

◇ $L \ll L_{ij}$

Das Oszillationsphänomen ist noch nicht stark ausgeprägt. Damit sind mögliche Oszillationsphänomene nur bei großen Mischungswinkeln möglich. Durch die Taylorentwicklung des \sin^2 -Terms gilt $\Delta m^2 \propto \sqrt{\langle P \rangle}$. Δm^2 -Werte, für die die Taylorentwicklung noch Gültigkeit besitzt bezeichnet man für jedes Experiment spezifisch als "kleine" Δm^2 -Werte. Beachtet man in erster Näherung, dass bei der Bestimmung von Obergrenzen $\langle P \rangle \propto \sqrt{N}$ (Anzahl gemessener Ereignisse) gilt, ergibt sich, dass die Sensitivität eines Experiments bei fester Neutrinoenergie für kleine Δm^2 nur schwach abhängig ist von der statistischen Genauigkeit und primär durch den Detektorabstand zur Quelle gegeben ist.

◇ $L \gg L_{ij}$

Für große Distanzen $L \gg L_{ij}$ dagegen ist die Oszillationslänge so kurz, dass aufgrund

der endlichen Energie- und Ortsauflösung des Detektors das Oszillationsphänomen verschmiert, da sich der $\sin^2(1.27 \Delta m_{ij}^2/E_\nu)$ -Term zu 1/2 mittelt und sich so eine konstante Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\alpha\beta}$ unabhängig von L einstellt. Diese für jedes Experiment spezifischen Δm^2 -Bereiche bezeichnet man als große Δm^2 -Bereiche.

Abbildung 3.1 illustriert die typischen Sensitivitätsbereiche solarer, atmosphärischer und terrestrischer Neutrinoexperimente.

Die Interpretation der Ergebnisse von Suchen nach Neutrino-Oszillationen sowohl in *appearance* wie auch in *disappearance* Kanälen wird oft vereinfacht durch die Beschränkung auf die Mischung von nur zwei Neutrino-Flavorzuständen. Die Oszillationsparameter reduzieren sich dann auf nur noch einen Mischungswinkel Θ und eine Massendifferenz Δm^2 . Für die Oszillationswahrscheinlichkeit P gilt dann die im folgenden auch für die Analyse des $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanals bei KARMEN verwendete Formel:

$$P_{\alpha\beta} = \sin^2(2\Theta) \cdot \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right). \quad (3.2)$$

In diesen Fällen sollte aber bei einem Vergleich verschiedener systematischer Experimente beachtet werden, dass der 2-Flavorformalismus eine sehr starke Vereinfachung der Oszillationsformel ist und solche Vergleiche modellabhängig sind. Zwar können beispielsweise die Oszillationsparameter des KARMEN und LSND Experiments in der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ *appearance* Analyse direkt miteinander verglichen werden, eine Hinzunahme von Reaktor *disappearance* Experimenten impliziert jedoch, dass $\nu_e \rightarrow \nu_x$ ausschließlich als $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ interpretiert wird.

Eine Übersicht weiterer möglicher modellabhängigen Vereinfachungen (wie z.B. Massenhierarchien) des kompletten 3-Flavor Formalismus gibt [Fog97].

3.2 Experimenteller Status Neutrino-Oszillationen

Im Folgenden wird ein Überblick der drei aktuellen Hinweise auf Neutrino-Oszillationen gegeben. Dabei liegt der Schwerpunkt bei einer detaillierten Beschreibung des LSND Experiments in Los Alamos.

3.2.1 Atmosphärische Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos entstehen im Wechselwirkungsmechanismus der kosmischen Höhenstrahlung mit den Kernen der oberen Atmosphäre. Die Zerfallsketten von Pionen und Kaonen produzieren Elektron- und Myoneneutrinos mit Energien bis zu 100 GeV. Da in jeder π^\pm und K^\pm Zerfallskette in ihren Hauptzweigen zwei Myoneneutrinos und nur ein Elektroneneutrino produziert wird, erwartet man ein Verhältnis von $\sim 2 : 1$ an $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Ereignissen im Vergleich zu $(\nu_e, \bar{\nu}_e)$ induzierten Ereignissen. Der Absolutfluss der Neutrino-Flavors ist jedoch nur mit einer Genauigkeit von 20% bekannt ist. Zur Reduktion systematischer Unsicherheiten auf 5% verwendet man daher als experimentelle Beobachtungsgröße das Doppelverhältnis $R = R_{\mu/e}^{Exp.} / R_{\mu/e}^{MC}$. Dabei ist $R_{\mu/e}^{Exp.}$ das Verhältnis der gemessenen $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Ereignissen zu $(\nu_e, \bar{\nu}_e)$ induzierten Ereignissen und $R_{\mu/e}^{MC}$

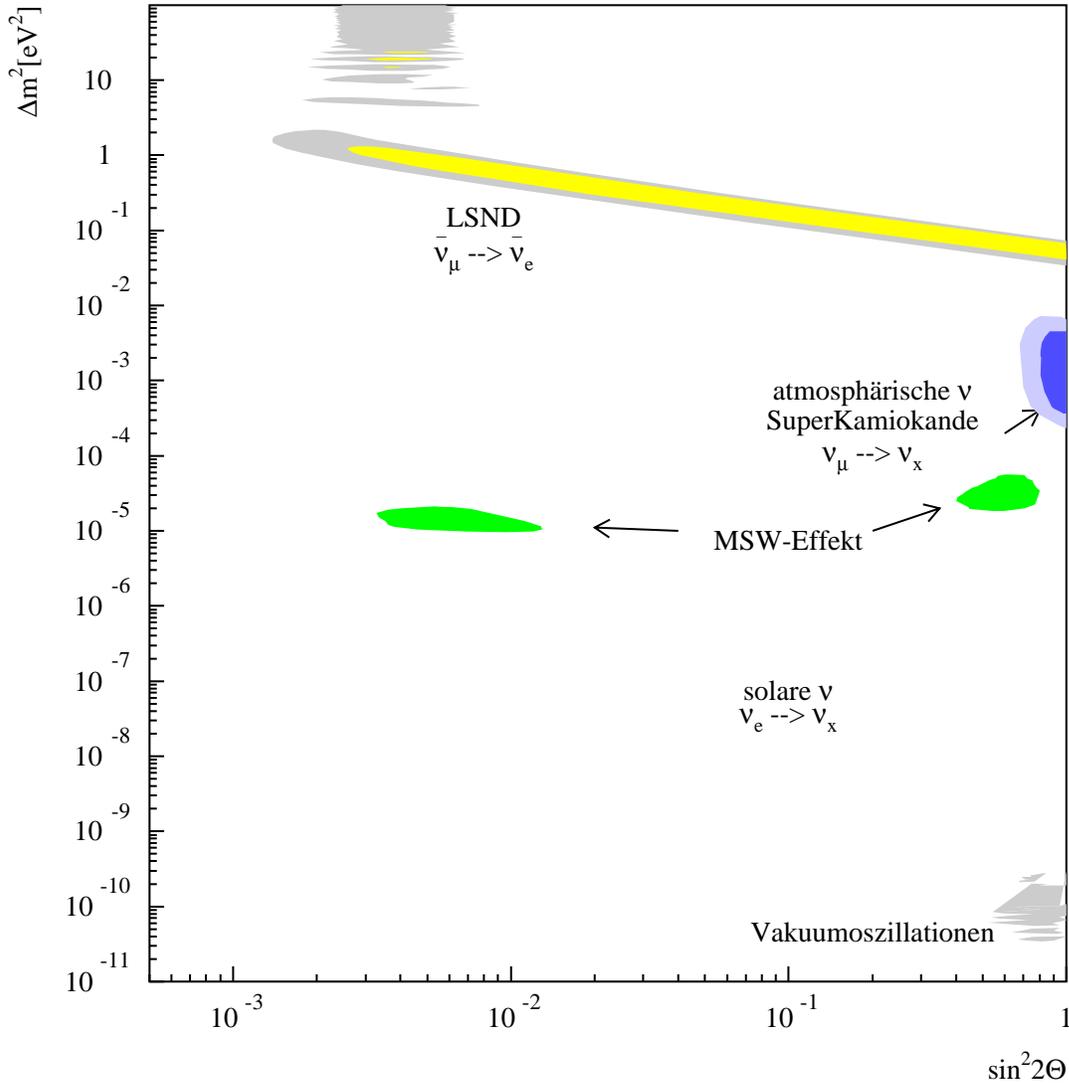


ABBILDUNG 3.2: Übersicht über die Evidenzen für Neutrino-Oszillationen aus Experimenten mit atmosphärischen und solaren Neutrinos sowie von LSND als Beschleunigerexperiment.

das analoge Verhältnis der Monte Carlo Simulation. Statistisch signifikante Abweichungen mit $R=0.55-0.64$ vom Erwartungswert $R=1$ wurden in mehreren Experimenten gemessen (IMB, Kamiokande, SuperKamiokande, Soudan2) [Bec92, Kam94, SKa98b, Sou97].

Die Winkelabhängigkeit des gemessenen Defizits bezüglich der Einfallrichtung der Neutrinos führte am 5. Juni 1998 zur Veröffentlichung einer Evidenz für Neutrino-Oszillationen atmosphärischer ν_μ 's durch die SuperKamiokande Kollaboration. Das SuperKamiokande Experiment ist ein 50 kt Wasser-Čerenkov-Detektor bei dem über den Čerenkovkegel der Endprodukte der neutrino-induzierten Nachweisreaktionen werden myonartige Ereignisse von elektronartigen Ereignissen getrennt werden. Darüber hinaus kann auch die Winkelverteilung der einfallenden atmosphärischen Neutrinos gemessen werden. Die Messungen

zeigen mit eindeutiger statistischer Signifikanz, dass Myon-neutrinos ein mit dem Flugweg in der Atmosphäre von der MC Erwartung abweichendes Verhalten aufweisen. Während der von unten kommende $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ -Fluss um einen Faktor 2 geringer als die MC Erwartung ist, zeigen die Elektron-neutrinos $(\nu_e, \bar{\nu}_e)$ eine der Erwartung folgende Winkelverteilung. Die atmosphärischen Daten von SuperKamiokande zeigen über einen weiten Energie- und Winkelbereich Konsistenz mit $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ Oszillationen. Das richtungsabhängige Defizit der ν_μ Ereignisse wird mit einer Abweichung von 8σ gegenüber der "No Oscillation" Hypothese angegeben [Wal99].

Eine wichtige Fragestellung für das Gesamtbild der Neutrino-Oszillationen ist die Unterscheidung zwischen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ und $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ Oszillationen. Hierbei repräsentiert ν_s ein steriles, also nicht schwach wechselwirkendes, Neutrino. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen werden durch die Datenanpassungen der SuperKamiokande Daten und durch das Reaktorexperiment CHOOZ ausgeschlossen und spielen höchstens eine subdominante Rolle. Die beste Datenanpassung findet sich für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen mit den Parametern:

$$\sin^2(2\Theta) = 1 \quad \Delta m^2 = 3.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

Abbildung 3.2 zeigt die bevorzugten Oszillationsparameter der atmosphärischen Neutrinos, gewonnen aus den SuperKamiokande Daten. Über den Nachweis der flavorunabhängigen neutralen Ströme:

$$\nu + X \rightarrow \nu' + X' + \pi^0$$

kann zwischen Oszillationen in aktive und sterile Neutrinos unterschieden werden. Nur im Falle der Mischung aktiver Neutrinos – also $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ – bleibt die neutrale Stromanregung unverändert, die über die Detektion des π^0 -Zerfalls nachgewiesen wird. Um systematische Unsicherheiten zu minimieren, wird experimentell wieder über ein Doppelverhältnis die Anzahl der gemessenen π^0 -Zerfälle auf ν_e -Ereignisse bezogen und auf die MC-Erwartung normiert. Im Falle $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ wird ein Verhältnis von 1 im Gegensatz zu einem Verhältnis von 0.83 im $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ Szenario erwartet. Der derzeitige experimentelle Wert:

$$R^{NC} = \frac{(\pi^0/e)^{Exp}}{(\pi^0/e)^{MC}} = 0.93 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.19(\text{sys.})$$

tendiert zu $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen. Ein zweiter systematisch unabhängiger Test der Oszillationen in sterile Neutrinos erfolgt über die Winkelabhängigkeit der von unten kommenden Myonspuren. Hier weicht die Beobachtung um 1.9σ vom Erwartungswert für $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ Oszillationen ab [Wal99] und bevorzugt wieder $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen.

3.2.2 Solare Neutrinos

Das solare Neutrinoproblem liefert den am längsten existierenden Hinweis auf Neutrino-Oszillationen. Bisher haben fünf solare Neutrinoexperimente ein klares Defizit an solaren ν_e Ereignissen gegenüber der Erwartung aus dem Standardsonnenmodell gemessen (siehe Tabelle 3.1). Drei der Experimente basieren auf radiochemischen Nachweismethoden. Bei diesen werden ν_e durch Einfang entweder an ^{37}Cl (Homestake) oder ^{71}Ga (GALLLEX, SAGE) nachgewiesen. Im Gegensatz dazu weisen Kamiokande bzw. SuperKamiokande den richtungsabhängigen Čerenkovkegel der $\nu_e - e^-$ Streuung nach. Das Standardsonnenmodell (SSM) sagt den ν_e -Fluss mit einer relativen Genauigkeit von $\sim 10\%$ voraus und

wird wesentlich gestützt durch experimentelle Bestätigungen seiner helioseismologischen Vorhersagen der Schallgeschwindigkeit in der Sonne [Bah97]. Das gemessene Defizit zeigt eine Abhängigkeit von der Nachweisschwelle des Experiments und somit eine Abhängigkeit der Produktionsreaktion innerhalb des pp-Zyklus. Dies impliziert eine Abhängigkeit des Defizits von der ν_e Energie. Datenanalysen, die versuchen die gemessenen Defizite über Variationen von Parametern des Standardsonnenmodells zu erklären, führen zu keinem Erfolg [Hat97].

Neutrino-Oszillationen könnten daher das solare ν_e - Defizit erklären. Neben der Vakuumoszillationslösung die die räumliche ν_e -Ausbreitung gemäss der Oszillationsformel 3.2 beschreibt, existiert als Lösung des Sonnenneutrino problems der MSW-Effekt (Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein), der eine mögliche resonanzartige Oszillationsverstärkung in Materie berücksichtigt [Wol78]. Die für den MSW-Effekt erlaubten Parameterbereiche, die in Abb.3.2 dargestellt sind, wurden durch eine kombinierte Analyse der solaren Neutrinodaten bestimmt [Hat97]. Eine mögliche experimentelle Unterscheidung zwischen der Kleinwinkel-Lösung ($\sin^2(2\Theta) \approx 10^6 \times^{-3}$) und der Großwinkellösung ($\sin^2(2\Theta) \approx 0.8$) des MSW-Effekts wird in Zukunft durch eine genaue Spektroskopie der Rückstosselektronen der $\nu_e e^-$ Streuung erwartet (SuperKamiokande, Borexino). Außerdem können die beiden Szenarien durch eine Tag-Nacht-Asymmetrie in den Neutrinozählraten am Tag (T) und in der Nacht (N) unterschieden werden, da es bei der Großwinkellösung zu Regenerationseffekten der potentiell oszillierten ν_e bei der Durchquerung der Erde kommt. In der Auswertung einer Messzeit von 825 Tagen misst SuperKamiokande eine 2σ -Asymmetrie von [Wal99]:

$$A = 2 \cdot \frac{N - T}{N + T} = -0.065 \pm 0.031 \pm 0.013$$

Vakuumoszillationen zeichnen sich hingegen durch eine stärkere jahreszeitliche Variation der Neutrinozählraten aus, als es die Variation des Neutrinoflusses aufgrund der Exzentrizität der Erdumlaufbahn erwarten lässt. Auch hier ist die statistische Signifikanz der Analysen noch nicht ausreichend, um die Modelle eindeutig zu unterscheiden.

Experiment	Resultat	Theorie	Resultat/Theorie	Referenz
Homestake	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.14$	$7.7^{+1.2}_{-1.0}$	0.33 ± 0.028	[Cle98]
Kamiokande	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$	$5.15^{+1.0}_{-0.7}$	0.54 ± 0.07	[Kam96]
SAGE	$70.3^{+8}_{-7.7}$	129^{+8}_{-6}	0.54 ± 0.06	[Gav99]
GALLEX	$76.4 \pm 6.3^{+4.5}_{-4.9}$	129^{+8}_{-6}	0.59 ± 0.06	[Gal96]
SuperKamiokande	$2.37^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.09 \pm 0.07$	$5.15^{+1.0}_{-0.7}$	0.46 ± 0.020	[SKa98a]

TABELLE 3.1: Solare Neutrino Daten und SSM Vorhersagen. Die Einheiten in der zweiten und dritten Spalte sind SNU. (Ausnahme bei Kamiokande and SuperKamiokande, hier ν -Fluss in $10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Theoriewerte nach [Bah98].

3.2.3 Terrestrische Neutrinos und das LSND-Experiment

Die Veröffentlichung einer Ereignisliste der LSND Kollaboration für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Neutrino-Oszillationen im Oktober 1995 [Ath95] bedeutete den ersten Hinweis auf Neutrino-Oszillationen unter Laborbedingungen. Ein Jahr später publizierte das LSND Experiment

Evidenz für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit möglichen Massendifferenzen Δm^2 von 0.1-100 eV² und einer Oszillationswahrscheinlichkeit von 0.31% [Ath96a][Ath96b]. Die Existenz von Neutrino-Oszillationen mit Massendifferenzen im Bereich von einigen eV² hätte grundlegende Konsequenzen für Kosmologie und die Suche nach dunkler Materie sowie die gesamte Teilchenastrophysik. Im November 1998 beendete das LSND Experiment die Datennahme und konnte während einer insgesamt sechsjährigen Messzeit die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Evidenz statistisch erhärten. Weiterhin manifestierte LSND seine Evidenz für Neutrinoszillationen über den unabhängig untersuchten $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Kanal [Ath97b]. Die aktuellen bevorzugten Oszillationsparameter Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ liegen größtenteils in einem Parameterbereich, der in keinem Widerspruch zu experimentellen Obergrenzen früherer Experimente steht. KARMEN2 ist mittelfristig das einzige Experiment mit ausreichender Sensitivität, um diese Evidenz zu überprüfen. Aufgrund der Relevanz des LSND Ergebnisses für das KARMEN Experiment und seinen Upgrade wird nachfolgend eine detaillierte Beschreibung des LSND Experiments, seiner Analysetechniken und Messresultate gegeben.

Das LSND¹ [Ath97] Experiment am LAMPF² Beschleuniger des Los Alamos National Laboratory (LANL) benutzt wie KARMEN primär die Zerfallskette des π^+ in Ruhe (Decay at Rest, DAR) als Neutrino-Produktion zur Suche nach Neutrino-Oszillationen. Hauptunterschiede zum KARMEN Experiment liegen insbesondere in der Zeitstruktur der Neutrino-Produktion, der Targetkonfiguration, der Detektortechnik und der geometrischen Lage des Detektors.

Am LAMPF Beschleuniger werden mit einer Wiederholungsfrequenz von 120 Hz Protonen mit 800 MeV kinetischer Energie mit einer typischen Strahlintensität von 1 mA auf ein Wassertarget mit nachfolgendem Kupfer *beam dump* geschossen. Der 600 μ s lange Protonenpuls besitzt eine Substruktur von 0.25 ns breiten Protonenpulsen mit einer Taktfrequenz von 201.25 MHz. Damit besitzt das LSND Experiment einen klar höheren Strahlstrom wie KARMEN, kann dafür aber nicht die 2.2 μ s Zeitstruktur neutrinoinduzierter Ereignisse aus dem μ^+ -Zerfall ausnutzen. Die Targetkonfiguration besteht aus einem 30 cm langen Wassertarget mit anschließendem Pion-Zerfallsvolumen und dem eigentlichen *beam dump* Target aus Kupfer in dem die Protonen gestoppt werden. Zeitweise sind dem Haupttarget verschiedene Materialproben zur Produktion von Radioisotopen vorangelagert. Das Wassertarget dient hauptsächlich zur Produktion von π^+ , die im anschließenden Zerfallsvolumen teilweise zerfallen und dabei hochenergetische ν_μ mit Energien bis zu 250 MeV erzeugen. Die Hauptproduktion an Neutrinos findet jedoch über die $\pi^+ - \mu^+$ -Zerfallskette statt. Die intrinsische $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus dem Target beträgt $7.5 \cdot 10^{-4}$ relativ zum $\bar{\nu}_\mu$ -Fluss und ist damit nur leicht gegenüber KARMEN erhöht. In den Jahren 1993-1995 wurde mit der beschriebenen Konfiguration gemessen, während zwischen 1996 und 1998 das Wassertarget entfernt wurde, und durch ein Wolfram-Target zur militärischen Tritiumproduktion ersetzt wurde.

Der LSND Detektor verwendet sowohl Čerenkovlicht als auch Szintillationslicht für den Teilchennachweis. Der zylindrische Tank mit einem Fassungsvermögen von 167 t Mineralöl besitzt eine Photomultiplierflächenabdeckung von $\sim 25\%$. Das Mineralöl ist mit 0.031

¹Liquid Scintillator Neutrino Detector

²Los Alamos Meson Physics Facility

g/l Szintillator versetzt, resultierend in einem Verhältnis von 5:1 von Szintillationsphotonen zu Čerenkovphotonen. Durch die verschiedenen Ankunftszeiten und Intensitäten an den Photomultipliern von verzögertem Szintillationslicht, promptem Čerenkovlicht und remittiertem Szintillationslicht kann über einen Teilchenidentifikationsalgorithmus (PID) zwischen relativistischen Teilchen (e^\pm) und nichtrelativistischen Teilchen (p) unterschieden werden. Der PID-Algorithmus zeigt für Positronen der Energie von 20 MeV eine Effizienz von 40% und für Positronen mit Energien von 50 MeV eine Effizienz von 90%.

Der Detektor befindet sich in einem mittleren Abstand von ca. 30 m und unter einem Winkel von 7 Grad zum Target. Das LSND Sensitivitätsmaximum für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen liegt bei $\sim 2\text{eV}^2$ und aufgrund des höheren Abstands zur Quelle bei gleichem Neutrinoenergiespektrum ist LSND generell sensitiver als KARMEN auf Neutrino-Oszillationen bei Δm^2 Werten $< 1\text{eV}^2$.

$\bar{\nu}_e$ werden wie bei KARMEN über den inversen β -Zerfall am Proton $p(\bar{\nu}_e, e^+)$ n nachgewiesen. Das verzögerte Neutron wird dann über seinen Einfang am Proton detektiert. Eine neutronenartige Sequenz definiert sich im LSND Experiment über einen hohen Wert des Wahrscheinlichkeitsverhältnisses R

$$R = \frac{P(E, \Delta r, \Delta T)^{korrr.}}{P(E, \Delta r, \Delta T)^{unkorr.}} \quad (3.3)$$

R ist definiert als die Wahrscheinlichkeit, dass die gemessenen Signaturen E (Energie), Δr (radialer Abstand) und ΔT (Zeitdifferenz) des verzögerten Ereignisses einer neutronenartigen Sequenz (korreliert) entsprechen, normiert auf die Wahrscheinlichkeit einer unkorrelierten Sequenz.

Zur Visualisierung des Ereignisüberschusses wird eine Fenstermethode auf Sequenzen mit hohem Wahrscheinlichkeitsverhältnis R angewandt. Der Datenschnitt $R > 30$ führt zu einer sehr starken Unterdrückung des Untergrundes von Sequenzen mit unkorrelierten Gammaquanten. Nach Subtraktion des in den Strahlpausen bestimmten kosmisch induzierten Untergrundes und des berechneten neutrinoinduzierten Untergrundes vom Rohdatenenergiespektrum erhält man das Energiespektrum der Überschussereignisse. In diesem Zusammenhang werden Ereignisse mit Energien größer 36 MeV als "Gold Plated Events" bezeichnet, da bei diesem Energieschnitt nur eine kleine Untergrunderwartung existiert. Abbildung 3.3 zeigt die Energieverteilung der Überschussereignisse für Sequenzen mit $R > 30$ unterteilt in die zwei unabhängigen Datensätze 1993-1995 (mit Wassertarget Abb. a)) und 1996-1998 (ohne Wassertarget Abb. b)). Es sei betont, dass das Wassertarget auf die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse keinen starken Einfluss haben sollte, da die $\bar{\nu}_\mu$ Produktion im Wassertarget nur 1 m weiter entfernt als vom *beam dump* auftritt (gleiche Abstandsverteilung und damit gleiche Δm^2 -Sensitivität. Die gestrichelten Linien zeigen die Simulation des Oszillationssignals unter Annahme der von LSND favorisierten kleinen $\Delta m^2 < 1\text{eV}^2$. Es zeigt sich für den Zeitraum 1996-1998 eine deutliche Verschiebung des Energiespektrums zu kleinen Energien und damit zu einer Bevorzugung von $\Delta m^2 < 1\text{eV}^2$, während das Energiespektrum 1993-1995 zu höheren Energien und damit zu großen Δm^2 -Werten ($\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$) tendiert³.

Die Bestimmung der Überschussereignisse mit der einfachen Fenstermethode besitzt den

³Die abgebildeten Überschussverteilungen und MC-Spektren wurden aus den Publikationen [Ath96a]

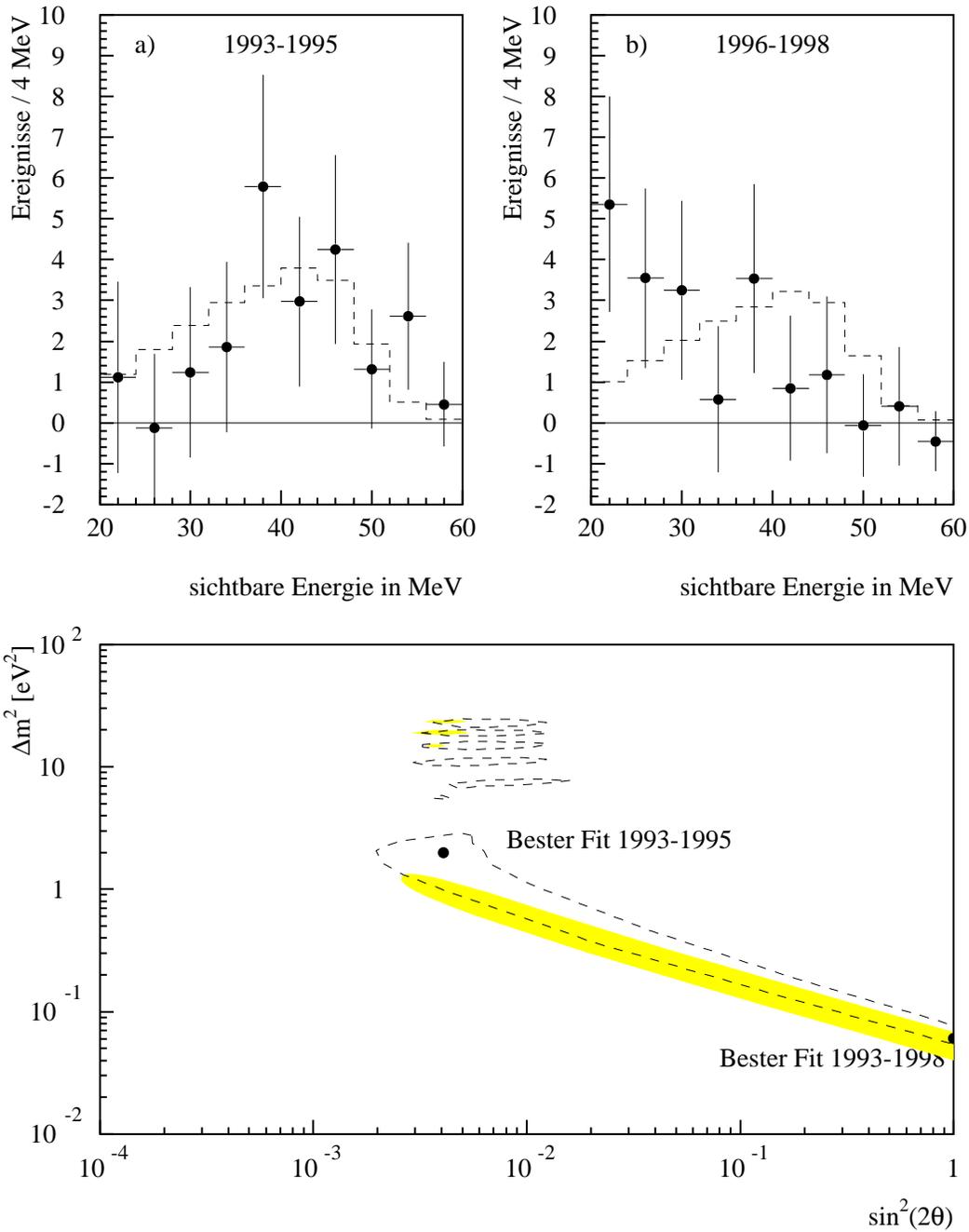


ABBILDUNG 3.3: Energieverteilung der LSND Überschussereignisse für Sequenzen $R > 30$ für den Zeitraum a) 1993-1995 (mit Wassertarget) (b) 1996-1998 (ohne Wassertarget). c) Verschiebung der favorisierten Oszillationsparameter. Gestrichelt: Likelihood bevorzugte Gebiete des Datensatzes 1993-1995 ($\sim 90\%$ C.L.). Graue Flächen: Likelihood bevorzugte Gebiete für Gesamtdatensatz.

und [Chu99] bei konservativer Behandlung der statistischen Fehlerbalken bestimmt. Für den Datensatz 1996-1998 handelt es sich um vorläufige Ergebnisse.

Vorteil, dass die Signalbestimmung unabhängig von Modellannahmen ist (z.B.: $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Hypothese). Insgesamt werden im gesamten Datensatz für $R > 30$ und zwischen 20-60 MeV 70 Ereignisse gemessen. Abzüglich des kosmisch induzierten Untergrundes von 17.7 ± 1.0 Ereignissen und des strahlkorrelierten Untergrund von 12.8 ± 1.7 Ereignissen verbleibt ein Überschuss von 39.5 ± 8.8 Ereignissen. Im Datenensemble der Gold Plated Events wird ein Überschuss von (23.5 ± 5.8) Ereignissen gemessen.

Die bevorzugten Parameterbereiche in $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 unter der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Hypothese werden demgegenüber im Rahmen einer Likelihoodmethode bestimmt. Als Signaturen eines Ereignisses werden in der Analyse die Energie, der Abstand und der Stosswinkel zur Neutrinoflugrichtung des prompten Ereignisses, sowie der R-Parameter zur Beschreibung der Sequenz benutzt. Die aus der Likelihoodmethode bestimmten Oszillationsparameter sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Die Flächen repräsentieren die sogenannten 90% Likelihood-Flächen – auch bevorzugten Bereiche genannt – die nur im Idealfall auch 90% Konfidenzintervallen entsprechen. Auf diesen Zusammenhang wird später im Kapitel 5.3 detaillierter eingegangen. Deutlich ist die Verschiebung zu kleinen Δm^2 -Lösungen – bedingt durch die niederenergetischen Ereignisse im Zeitraum 1996-1998 – ersichtlich. Gemäß dem Likelihoodresultat werden die Daten 1993-1995 mit $\Delta m^2=2 \text{ eV}^2$ und $\sin^2(2\Theta) = 6 \cdot 10^{-3}$ am Besten beschrieben. Nach Hinzunahme des Datensatzes 1996-1998 verschiebt sich die beste Datenanpassung zu $\sin^2(2\Theta) = 1$ und $\Delta m^2=0.06 \text{ eV}^2$. Die Oszillationswahrscheinlichkeit P bestimmt sich zu ⁴:

$$P = (0.33 \pm 0.09(sta.) \pm 0.05sys.)\% \quad (3.4)$$

Redundanz erhält das $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ergebnis aus der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Analyse des 1993-1995er Datensatzes für ν_μ aus dem π^+ -Zerfall im Fluge (*Decay In Flight, DIF*). Unter Annahme von CP-Invarianz der Mischungsmatrix müssen für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen die gleichen Oszillationsparameter wie in $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen gelten. Die ν_μ oszillieren potentiell in ν_e und können durch die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ nachgewiesen werden. Für die DIF-Analyse wurde zur besseren Rekonstruktion des Elektrons ein neuer PID - Algorithmus entworfen. Im Energiebereich 60-200 MeV werden 40 Ereignisse bei einer Untergrunderwartung von 21.0 ± 2.1 Ereignisse gemessen. Der damit verbundene Ereignisüberschuss von 18.1 ± 6.6 Ereignissen entspricht einer Oszillationswahrscheinlichkeit von $P = (2.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}$, und bestätigt damit die Oszillationswahrscheinlichkeit aus dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal. In der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Analyse ist es aufgrund fehlender Statistik allerdings nicht möglich, verschiedene Δm^2 -Bereiche über die Energieverteilung der Überschussereignisse signifikant zu diskriminieren.

Obergrenzen für Neutrino-Oszillationen aus Reaktor- und Beschleunigerexperimenten

Neutrinos ($\bar{\nu}_e$) aus Kernreaktoren, d.h. aus β^- -Zerfällen der neutronenreichen Spaltprodukte, sind für die Suche nach $\bar{\nu}_e$ Oszillationen aufgrund ihrer niedrigen Energie (< 10 MeV) geeignet, um Massendifferenzen ab $\Delta m^2 \approx 10^{-3} \text{ eV}^2$ zu testen. Kernreaktoren stellen

⁴Die Oszillationswahrscheinlichkeit wird allerdings nicht aus der Likelihoodmethode bestimmt, sondern mit einer χ^2 -Methode, die den Anteil wahrer Sequenzen am gefundenen Strahlüberschuss durch eine Anpassung der R-Verteilungen zufälliger und korrelierter Sequenzen an die gemessene Verteilung bestimmt.

die intensivste terrestrische Neutrinoquelle dar. Die $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen werden über ein signifikantes Defizit der $\bar{\nu}_e$ -Nachweisreaktion $p(\bar{\nu}_e, e^+)$ nachgewiesen. Bisher konnte in keinem Reaktorexperiment Hinweise für $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ Oszillationen (also auch $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$) gefunden werden. Die derzeit sensitivsten Reaktorexperimente Bugey [Ach95], und CHOOZ [Apo97] schliessen mit 90% Vertrauensgehalt $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ -Oszillationen im 2-Flavor-Formalismus mit Mischungswinkeln $\sin^2(2\Theta) > 0.02$ bzw. $\sin^2(2\Theta) > 0.1$ [Apo99] im LSND Massenbereich aus. Eine Verbesserung der Ausschlussgrenzen bezüglich der Mischungsamplitude $\sin^2(2\Theta)$ ist hier in Zukunft nicht zu erwarten, da sich zukünftige Reaktorexperimente auf den Bereich noch kleinerer Massendifferenzen ($\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{eV}^2$) zur Überprüfung der Großwinkellösung des MSW-Effektes konzentrieren (z.B. KamLAND [Kam98]).

In zahlreichen Experimenten werden hochenergetische $\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$ -Strahlen an Protonsynchrotronen zur Suche nach Neutrino-Oszillationen benutzt (BNL776 [Bor92], NOMAD [Mez99], CCFR [Rom97]). Da mögliche Neutrino-Oszillationen wie $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ auf einer Strecke L eines Pionzerfalltunnels stattfinden, ist das Verhältnis L/E_ν nur ungenau bestimmt und Oszillationseffekte "verschmieren". In den drei genannten Experimenten wird im Falle von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ bzw. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen nach einem Überschuss von $\bar{\nu}_e$ (bzw. ν_e) -induzierten Ereignissen in einem $\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$ *wide band beam* gesucht. Die typischen Energien der $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ liegen hierbei bei mehreren GeV. Die Oszillationssuchen bedingen eine exakte Kenntnis des Neutrinostrahls bezüglich seines Flusses, Spektrums und Flavor-Komposition. Die Sensitivität der Experimente ist limitiert durch die intrinsische Kontamination des Strahls mit ν_e und $\bar{\nu}_e$, die 1-2 Größenordnungen über der intrinsischen Kontamination vom KARMEN bzw. dem LSND Experiment liegen. In den bisherigen Experimenten dieser Art sind keine ν -Oszillationen entdeckt worden. Das bis zur Veröffentlichung der KARMEN2 Ergebnisse sensitivste Experiment BNL776 im Kanal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ konnte zwar bis 1995 die LSND-Evidenzflächen teilweise eingrenzen, verlor aber durch die Verschiebung der LSND-Evidenzflächen in den Jahren 1996-1998 an Aussagekraft. Die Ausschlusskurven der Experimente befinden im Kapitel 6 der Diskussion der KARMEN2 Ergebnisse.

3.3 LSND und das Neutrino-Puzzle

Derzeit existieren also drei systematisch unabhängige Hinweise auf Neutrino-Oszillationen: solare Neutrinos, atmosphärische Neutrinos und das LSND Experiment. Um die experimentellen Resultate geschlossen innerhalb des ν -Oszillationsformalismus zu erklären, werden 3 unabhängige Skalen für die Massendifferenzen Δm^2 benötigt:

$$\begin{aligned} \Delta m_{\text{solar}}^2 &\sim 10^{-5} \text{eV}^2 \text{ (MSW)} \quad \text{oder} \quad \Delta m_{\text{solar}}^2 \sim 10^{-10} \text{eV}^2 \text{ (VO)} \\ \Delta m_{\text{atm}}^2 &\sim 5 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \\ \Delta m_{\text{LSND}}^2 &\sim 1 \text{eV}^2 \end{aligned}$$

Allerdings bedarf es bei 3 verschiedenen Massendifferenzen der Existenz von mindestens vier Masseneigenzuständen im Widerspruch zum Standardmodell. In diesem Zusammenhang wird zur globalen Erklärung des Neutrinoproblems entweder einer der drei Effekte nicht den Neutrino-Oszillationen zugeschrieben (im folgenden Szenario A) oder es wird ein steriles Neutrino ν_s eingeführt (im folgenden Szenario B). Die Forderung eines vierten sterilen Neutrinozustandes ist bedingt durch die Z^0 -Zerfallsbreite, die nur 3 aktiv wechselwirkende Neutrino flavor zulässt. Ob die Existenz eines vierten, sterilen Neutrinos im

Widerspruch zu den Vorhersagen der Big Bang Nukleosynthese steht wird derzeit kontrovers diskutiert [Cop97, Lis99].

Szenario A

In ν -Massenmodellen, die einen der drei experimentellen Effekte (solar, atmosphärisch, LSND) nicht Neutrinoszillationen zuschreiben, wird im Allgemeinen das LSND Resultat für ν -Oszillationen verworfen, da es sich hier um einen bisher nicht von einem zweiten Experiment verifizierten Effekt handelt. In diesem Fall wird ein hierarchisches Massenspektrum durch zwei Massendifferenzen Δm^2_{21} und Δm^2_{31} beschrieben. Δm^2_{21} ist relevant für die solaren Neutrinos, während Δm^2_{31} die atmosphärischen Neutrinoeffekte erklärt. Eine kombinierte Analyse der solaren und atmosphärischen Daten Neutrinodaten mit den Daten des Reaktor *disappearance*-Experiments CHOOZ erzeugt bei einem hierarchischen Massenspektrum folgende Mischungsmatrix [Bil99]:

$$\text{Vakuum Oszillationen:} \quad \left(\begin{array}{ccc} 0.71 - 0.88 & 0.48 - 0.71 & \ll 1 \\ 0.34 - 0.61 & 0.50 - 0.76 & 0.51 - 0.71 \\ 0.24 - 0.50 & 0.36 - 0.62 & 0.71 - 0.86 \end{array} \right).$$

Diese Mischungsmatrix ist gültig für die Beschreibung der solaren Neutrinos mit Vakuumoszillationen. Die analogen Mischungsmatrizen für den Fall der Groß- und Kleinwinkellösung des MSW-Effektes kann ebenfalls [Bil99] entnommen werden. Allen drei Fällen ist $|U_{e3}| \ll 1$ gemeinsam, das heißt einer vernachlässigbaren Kopplung des Elektronneutrinos an den schwersten Masseneigenzustand. Das atmosphärische Neutrinoproblem entkoppelt von den solaren Neutrinos und beide Phänomene können in guter Näherung im 2-Flavorformalismus der $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ und $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen diskutiert werden

Andere, hier nicht beschriebene Modelle geben die Abhängigkeit des solaren Defizits von der Nachweisschwelle des Experimentes auf [Thu98, Bar98b] oder beschreiben das Myon-neutrinodefizit bei den atmosphärischen Neutrinos mit Hilfe eines hypothetischen ν_μ -Zerfalls [Bar98c, Bar99].

Szenario B

In einem Szenario mit drei aktiven und einem sterilen Neutrino erfüllen 2 Massenspektren die erfolgreiche Beschreibung der experimentellen Situation [Oka97]:

$$(a) \quad \underbrace{\overbrace{\nu_1 < \nu_4}^{\text{atm}} \ll \overbrace{\nu_2 < \nu_3}^{\text{solar}}}_{\text{LSND}} \quad \text{und} \quad (b) \quad \underbrace{\overbrace{\nu_1 < \nu_4}^{\text{solar}} \ll \overbrace{\nu_2 < \nu_3}^{\text{atm}}}_{\text{LSND}}. \quad (3.5)$$

Die vier Masseneigenzustände bilden in diesen Szenarien zwei Dubletts mit kleinen "internen" Δm^2 (Abb. 3.4), die durch eine Lücke mit einer Massendifferenz im eV-Bereich getrennt sind. Die LSND Evidenz wird hier assoziiert mit dem Übergang des Dubletts der Masseneigenzustände ν_4, ν_1 zu ν_2, ν_3 . Das LSND Messresultat hebt sich durch den *appearance* Charakter der Messung gegenüber dem solaren und atmosphärischen Neutrinodefizit hervor. Damit verbleiben für die Integration eines vierten, sterilen Neutrinos nur die solaren oder atmosphärischen Neutrinos. Aufgrund der stark bevorzugten (wenn auch noch

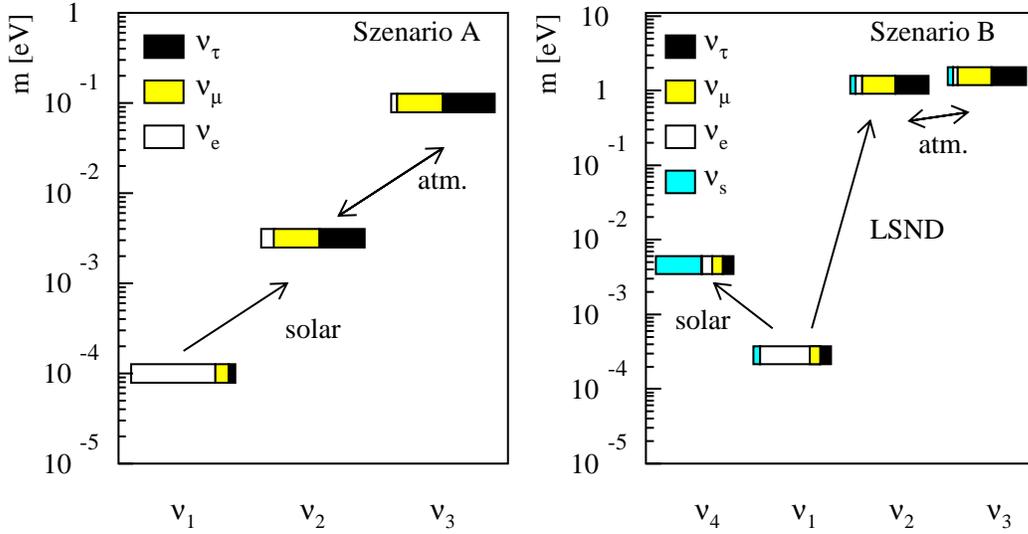


ABBILDUNG 3.4: Mögliche Masseneigenzustände in den beschriebenen Szenarien A und B

nicht signifikanten) Beschreibung der atmosphärischen Neutrinomessungen mit $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen gegenüber $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ Oszillationen wird deshalb in diesem Szenario die Mischung von solaren ν_e in ν_s favorisiert. Dies entspricht in der Fallunterscheidung Gl.3.5 dem Fall (a). Die Abbildung 3.4 b) zeigt dieses Szenario, wobei zur Bestimmung der Mischungsmatrix der *Small Mixing Angle* MSW-Effekt zur Beschreibung des solaren Defizits angesetzt wurde. Wie die Abbildung über die Zusammensetzung der Masseneigenzustände impliziert kommt es zu einer starken Mischung zwischen ν_μ und ν_τ , da beide Masseneigenzustände ν_2, ν_3 dominante ν_μ und ν_τ Anteile besitzen. Das ν_2, ν_3 -Dublett ist beinahe entartet und erklärt damit die Massendifferenz zur Beschreibung des atmosphärischen Neutrinodefizits. In diesem Bild entspricht ν_μ hauptsächlich einer Linearkombination der Masseneigenzustände ν_2, ν_3 , während ν_e beinahe identisch mit dem Masseneigenzustand ν_1 ist. Dies erklärt sowohl den kleinen Mischungswinkel der LSND-Evidenz, als auch die MSW-Lösung mit kleiner Mischungsamplitude.

Bewertung

Die Unterschiedlichkeit der vorgestellten Szenarien und die daraus resultierenden Konsequenzen für das Verständnis der Teilchenphysik unterstreicht die Wichtigkeit zu überprüfen, ob die gemessenen Effekte zweifelsfrei aus Neutrino-Oszillationen stammen. Mit der nächsten Generation von solaren Neutrinoexperimenten kann der bolometrische Neutrinofluss über die flavorunabhängigen neutralen Stromanregungen bestimmt und damit das Sonnenstandardmodell bezüglich Neutrinoemission genauer überprüft werden. Weiterhin besitzen die Experimente das Potential ν_e Umwandlungen in sterile Neutrinos zu überprüfen. Auf dem Sektor der atmosphärischen Neutrinos wird der Effekt in Long-Baseline Experimenten unter Laborbedingungen überprüft (K2K [Nis97], CERN-Gran

Sasso [Ika94, Ope97] bzw. Fermilab–Soudan [Min95]) und sollte möglicherweise nicht nur in disappearance Experimenten sondern auch in ν_{τ} -appearance Experimenten verifiziert werden.

Das KARMEN2 Experiment ist für den Zeitraum bis ~ 2002 das einzige Experiment, das sensitiv auf den Δm^2 -Bereich von $\sim 1\text{eV}^2$ bei kleinen Mischungswinkeln ist und somit das LSND-Resultat verifizieren oder ausschließen kann. Die Bedeutung des LSND Resultats für das Neutrino-Puzzle ist sehr hoch, da es die Existenz eines vierten, sterilen Neutrinozustandes ν_s impliziert. Falls die LSND Hypothese allerdings widerlegt werden könnte, können die globalen Neutrinodaten ohne die Einführung eines sterilen Zustandes erklärt werden. Damit besitzt das KARMEN2 Ergebnis mit seinem Potential eine sehr hohe Relevanz für theoretische Modelle der Neutrinomassen und deren Ursprung.

Kapitel 4

Untergrundanalysen für die Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen

Die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit einer vom LSND Experiment motivierten Oszillationswahrscheinlichkeit $P \approx 3 \cdot 10^{-3}$ lässt auch in einem Detektor in der Größenordnung von KARMEN nur wenige (~ 10) Oszillationsereignisse erwarten. Um auf die Oszillationseffekte sensitiv zu sein, muss der verbleibende Untergrund mindestens in der gleichen Größenordnung liegen. Dies erfordert neben einer klaren $\bar{\nu}_e$ -Nachweissignatur ein sehr gutes Verständnis aller Untergrundreaktionen. In diesem Kapitel werden nach der Vorstellung der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationssignatur (Abschnitt 4.1) die verschiedenen Untergrundkomponenten der Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen diskutiert und analysiert (Abschnitt 4.2). Mit den guten Detektoreigenschaften in Energie, Ort und Zeit können die drei dominanten Untergrundkomponenten für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse durch spezifische Wahl von Datenschnitten quantitativ und qualitativ präzise gemessen werden. Die genaue Kenntnis des zu erwartenden Untergrundes in Quantität und Signatur ist grundlegende Voraussetzung für die Interpretation des Messresultats.

4.1 $\bar{\nu}_e$ -Nachweis – Die Oszillationssignatur

Elektronantineutrinos werden über inversen β -Zerfall an den Targetatomen ^1H und ^{12}C des Szintillators nachgewiesen. Die gleichzeitige Produktion eines hochenergetischen Positrons und eines Neutrons bei der dominierenden Einfangreaktion an den Protonen des Szintillators führt zu einer klaren Signatur für den $\bar{\nu}_e$ -Nachweis. Das Neutron wird aufgrund von Thermalisierungs- und Diffusionsprozessen zeitlich verzögert in räumlicher Koinkidenz zum prompten Positron nachgewiesen (Abschnitt 4.1.3). Prinzipiell kann auf den Nachweis des Neutrons verzichtet werden. Die Analyse der vollständigen sequentiellen Struktur eines $\bar{\nu}_e$ besitzt jedoch zwei entscheidende Vorteile. Zum einen verbessert es gegenüber einer reinen *Single Prong* Analyse die Sensitivität um ca. 20%, insbesondere durch das signifikant steigende Signal zu Untergrundverhältnis. Zum Anderen beinhaltet die Untergrunderwartung in der *Single Prong* Analyse eine systematische Ungenauigkeit von 40%, deren Ursache die ungenaue Kenntnis des $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ Wirkungsquerschnitts ist. Diese Systematik wird bei der Suche nach der vollständigen sequentiellen Struktur eliminiert, da ν -induzierte Reaktionskanäle an ^{13}C mit Neutronenemission vernachlässigbar sind.

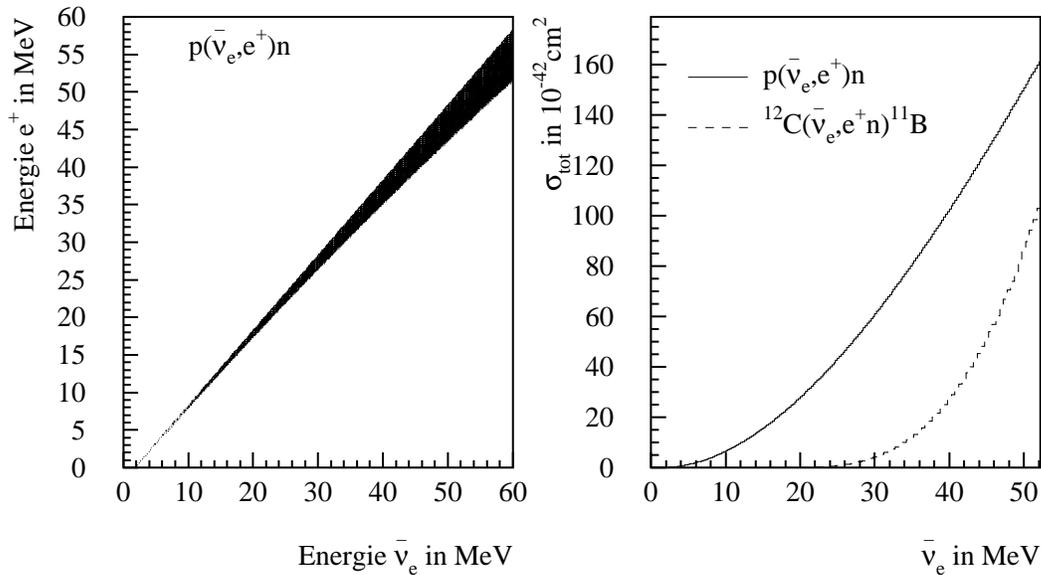
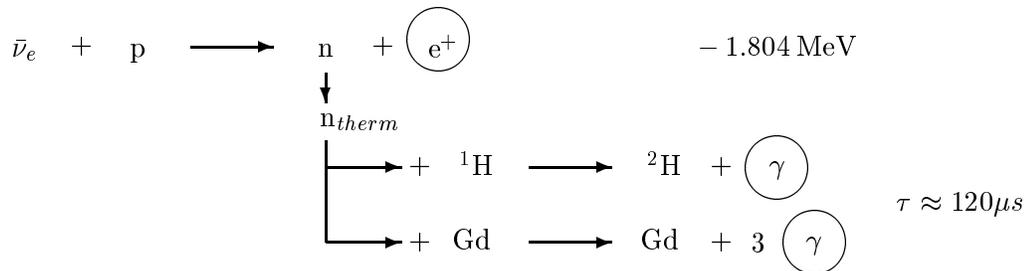


ABBILDUNG 4.1: (a) Positronenenergien in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie für die Reaktion $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$. (b) Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ im Vergleich zu $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{11}\text{B}$.

Der $\bar{\nu}_e$ -Einfang am Proton (Abschnitt 4.1.1) ist vor dem $\bar{\nu}_e$ -Einfang an ^{12}C (Abschnitt 4.1.2) des Szintillators der dominierende Prozess. Reaktionen an den Isotopen von Wasser- und Kohlenstoff dürfen in der Sequenzanalyse vernachlässigt werden.

4.1.1 Der inverse β -Zerfall am Proton

Die 'klassische' inverse β -Zerfallsreaktion an den freien Protonen des Szintillators



hat einen Q-Wert von nur 1.8 MeV. Ausgehend vom ursprünglichen Michel-verteilten $\bar{\nu}_\mu$ -Quellspektrum für die einlaufenden $\bar{\nu}_e$ reichen die deponierten Energien der Positronen damit bis zu 51 MeV und verursachen ein hochenergetisches promptes Signal im Detektor. Die Positronen zeigen gemäß den einlaufenden $\bar{\nu}_e$ eine exponentielle 2.2 μs -Zeitverteilung. Nach seiner Thermalisierung wird das entstandene Neutron über seinen Einfang an einem Proton oder Gd-Kern in zeitlicher und räumlicher Koinzidenz nachgewiesen und führt so zu einer sequentiellen Struktur vom $\bar{\nu}_e$ -Nachweis. Die Signaturen des Neutronennachweises sind in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

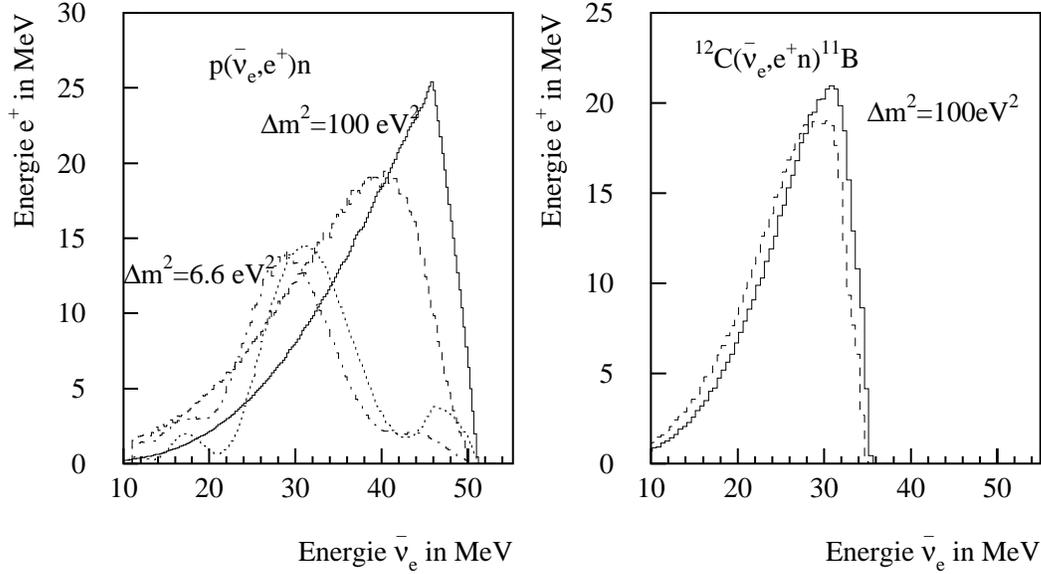


ABBILDUNG 4.2: (a) Theoretisch berechnete Positronenenergien aus $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ für $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ (durchgezogene Linie) und $\Delta m^2 = 6.6 \text{ eV}^2$ (gepunktete Linie). Die benachbarten, zu kleineren Energien verschobenen Kurven entsprechen den sichtbaren Energien im Detektor (inklusive Detektorantwort). (b) Erwartetes Energiespektrum für e^+ aus $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{11}\text{B}$ (gestrichelte Linie). Durch gleichzeitige ^{11}B -Kernabregungen mit Gammaemission verschiebt sich das sichtbare Energiespektrum um 1.2 MeV zu höheren Energien (durchgezogene Linie).

Der energieabhängige sowie der differentielle Wirkungsquerschnitt des inversen β -Zerfalls am Proton (Abbildung 4.1) sind bis in höhere Ordnungen theoretisch sicher berechenbar und bilden auch wichtige Grundlage für $\bar{\nu}_e$ -*disappearance* Experimente an Reaktoren. Ausgehend von einem $\bar{\nu}_\mu$ -Quellspektrum integriert sich der totale Wirkungsquerschnitt zu $\sigma = 93.6 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ [Fay85, Rap96]. Die Zahl der Protonen im Gesamtdetektor beträgt $n_p = 4.52 \times 10^{30}$.

Die Energiedeponierungen der Positronen bei Neutrino-Oszillationen ist über die Oszillationsformel in Stärke und Form abhängig von der Massendifferenz der beteiligten Masseigenzuständen Δm^2 . Die räumliche Ausdehnung des Detektors und die kontinuierliche Energieverteilung der $\bar{\nu}_\mu$ Neutrinos führen zu unterschiedlichen Positronenspektren mit teilweise sehr charakteristischen Formmerkmalen. Bei $\Delta m^2 = 6.6 \text{ eV}^2$ kommt es beispielsweise zur Ausbildung einer Doppelhöckerstruktur, während bei großen Δm^2 -Werten das Positronenspektrum nahezu dem Quellspektrum der $\bar{\nu}_\mu$ entspricht (Abb.4.2a). Bei kleinen Δm^2 Werten hingegen werden über die Oszillationsformel Oszillationen von niederenergetischen Neutrinos bevorzugt, resultierend in einem niederenergetischeren Positronenspektrum. Durch die von Δm^2 abhängigen Energiedeponierungen besteht die experimentelle Möglichkeit, zwischen verschiedenen Δm^2 -Werten zu diskriminieren.

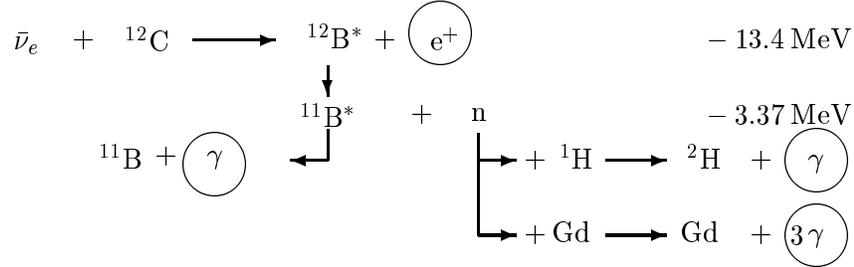
Der Erwartungswert des Stosswinkels θ zwischen Elektronantineutrino und Positron ist im Laborsystem für Energien unter $E_\nu < 150 \text{ MeV}$ semi-empirisch gegeben durch [Vog99]:

$$\langle \cos \theta \rangle \simeq -0.034 + 2.4 \frac{E_\nu}{938 \text{ MeV}}$$

Für richtungsauffösende Detektoren (z.b. LSND) entsteht dadurch ein weiterer Informationsgehalt. Allerdings ist die Asymmetrie mit $\langle \cos \theta \rangle = 0.16$ bei einem Energieschnitt von $E_{e^+} > 36$ MeV nur leicht ausgebildet.

4.1.2 Der inverse β -Zerfall $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+ n)^{11}\text{B}$

Die zweite ν_e -spezifische Nachweisreaktion ist der inverse β -Zerfall an ^{12}C :



Der Q-Wert für diesen inversen β -Zerfall beträgt 13.4 MeV. Der totale Wirkungsquerschnitt für $\bar{\nu}_e$ mit einem $\bar{\nu}_\mu$ -Quellspektrum beträgt $\sigma = 19.5 \times 10^{-42} \text{cm}^2$ [Kol98]. Allerdings sind in der Sequenzanalyse nur Reaktionskanäle interessant, bei denen angeregte ^{12}B -Kanäle teilcheninstabil sind und ein Neutron emittieren. Die Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionskanäle. Der langlebige Reaktionskanal $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ ($\tau = 29.1$ ms) ist aufgrund seiner nahezu identischen Signatur zur $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion nicht zum $\bar{\nu}_e$ -Nachweis geeignet.

Der totale Wirkungsquerschnitt des inversen Betazerfalls an ^{12}C mit Neutronenemission beträgt $8.5 \times 10^{-42} \text{cm}^2$. Sein energieabhängiges Verhalten wurde innerhalb der CRPA-Methode berechnet und ist in in Abbildung 4.1 gezeigt.

Die Anregungsenergie für Neutronenemission liegt für ^{12}B bei 3.37 MeV, was zu einem erhöhten Q-Wert für diese Reaktionskanäle von $Q = 16.7$ MeV führt bzw. einer geringeren Endpunktsenergie von 36.1 MeV für die Positronen aus diesen Reaktionskanälen. Bei der Berechnung der Energiedeposition im Detektor muss neben der Positronenenergie

Reaktion	Wirkungsquerschnitt in 10^{-42}cm^2	Verzweigungs- verhältnis
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$	10.1	51.8%
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}^*$	9.4	48.2%
Teilcheninstabile Zustände		
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+ n)$	8.52	43.7%
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+ p)$	0.02	0.1%
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+ \alpha)$	0.12	0.6%
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+ \gamma)$	0.74	3.9%

TABELLE 4.1: Nach CRPA-Methode berechnete Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}^*$ [Kol98].

berücksichtigt werden, dass die angeregten ^{11}B -Kerne sich über Gammakaskaden abregen. Dies erhöht die sichtbare Energie im Mittel um 1.2 MeV (Abbildung 4.2).

Die Zahl der ^{12}C -Kerne im Gesamtdetektor beträgt $n_C = 2.5 \times 10^{30}$. Die kleinere Anzahl der Targetatome zusammen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt führt dazu, dass der $\bar{\nu}_e$ -Nachweis über $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{n}$ gegenüber $\text{p}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{n}$ um einen Faktor 20 unterdrückt ist.

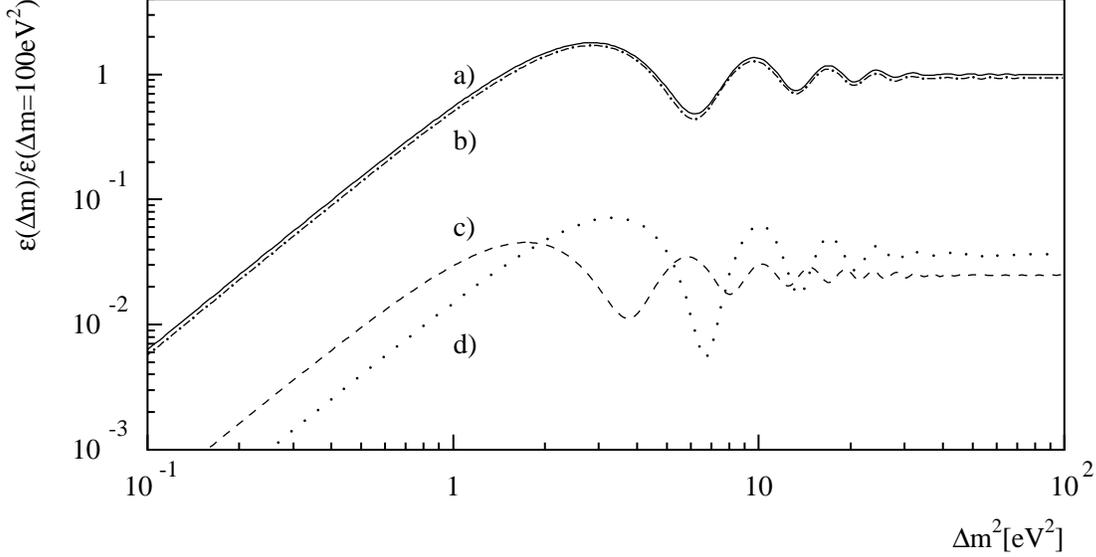


ABBILDUNG 4.3: (a) Δm^2 Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von $\bar{\nu}_e$. (b) Beitrag zur Nachweiswahrscheinlichkeit durch $\text{p}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{n}$ der oszillierten $\bar{\nu}_e$ vom Haupttarget (93.7%). (c) Beitrag zur Nachweiswahrscheinlichkeit durch $\text{p}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{n}$ der oszillierten $\bar{\nu}_e$ von μSR -Target (2.6%). (d) Beitrag zur Nachweiswahrscheinlichkeit durch $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{n}$ ^{11}B (3.7%).

Abbildung 4.3, zeigt wie sich in der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsanalyse die Gesamterwartung an $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen zusammensetzt. Die Kurve ist auf die Nachweiswahrscheinlichkeit bei $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ normiert. Dabei ist auch das intermediäre μSR -Target an ISIS berücksichtigt. Das μSR Target ist ein $\sim 7.5 \text{ mm}$ dickes Kohlenstofftarget, das 22 m vor dem Haupttarget in die Strahlführung eingebracht ist. Es dient zur Produktion von Myonen für Myonenspinexperimente. Der Beitrag der durch μSR produzierten Neutrinos zum Gesamtneutrinofluss beträgt 2.6% [Bur95].

4.1.3 Der Neutronennachweis im KARMEN-Detektor

Die kinetischen Energien der Neutronen aus der $\text{p}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{n}$ Reaktion des $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Nachweis im KARMEN Experiment betragen nur wenige MeV. Die Neutronen werden innerhalb weniger Mikrosekunden über n-p Stöße thermalisiert und an Protonen des Szintillators oder an Gadoliniumkernen der Segmentierung eingefangen.

Eine quantitative Bestimmung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit, sowie die präzise Bestimmung ihrer Signatur, ist im KARMEN-Detektor durch die Analyse von gestoppten

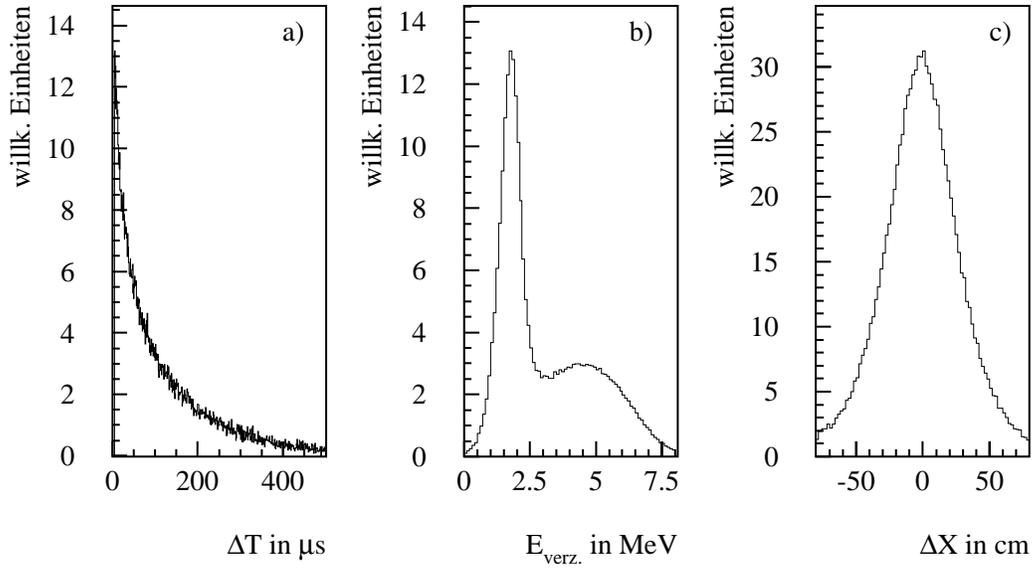


ABBILDUNG 4.4: Signaturen des Neutronennachweises durch Analyse gestoppter Myonen im Zentraldetektor. (a) Einfangzeit (b) Energie des verzögerten Ereignisses (c) Ortskorrelation entlang der Modulachse.

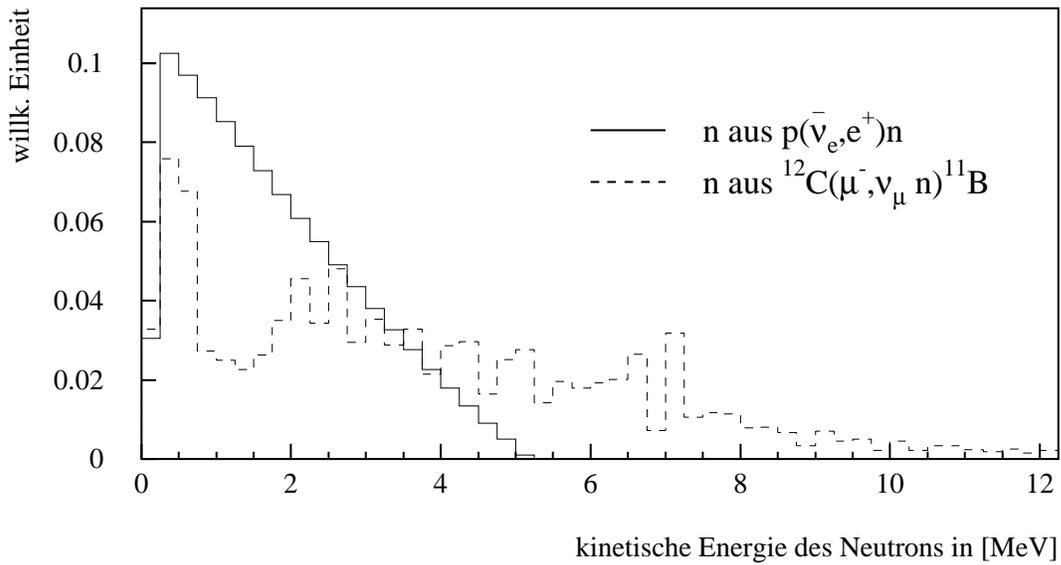


ABBILDUNG 4.5: Kinetische Energien für Neutronen aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsnachweis und Neutronen aus μ^- Einfängen an ^{12}C

Myonen möglich. In den Kerneinfängen von gestoppten Myonen im Zentraldetektor wird in $(0.64 \pm 0.01)\%$ aller Fälle mindestens ein Neutron emittiert $\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ [Jan95]. Das Abdampfungsspektrum der emittierten Neutronen ist dem erwarteten Spektrum der Neutronen aus dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Nachweis sehr ähnlich (Abb. 4.5). Abbildung 4.4

zeigt die gemessenen Signaturen des Neutroneneinfangs. Dabei handelt es sich um die verzögerten Signaturen von Ereignissen, denen ein gestopptes Myon vorangegangen ist. Die Spektren sind bezüglich der Untergrundkomponente des zufälligen Untergrundes korrigiert. Die gemessenen Signaturen des Neutronennachweises in Differenzzeit, Energie des verzögerten Ereignisses und Ortskorrelation entlang der Modulachse sind wichtige Komponenten für die Likelihoodanalyse in Kapitel 5.3. Bei einer Rate von 160 Hz an gestoppten Myonen im KARMEN Detektor lassen sich die Signaturen des Neutroneneinfangs mit hoher statistischer Präzision vermessen. Dies ermöglicht es, auf simulierte Spektren als Grundlage der Likelihoodanalyse zu verzichten. Das Energiespektrum des Neutronennachweises zeigt eine charakteristische Superposition aus monoenergetischen 2.2 MeV γ -Quanten des Einfangs an Protonen und den γ -Quanten aus der Gd-Kernabregung bis 8 MeV. Die Neutronenzeitverteilung setzt sich ebenfalls aus den Einfangszeiten am Gadolinium und am Proton zusammen. Die Zeitverteilung lässt sich nur annähernd mit einem exponentiellen Verhalten mit einer mittleren Einfangszeit von 120 μ s parameterisieren. Die räumliche Korrelation zwischen promptem Ereignis und den verzögerten Gammaquanten aus dem Neutroneneinfang entspricht einem Koinzidenzvolumen von 1.2 m³. Die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit des Zentraldetektors wird aus dem Normaldatensatz bestimmt und berücksichtigt somit leichte zeitliche Schwankungen aufgrund von Änderungen der Detektorparameter, wie beispielsweise Korrekturen der Hochspannungsversorgung der Photovervielfacher. Gemittelt über die zweijährige Messphase des KARMEN2 Experiments ergibt sich die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit im gesamten Detektorvolumen zu:

$$\epsilon_{Neutron} = (44.0 \pm 3.0)\%$$

bei folgenden verwendeten Datenschnitten des verzögerten Ereignisses:

★	0 MeV	≤	$E_{verzögert}$	≤	8 MeV
★	5 μ s	≤	$\Delta T = T_{verzögert} - T_{prompt}$	≤	500 μ s
★	-60 cm	≤	$\Delta X = X_{verzögert} - X_{prompt}$	≤	+60 cm
★	-2.5	≤	$\Delta R = Row_{verzögert} - Row_{prompt}$	≤	+2.5
★	-2.5	≤	$\Delta C = Col_{verzögert} - Col_{prompt}$	≤	+2.5

Der Hauptanteil der systematischen Ungenauigkeit ist verursacht durch die Extrapolation der Messung $\epsilon_{Messung} = (46.5 \pm 1.0(\text{sys})\%)$ über Monte Carlo Simulationen vom inneren Teil des Zentraldetektors auf das Gesamtdetektorvolumen. Die Extrapolation auf den Gesamtdetektor ist notwendig, da sich nur im Inneren des Zentraldetektors ($|x| < 140$ cm, 2 äußeren Modullagen entfernt) gestoppte Myonen und ihr Stopport zweifelsfrei identifizieren lassen.

4.2 Die Untergrundquellen

Das KARMEN Experiment hat sich zum Ziel gesetzt, auf Oszillationswahrscheinlichkeiten im Bereich von wenigen 10^{-3} sensitiv zu sein. In diesem Sensitivitätsbereich spielen Neutrino-induzierte Untergrundkomponenten eine nicht zu vernachlässigende Rolle und werden die Hauptuntergrundquellen bilden. Mit den Neutrino-induzierten Reaktionen beschäftigen sich die Abschnitte 4.2.2-4.2.4.

Eine derartige Sensitivität setzt auch höchste Anforderungen an die verbleibende kosmische Untergrundrate (Abschnitt 4.2.1). Die integrierte Messzeit im Neutrinozeitfenster $0.6 - 10.6 \mu\text{s}$ des analysierten Datensatz beträgt 1.4×10^4 s. Um die geforderte Sensitivität zu erreichen, muss die kosmische Untergrundrate deshalb weniger als 1 mHz betragen. Die erfolgreiche Realisierung dieser Vorgabe durch den KARMEN Detektor Upgrade (1996) ist die grundlegende Basis für die vorliegende $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst ausschließlich Quellen neutronenartiger Sequenzen vorgestellt. Entsprechend der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Signatur muss das prompte Ereignis einer (Untergrund-)Sequenz mindestens 11 MeV im Zentraldetektor deponieren und das verzögerte Ereignis die für Neutroneneinfang typische Topologie erfüllen:

$$\begin{array}{llll}
 \star & 0 \text{ MeV} & \leq & E_{\text{verzögert}} & \leq & 8 \text{ MeV} \\
 \star & 5 \mu\text{s} & \leq & \Delta T = T_{\text{verzögert}} - T_{\text{prompt}} & \leq & 500 \mu\text{s} \\
 \star & -60 \text{ cm} & \leq & \Delta X = X_{\text{verzögert}} - X_{\text{prompt}} & \leq & +60 \text{ cm} \\
 \star & -2.5 & \leq & \Delta R = Row_{\text{verzögert}} - Row_{\text{prompt}} & \leq & +2.5 \\
 \star & -2.5 & \leq & \Delta C = Col_{\text{verzögert}} - Col_{\text{prompt}} & \leq & +2.5
 \end{array}$$

Aufgrund der fehlenden Teilchenidentifikationseigenschaften des KARMEN Detektors tragen zu dieser Topologie auch die später diskutierten Sequenzen ohne korrelierte Neutronen bei. Unkorrelierte Gammaquanten sind z.B. die Ursache des zufälligen Neutrino-induzierten Untergrundes (Abschnitt 4.2.3). Schließlich müssen auch Sequenzen mit einem korreliertem Positron berücksichtigt werden, d.h. Signaturen der geladenen Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ sind in der oben definierten Topologie enthalten (Abschnitt 4.2.2).

4.2.1 Der kosmisch induzierte Untergrund

Die Diskussion des kosmisch induzierten Untergrundes gliedert sich in zwei Teile. Zunächst wird im Abschnitt "Myoninduzierte Reaktionen im Zentraldetektor" beschrieben, wie Sequenzen aus direkt in den Zentraldetektor eindringenden Myonen erkannt und eliminiert werden. Im Abschnitt "Tiefinelastische Myonenreaktionen an Eisen" werden zwei wesentliche Untergrundquellen diskutiert, zu deren Erkennung und Eliminierung eine einschneidende Änderung der experimentellen Konfiguration (KARMEN-Upgrade) notwendig war.

Myoninduzierte Reaktionen im Zentraldetektor

Die häufigste kosmisch induzierte Reaktion im Zentraldetektor ist der Myonzerfall mit einer Rate von 134 Hz [Jan95].

$$\begin{array}{ll}
 (i) & \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\
 (ii) & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu
 \end{array}$$

Mit einer Rate von ca. 5 Hz kommt es außerdem zu μ^- -Einfängen an Kohlenstoff [Jan95]:

	Sekundärprozess	τ	E_{max}
(iii) $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$	$^{12}\text{B}_{g.s.}$ - β -Zerfall	29 ms	13.4 MeV
(iv) $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$	n-Einfang	120 μs	8MeV

Sequentielle Strukturen entstehen durch das prompte, eindringende Myon sowie durch die verzögerten Sekundärteilchen im μs oder ms-Zeitbereich (Korrelierte Sequenzen). Eine weitere - nicht vernachlässigbare - Möglichkeit zur Ausbildung sequentieller Strukturen sind die unkorrelierten Sequenzen. Hierbei handelt es sich um Sequenzen eines Michel-elektrons oder Bremsstrahlungsgammaquant mit mit einem weiteren unkorrelierten, niederenergetischen Ereignis aus dem natürlichen Raumuntergrund.

In beiden Fällen kommt es nur dann zu einem Untergrundeignis, falls das eindringende Myon nicht vom 3-komponentigen Vetosystem erkannt wird. Wird das eindringende Myon direkt von einem der 2 inneren Vetosysteme erkannt (Shield- oder Antisystem), verwirft der Hardwaretrigger das Ereignis und es entfällt somit in der Ereignisklasse der *neutralen* Ereignisse. Eindringzeit und Muster der angesprochenen Detektorkomponenten werden kompakt als Stack- oder VTO-Daten abgespeichert. Bei eindeutig als gestoppte Myonen erkannten Ereignisse wird zusätzlich der Stopport im Zentraldetektor abgespeichert (*Stopped MU on Data*).

Trotz der effektiven Myonenerkennung des Shieldsystems mit seiner kompakten Raumanordnung (Leckrate 6.4×10^{-3} [Arm98]) und trotz des geringen Überlapps der Reaktionen (i)-(iii) mit der $\bar{\nu}_e$ -Signatur handelt es sich um nicht vernachlässigbare Prozesse aufgrund der vergleichsweise hohen Rate an gestoppten Myonen von ~ 160 Hz im Zentraldetektor. Dies muss verglichen werden mit der angestrebten verbleibenden Untergrundrate in der $\bar{\nu}_e$ -Analyse von weniger als 1 mHz. Für die Unterdrückung systematischer Quellen unerkannt eindringender Myonen und damit einer nahezu vollständigen Erkennung der daraus resultierender Sequenzen stehen in der Software-Analyse Stack-, VetoOnly- und SMU-Reduktion sowie zusätzlich die T_{rel} -Information zur Verfügung:

◇ Stackreduktion

Abbildung 4.6 a) zeigt die zeitliche Korrelation von Sequenzen mit dem jeweils letzten vorausgegangenen Stackeintrag. Eine Analyse von Sequenzen mit einer zeitlichen Korrelation kleiner 20 μs zeigt, dass diese Sequenzen vorwiegend aus einem prompten Michelelektron und einem verzögerten, unkorrelierten niederenergetischen Ereignis bestehen. Um diese Art der zufälligen Sequenzen zu eliminieren, wird eine zeitliche Minstdifferenz zwischen dem prompten Ereignis einer Sequenz und dem letzten vorangegangenen Stackeintrag von 24 μs gefordert.

◇ VeToOnly-Reduktion

VeToOnly-Daten (VTO) entsprechen Ereignissen bei denen ausschließlich Module des äußeren Vetosystems getriggert wurden. Diese Ereignisse sind meist dezentral verlaufende Myonenspuren, die zwar Vetoähler treffen, aber nicht Shield-, Anti- oder Zentraldetektormodule. Weitere VetoOnly-Ereignisse sind strahlkorrelierte schnelle und thermische Neutronen. Aufgrund dieser Typologie sollte es keinen kausalen zeitlichen Zusammenhang zwischen Ereignissen im Zentraldetektor und vorangegangenen VetoOnly Einträgen mit einer 2.2 μs Zeitkorrelation geben. Wie Abbildung 4.6 b)

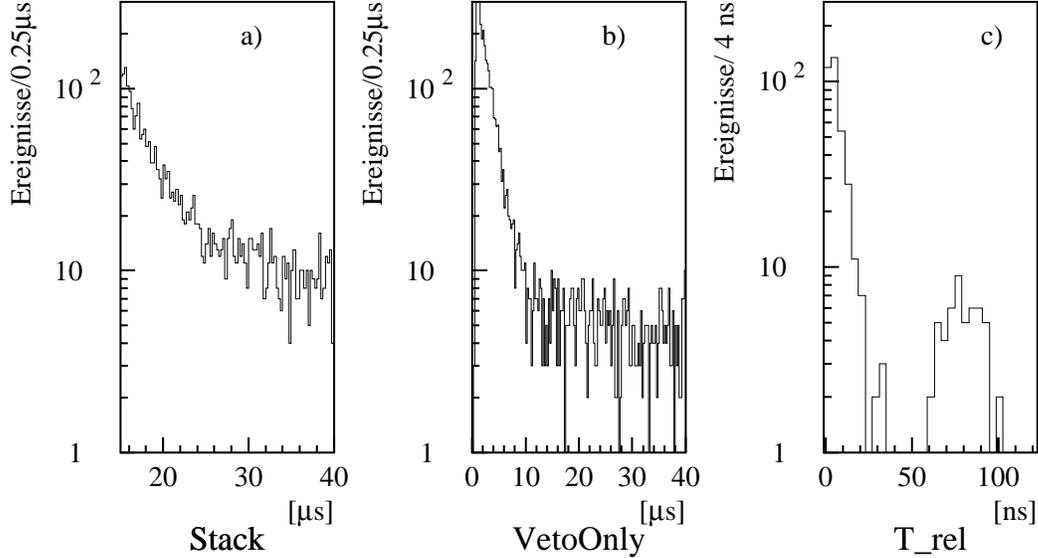


ABBILDUNG 4.6: Zeitdifferenz zwischen promptem Ereignis einer kosmisch induzierten Sequenz und letztem Stackeintrag (a) oder VTO-Eintrages (b). (c) Streuung der T_{rel} -Werte angesprochener Module.

zeigt, ist aber eine deutliche zeitliche Korrelation mit kurzer Zeitkonstanten $\sim 2\mu s$ erkennbar.

Diese Ereignisse lassen sich durch zufällige Koinzidenzen eines VTO-Ereignisses mit einem unerkannt in den Zentraldetektor eindringenden Myon erklären. Nach jedem VTO-Ereignis entsteht durch die Triggerlogik eine Totzeit von ~ 400 ns. In diesem Zeitfenster können Myonen unerkannt vom Gesamtdetektorsystem in den Zentraldetektor eindringen und zeitlich verzögerte Folgereaktionen verursachen. Zur Unterdrückung dieser verzögerten Ereignisse wird zwischen dem prompten Ereignis einer Sequenz und dem letzten vorangegangenen VTO-Eintrag eine zeitliche Mindestdifferenz von $14 \mu s$ gefordert.

◇ Die T_{rel} -Information

Die T_{rel} -Werte der ausgelesenen Module eines Ereignisses geben mit einer Auflösung von 0.1 ns die zeitliche Folge der Energiedeposition in den getriggerten Modulen wieder. Für durch ein Ereignis getriggerten Module erwartet man als Streuung der T_{rel} -Werte eine kontinuierliche Verteilung um den Schwerpunkt. Wie Abbildung 4.6 c) zeigt, kommt es jedoch zu Ereignissen, in denen Module mit stark abweichenden T_{rel} -Werten beteiligt sind. Sie sind verursacht durch die zufällige Koinzidenz eines niederenergetischen Ereignisses mit einem eindringenden Myon. Nach Triggerung durch das niederenergetische Ereignis werden in einem 90 ns langen Koinzidenzzeitfenster alle Detektorkomponenten ausgelesen. Dringt in diesen 90 ns ein Myon in den Zentraldetektor ein, so kann es sein, daß die Myonenspur im Zentraldetektor noch ausgelesen wird, jedoch Veto-, Shield- und Anti-Signale des Myons nicht mehr in das Koinzidenzfenster gelangen. Dies wird verursacht durch konstruktionsbedingte, längere Laufzeiten der Veto-, Shield- und Antimodulsignale zur Front-End

Elektronik. Somit wird durch den Informationsverlust das Ereignis fälschlicherweise als neutrales Ereignis konvertiert. Die Forderung, dass die maximale Streuung der T_{rel} -Werte eines Ereignisses 50 ns beträgt, eliminiert ohne Nachweisverlust für Neutrinoereignisse diese systematische Quelle eindringender Myonen.

◇ SMU-Reduktion

In der SMU-Reduktion wird zur Unterdrückung langlebiger Zerfallsprodukte aus myoninduzierten Reaktionen eine Totzeit auf ein definiertes Totvolumen um den Stopport des Myons angelegt. Um den Nachweisverlust durch diese Maßnahme so gering wie möglich zu halten, wird das Totvolumen den spezifischen Lebensdauern der Sekundärprozesse angepasst.

Totzeit	Sekundärprozess	Totvolumen
$0 < \Delta T < 40\mu s$	Myonzerfall	Gesamter Detektor
$40\mu s < \Delta T < 500\mu s$	Neutroneneinfang	$\pm 80\text{cm}, \pm 2.5\text{R/S}$
$0.5\text{ms} < \Delta T < 100\text{ms}$	$^{12}\text{B}_{g.s.}$ -Zerfall	$\pm 60\text{cm}, \pm 0.5\text{R/S}$

Der kombinierte Nachweisverlust durch Stack-, VTO und SMU-Reduktion beträgt außerhalb des ν -Zeitfensters 26.2%. Aufgrund der strahlkorrelierten Triggerrate der VTO-Ereignisse beträgt der Nachweisverlust für Neutrino-induzierte Reaktionen im Zeitfenster $0.6\mu s$ – $10.6\mu s$ jedoch 29.0%.

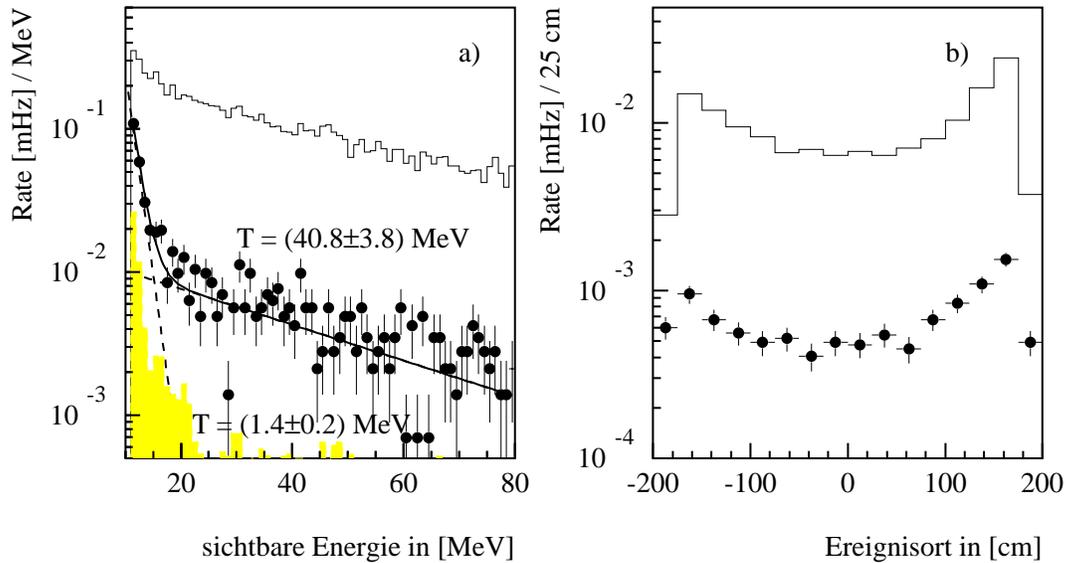
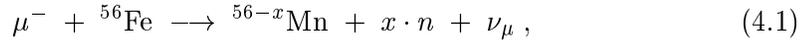


ABBILDUNG 4.7: Kosmisch induzierter Untergrund für den $\bar{\nu}_e$ -Nachweis nach Eliminierung der myoninduzierten Reaktionen im Zentraldetektor (durchgezogene Linie) in Energie (a) und Ort (b). Die Messpunkte sind die verbleibenden Untergrundraten nach Ausnutzung der vollen Information, des neuen, dritten Vetosystems. Siehe auch Text.

Neutronen aus Myonreaktionen an Eisen

Nach der oben beschriebenen effizienten Reduktion von eindringenden Myonen in den Zentraldetektor verbleiben im Energiebereich 11-50 MeV neutronenartige Sequenzen mit einer mittleren Rate von 6.1 ± 0.1 mHz (durchgezogene Linien in Abbildung 4.7). Das Energiespektrum (Abb.4.7a)) dieser Ereignisse kann mit guter Anpassung in zwei verschiedene Komponenten mit schnellem und langsamen exponentiellen Abfall zerlegt werden [Rap96]. Als Ursache werden hochenergetische Neutronen identifiziert [Arm98], die in der massiven Eisenabschirmung des KARMEN-Detektor entstehen (Abb.4.8). Die Produktionsprozesse sind:

◇ Myoneneinfang an Eisen



Der Myoneneinfang ist der dominierende Prozess für die in Eisen gestoppten Myonen mit einer totalen Einfangrate von $\lambda_t = (4.411 \pm 0.024) \times 10^6/s$ [Suz87] bzw. der Einfangwahrscheinlichkeit von $\alpha_c(\text{Fe}) = 90.9\%$. Die dabei auf den Kern übertragene Anregungsenergie liegt zwischen 15 und 20 MeV und damit deutlich über der Teilchenemissionsschwelle. Die mit dem KARMEN-Detektor gemessene Produktionsrate hochenergetischer Neutronen pro eingefangenen Myon ist [Arm98]:

$$N_n(> 10\text{MeV}) = 0.067 \pm 0.007(\text{stat.}) \pm 0.013(\text{sys.}) \quad (4.2)$$

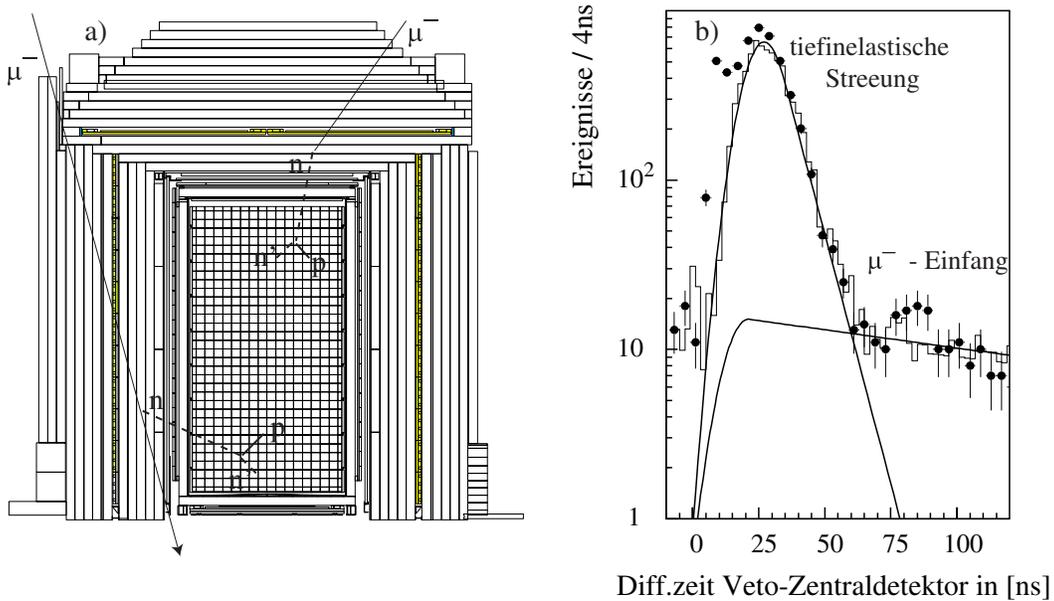
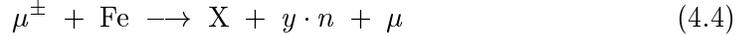


ABBILDUNG 4.8: a) Myonenspuren mit Produktion hochenergetischer Neutronen: tiefinelastische Streuung an Eisen (linke Spur) und Myoneneinfang an Eisen (rechte Spur). Zur Unterdrückung dieses Untergrundes muss das verursachende Myon erkannt werden. b) Zeitdifferenz zwischen Vetotreffern und Ereignissen im Zentraldetektor. Die durchgezogenen Linien sind GEANT-Simulationen für tiefinelastische Streuung und Myoneneinfang. Die Zählratenüberhöhung bei 0-20 ns entsteht durch direkt eindringende Myonen.

Die Messung des Energiespektrums dieser Neutronen oberhalb von 11 MeV ist gut mit einem exponentiellen Abfall verträglich [Arm98]:

$$N_n(E_n) = N_0 \exp(-E_n/7.2\text{MeV}) \quad (4.3)$$

◇ Tiefinelastische Myonstreuung an Eisen



Von Myonen abgestrahlte virtuelle Photonen wechselwirken mit den Eisenkernen der massiven Abschirmung und verursachen dabei Spallationsreaktionen an den Kernen. In diesen Prozessen werden hochenergetische Neutronen erzeugt, deren Energie in seltenen Fällen bis zu einigen GeV reicht. Im Mittel werden 3-4 Teilchen mit Energien oberhalb 10 MeV produziert, wobei Neutronen und Protonen dominieren.

Die in der Eisenabschirmung produzierten hochenergetischen Neutronen durchdringen in den meisten Fällen das Shield- und Antizählersystem ohne Wechselwirkung. Im Zentraldetektor können diese Neutronen dann über Rückstossprotonen Signale mit sichtbaren Energien bis über 200 MeV erzeugen. Nach rascher Thermalisierung des Neutrons über weitere Protonstöße wird es über den Einfang am Proton oder Gadolinium nachgewiesen. Da die prompten Rückstossprotonen den gesamten Energiebereich der Oszillationserwartung überdecken und diese Ereignisse zusätzlich gefolgt sind vom Neutroneneinfang, entsteht eine nahezu identische $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationssignatur. Um diese Untergrundkomponenten zu erkennen müssen die verursachenden Myonenspuren erkannt werden, insbesondere falls diese in der näheren Umgebung des Detektors verlaufen (Abbildung 4.8 a)). Die Optimierung der Anordnung der Veto-Zähler wurde über komplexe Monte Carlo Studien bestimmt, die die Selbstabsorption der Neutronen in Eisen berücksichtigt. Eine ausführliche Beschreibung der umfangreichen Monte Carlo Studien und der zugehörigen Messungen mit dem KARMEN-Detektor nach dem Upgrade finden sich in [Arm98].

Die Information des äußeren Vetosystems wird vom Hardwaretrigger nicht benutzt. Die Eliminierung von Ereignissen mit gleichzeitigem Ansprechen in einem oder mehreren Vetomodulen erfolgt erst offline in der Software-Analyse. Dieses Konzept erlaubt es im Normaldatensatz tiefinelastische Myonstreuung oder Myoneinfangreaktionen auf Einzelereignisbasis zu identifizieren.

Abbildung 4.8b) zeigt die gemessene Zusammensetzung der kosmisch induzierten Sequenzen. Hierbei ist in seiner Häufigkeit die Differenzzeit zwischen dem Ansprechen des Vetosystems und des Zentraldetektors aufgetragen. Es lassen sich drei getrennte Komponenten erkennen. Die Verteilung wird dominiert von den Ereignissen aus der tiefinelastischen Myonstreuung. Die parametrisierte Verteilung mit einer Breite von rund 50 ns spiegelt in erster Näherung die Flugzeit der Neutronen zwischen Entstehung und ihrer ersten Wechselwirkung mit dem Rückstossproton dar. Für große Differenzzeiten ($> 60\text{ns}$) lässt sich der verzögerte Anteil aus dem Myoneneinfang am Eisen erkennen ($\tau(\mu^-)$ in Eisen = 206ns). Die theoretischen Verteilungen stammen aus GEANT-Simulationen [Arm98] und beschreiben das gemessene Verhalten sehr gut. Die Zählratenüberhöhung im Zeitbereich bis 20 ns stammt aus direkt in den Zentraldetektor eindringenden Myonen und ist in den Simulationen hier nicht berücksichtigt.

Durch die Eliminierung von Sequenzen mit Treffern im äußeren Veto reduziert sich der Untergrund signifikant. Die Messpunkte in Abbildung 4.7 zeigen die Sequenzen in Energie

und Ort, bei denen kein gleichzeitiger Treffer im Veto zu finden war. Dies ist damit der für die Oszillationsanalyse verbleibende kosmisch induzierte Untergrund. Das mit eingezeichnete Histogramm resultiert aus Messdaten ohne volle Ausnutzung der Vetoinformation. Mit zunehmender Energie des prompten Ereignisses werden Sequenzen durch kosmisch induzierte Neutronen immer effektiver erkannt. Ab 20 MeV zeigen bereits 95% aller Sequenzen einen Treffer im Veto und werden deshalb in der Softwareanalyse verworfen. Der verbleibende irreduzible Untergrund lässt sich erneut durch Superposition von zwei exponentiell abfallenden Energiespektren parametrisieren. Die harte Komponente ($\Gamma = 40.8$ MeV) deutet darauf hin, dass es sich hier um unerkannte Neutronen aus der tiefinelastischen Myonstreuung handelt. Zu niedrigen Energien hin ($E < 15$ MeV) fällt das Spektrum ($\Gamma = 1.8$ MeV) stärker ab, als es für Neutronen aus unerkannten Myoneinfangreaktion an Eisen zu erwarten wäre. Der Energiebereich unter 15 MeV hat allerdings einen sehr starken Anteil von zufälligen Sequenzen (graue Fläche). Die eingezeichnete Anpassung der Daten über zwei Exponentialfunktionen findet Eingang in die Likelihoodanalyse in Kapitel (5.3).

In den verzögerten Signaturen zeigen die verbleibenden irreduzible Sequenzen eine eindeutige Neutronennachweissignatur bei einer Beimischung von 15% an zufälligen Sequenzen (Abb.4.9).

Der Untergrund steigt erwartungsgemäß zu den Rändern des Detektors hin an. Der stärkere Anstieg an der zur ISIS-Quelle abgewandten Seite entsteht durch die asymmetrische Lage des KARMEN-Detektors im Stahlbunker. Da sich downstream eine größere Menge an Abschirmungsstahl befindet, werden hier auch mehr Neutronen produziert.

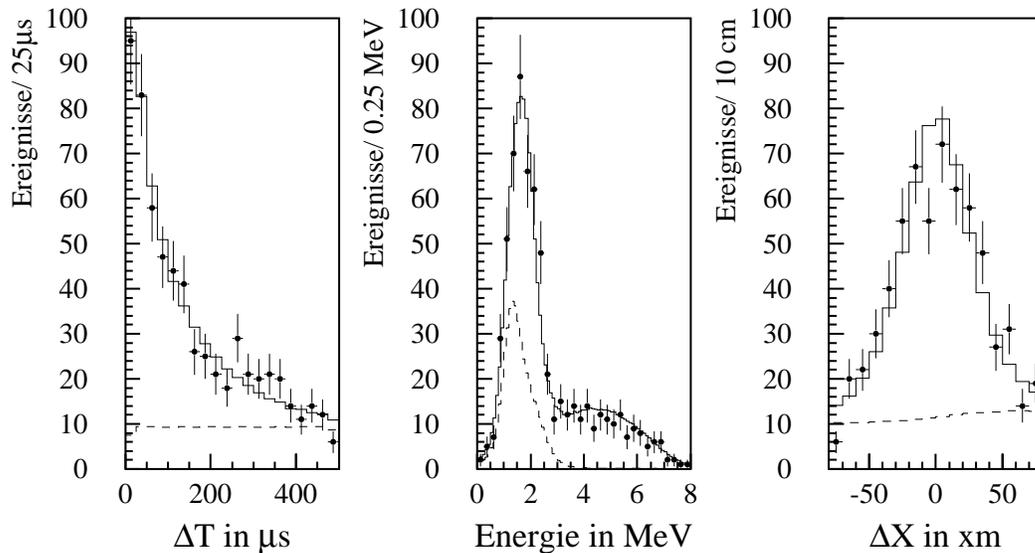


ABBILDUNG 4.9: Verbleibender kosmisch induzierter Untergrund nach allen Reduktionsschritten. Die verzögerten Ereignisse der irreduziblen Sequenzen zeigen eine klare Neutronensignatur in der Differenzzeit (a), der Energie(b) und Ortskorrelation(c). Die gestrichelte Linie entspricht dem gemessenen zufälligen Anteil von 15%.

MeV) und innerhalb der ersten 500 μs . Derartige Sequenzen aus der geladenen Stromreaktion (**C**harged **C**urrent Sequenzen) erfüllen die Topologie des Neutronennachweises und resultieren damit in einer Untergrundkomponente für die Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen. Wie sich nach Anlegen aller Datenschnitte zeigen wird, bilden die exklusiven CC-Sequenzen nach dem KARMEN Upgrade die Hauptuntergrundquelle bei der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse.

Der Beitrag der relevanten Sequenzen aus der exklusiven geladenen Stromreaktion für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse wird aus dem Datensatz mit einer Genauigkeit von 8% bestimmt. Bei einer Beschränkung auf Positronenergien von 3.5-17 MeV lässt sich die Reaktion nahezu untergrundfrei analysieren. Dabei werden nur Sequenzen mit Differenzzeiten 0.5-40 ms und strikter räumlicher Korrelation (± 50 cm entlang Modulachse, ± 1.5 Reihen/Spalten) akzeptiert. Neben einer Stack- und VTO-Reduktion (15 μs bzw. 10 μs Totzeit) auf das prompte Ereignis, werden verzögerte Ereignisse nur akzeptiert, falls in den vorangegangenen 10 μs kein Stackeintrag zu finden ist.

Untergrundreaktionen für die exklusive $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion sind zufällige Sequenzen und unerkannte Myoneinfangreaktionen $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{gs}}$ mit anschließendem $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ Zerfall, ($Q=13.3$ MeV), dessen Lebenszeit 29.1 ms beträgt. Der zufällige Untergrund ist allerdings durch den unteren Energieschnitt von 3.5 MeV auf das verzögerte Ereignis stark unterdrückt.

In den KARMEN1 Daten werden 513 derartiger Sequenzen gefunden, bei einer Untergrunderwartung von 13.3 Ereignissen. Dabei beziehen sich die KARMEN1 Daten auf den Zeitraum Juni 1990 bis Dezember 1995 und entsprechen einer akkumulierten Ladung von 9122 C Protonen auf das Target bzw. 2.51×10^{21} im ISIS Target produzierten ν_e . Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit der Sequenzen mit den genannten Schnitten beträgt 33%. Der daraus bestimmte Wirkungsquerschnitt [Arm98b]:

$$\sigma^{K1} = [9.4 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

ist in guter Übereinstimmung theoretischer Vorhersagen. So wird der Wirkungsquerschnitt mit $\sigma = 8.9 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ innerhalb des CRPA Modells vorhergesagt [Kol99].

Die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion eignet sich durch das hervorragende Signal-Untergrund Verhältnis in idealer Weise zum tieferen Verständnis des Detektorsystems. Daher war es wichtig, diese Reaktion als Hauptuntergrundquelle der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Suche auch nach dem Upgrade weiterhin zu analysieren, wobei signifikante Änderungen am Detektorsystem berücksichtigt werden müssen. Während des Umbaus wurde neben einer Schwellenänderung des Zentraldetektors auch eine zeitabhängige Summenenergieschwelle implementiert. Diese hat bei späten Ereigniszeiten ($t > 600 \mu\text{s}$) merklichen Einfluss auf den Nachweis von niederenergetischen Positronen. Die detaillierte Beschreibung und Implementierung der zeitabhängigen Summenenergieschwelle in die Datenanalyse findet sich im Anhang A.

In den KARMEN2 Daten von Februar 1997 bis Februar 1999 (4670 Coulomb) werden bei einer Untergrunderwartung von lediglich (1.3 ± 0.5) Ereignissen 184 Sequenzen gefunden. Gemäss dem gemessenen KARMEN1 Wirkungsquerschnitt erwartet man (181 ± 8) CC-Sequenzen. Bei identischen Datenschnitte für die KARMEN1 und KARMEN2 Analyse,

ergibt sich in den neuen Daten eine totale Nachweiswahrscheinlichkeit von 23%. Der relative Abfall der Nachweiseffizienz um 30% gegenüber KARMEN1 wird verursacht durch:

- ◇ Erhöhte Totzeiten der Stack- und VTO Reduktionen aufgrund der gestiegenen Triggerrate des Gesamtdetektorsystems (10 kHz zusätzliche Veto-Rate).
- ◇ Die zeitabhängige Summenenergieschwelle, deren 50%-Schwelle im aktiven Zustand ~ 3.5 MeV entspricht, führt zu einem Verlust an niederenergetischen Positronen.
- ◇ Erhöhter Nachweisverlust des Positrons am Ende einer Strahlperiode, da das KARMEN Datenaufnahmesystem nur die Aufnahme der ersten 16 Ereignisse einer Strahlperiode unterstützt. Dieser Effekt führt zu einer deutlichen Deformation der erwarteten exponentiellen Zeitstruktur des Positrons mit $\tau = 15.9$ ms.
- ◇ Dem Anstieg der Anzahl stark fehlerhafter Module (z.B. hohe Rauschrate), die in der Datenanalyse verworfen werden oder mit einem *Fiducial Cut* belegt werden. Dieser Anstieg an fehlerhaften Modulen führt zu einem zusätzlichen Nachweisverlust von 4.9%.

Der in dieser Arbeit analysierte $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Wirkungsquerschnitt des KARMEN2 Datensatzes berechnet sich mit der neu bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit zu:

$$\sigma^{K2} = [9.4 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Die Kompatibilität der KARMEN1 und KARMEN2 Messungen dokumentiert das Verständnis der Änderungen des Detektorsystems nach dem Umbau. In Abb. 4.10) sind die Signaturen der gemessenen Sequenzen gezeigt. Dabei zeigen die schwarzen Messpunkte die KARMEN2 Messresultate und die offenen Messpunkte repräsentieren die Kombination des KARMEN1 und KARMEN2 Datensatzes. In beiden Datensätzen gibt es eine gute Übereinstimmung der Signaturen des prompten Elektrons und des verzögerten Positrons mit der Monte Carlo Erwartung in Energie, Zeit und Ort. Ein sensitiver Test der akkuraten Implementierung der Summenenergieschwelle in die Datenanalyse ist die niederenergetische Flanke des Positrons, als auch die Differenzzeitverteilung zwischen Positron und Elektron. In beiden Fällen erzielt man eine genaue Übereinstimmung zwischen Messung und Monte Carlo Simulation.

Der Beitrag der exklusiven CC-Reaktion an ^{12}C für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse ergibt sich durch die Extrapolation der Messung auf die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Datenschnitte. Unter der Verwendung identischer Energie- und Zeitschnitte für das prompte Ereignis ist die Extrapolation des CC-Untergrundanteils gegeben durch die drei folgenden verschiedenen Nachweiswahrscheinlichkeiten:

- ◇ In den ersten 500 μs nach Detektierung des prompten Elektrons zerfallen 4.8% aller im KARMEN Detektor nachweisbaren $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Kerne.
- ◇ 59.9% aller Positronen aus dem $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Zerfall besitzen Energien kleiner 8 MeV.
- ◇ Unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit für die Sequenzen entstehen aufgrund verschiedener Stack- und VTO Totzeiten auf promptes und verzögertes Ereignis. Der Nachweisgewinn in der geladenen Stromanalyse durch kürzere Totzeiten wird allerdings durch die zusätzliche Stackreduktion auf das verzögerte Ereignis kompensiert.

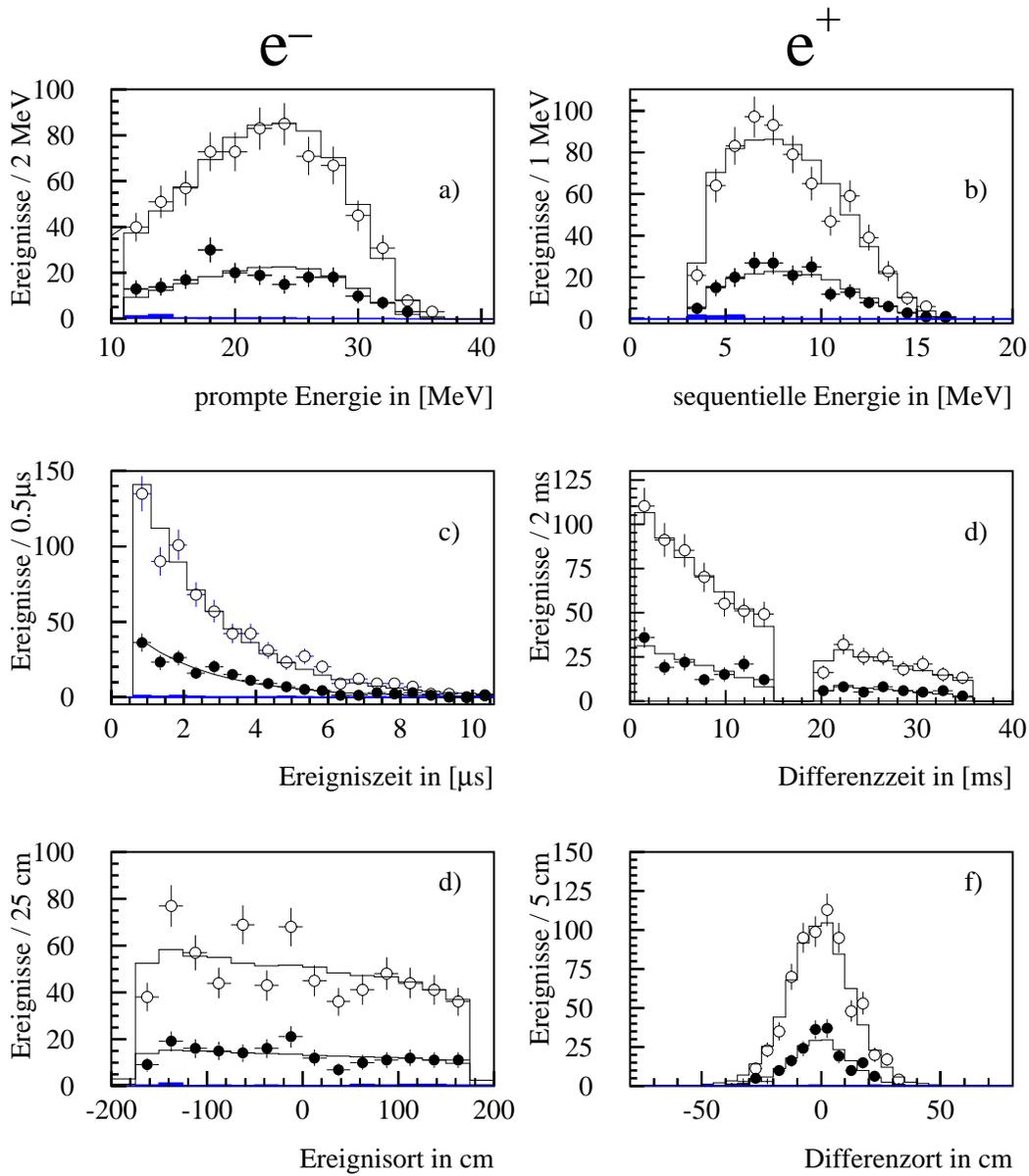


ABBILDUNG 4.10: $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ Sequenzen:

Linke Spalte: Signaturen des prompten Elektrons. Rechte Spalte: Signaturen des verzögerten Positrons. Die schwarzen Messpunkte sind die KARMEN2 Daten, während die offenen Messpunkte die kombinierten Daten aus KARMEN1 und KARMEN2 repräsentieren. Die eingezeichneten Histogramme entsprechen der MC Erwartung. Erläuterungen siehe Text.

Mit dieser Methode wird die Bestimmung der Erwartung an $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ Reaktionen für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse unabhängig von der systematischen Unsicherheit des ISIS Neutrinoﬂusses von ca. 7%. Die Unsicherheit der Erwartung ist gegeben durch den statistischen Fehler der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ Messung und der systematischen Ungenauigkeit der Extrapolation. Der relative systematische Fehler wird konservativ zu 4% abgeschätzt. Der kombinierte statistische Fehler aus KARMEN1 und KARMEN2 beträgt 4%.

Die exklusive geladene Stromreaktion ist demzufolge eine im KARMEN Detektor genau vermessene Neutrino-Kernwechselwirkung, deren Beitrag für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse mit 8% realtiver Genauigkeit bestimmt werden kann. Die seit Juni 1990 gemessenen 697 CC-Sequenzen dokumentieren eindrücklich die spektroskopische Qualität des KARMEN Detektors und erlauben es, den vollen Informationsgehalt eines Ereignisses in Energie, Ort und Zeit in die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Datenanalyse einzubringen (siehe Likelihoodanalyse Kapitel 5.3).

4.2.3 Der zufällige Neutrino-Untergrund

Der zufällige Neutrino-Untergrund ist die nicht korrelierte Koinzidenz einer Neutrino – Kernwechselwirkung mit einem niederenergetischen Ereignis aus der natürlichen Radioaktivität des Szintillators oder Detektorumgebung.

Gemäß der Definition für unkorrelierte Ereignisse gibt es keinen kausalen Zusammenhang zwischen dem prompten und verzögerten Ereignis. Dies führt zu den folgenden, experimentell zugänglichen Eigenschaften der verzögerten Ereignisse:

1. Differenzzeit $\Delta T = T_{verz.} - T_{prompt}$:
Die Differenzzeiten zwischen prompten und verzögerten Ereignissen sind gleichverteilt (Abb. 4.11 a).
2. Energie des verzögerten Ereignis:
Die Energieverteilung der verzögerten Ereignisse ist ein Abbild des Gesamtspektrums aller aufgenommenen neutralen Ereignisse (Abb. 4.11 b). Das Gesamtspektrum wird dominiert durch niederenergetische Ereignisse des natürlichen Raumuntergrundes, die mit ihren Energien an der Grenze der Nachweisschwelle der KARMEN Front-End Elektronik liegen. Bereits für Energien $> 3.5 MeV$ beträgt der Anteil an Ereignissen zum Gesamtspektrum nur noch 1.3%. Zum Nachweis der 2.2 MeV γ -Quanten aus dem Neutroneneinfang am Proton kann aber auf das Energieintervall 0-3.5 MeV bei der Suche nach neutronenartigen Sequenzen jedoch nicht verzichtet werden.
3. Ortsdifferenz $\Delta X = X_{verz.} - X_{prompt}$:
Nur in erster Näherung sind die Ortsdifferenzen zufälliger Sequenzen gleichverteilt. Geometrische Randeffekte an den Detektorenden und die stark unterschiedlichen räumlichen Verteilungen der prompten und verzögerten Ereignisse führen zu einer Modifikation der Gleichverteilung (Abb. 4.11 c). Die Ereignisse aus der natürlichen Radioaktivität steigen in ihrer Intensität stark zu den Modulenden an, da hier Ereignisse aus der intrinsischen Radioaktivität der Stahlwände dominieren.

Die Signaturen der verzögerten Ereignisse können mit hoher statistischer Signifikanz aus dem Neutrino-Datensatz bestimmt werden (Abbildung 4.11). Das Verfahren zur quantitativen und qualitativen Analyse des zufälligen Neutrino-Untergrundes wird nach Diskussion der prompten Ereignisse vorgestellt.

Die prompten Ereignisse dieser Sequenz sind ν -induzierte Kernreaktionen an ^{12}C , ^{13}C und Fe, sowie $\nu - e^-$ Streuung. Die Beiträge der einzelnen Reaktionskanäle sind gegeben durch deren Wirkungsquerschnitte, der Anzahl der Targetatome sowie den spezifischen Nachweiswahrscheinlichkeiten. Tabelle 4.3 gibt eine Übersicht über die erwarteten Single Prong

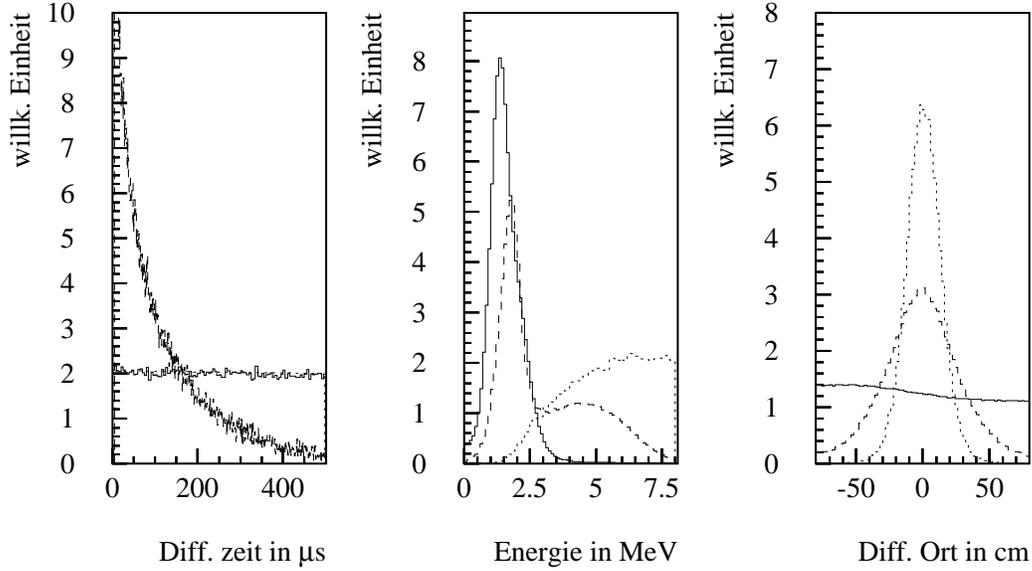


ABBILDUNG 4.11: Signaturen der verzögerten Ereignisse in Zeit, Energie und Ort für verschiedene Ereignisklassen im Vergleich - Neutroneneinfang (durchgezogene Linie) - zufälliger Untergrund (gestrichelte Linie) - Positronen aus $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion (gepunktete Linie).

Reaktion	$\sigma / 10^{-42}\text{cm}^2$	Single Prong Erwartung			P
		11-50 MeV	16-50 MeV	20-50 MeV	
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	11.0	260.3	4.15	0.	$9.2 \cdot 10^{-3}$
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	9.4	168.3	142.3	109.2	$9.2 \cdot 10^{-3}$
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	5.2	169.6	251.3	102.8	$9.2 \cdot 10^{-3}$
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	42.0	18.6	17.8	16.6	$9.2 \cdot 10^{-3}$
$^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$	246.0	91.7	51.5	32.1	$10.1 \cdot 10^{-3}$
$\nu - e^-$	0.347	66.1	48.4	35.7	$9.2 \cdot 10^{-3}$
Gesamt		795.6	415.6	296.3	$9.3 \cdot 10^{-3}$

TABELLE 4.3: Beiträge verschiedener Reaktionskanäle zum zufälligen Neutrino-Untergrund.

Ereignisse von Neutrino – Kernwechselwirkungen in drei verschiedenen Energieintervallen. Die aufgelisteten $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Ereignisse sind reine Single Prong Ereignisse, also Ereignisse, bei denen zum prompten Elektron das nachfolgende Positron aus dem $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Zerfall nicht nachgewiesen wird. Durch Eliminierung der erkannten CC-Sequenzen aus dem Datensatz wird der Beitrag des exklusiven geladenen Stroms um 48% gesenkt. Dies verdeutlicht noch einmal die Wichtigkeit der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Sequenzanalyse. Mit einem unteren Energieschnitt von 16 MeV werden neutrale Stromereignisse aus $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ vollständig eliminiert. In den räumlichen Verteilungen der Neutrinoereignisse unterscheidet sich nur der Beitrag aus der $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ Reaktion, da die Elektronen nicht im Szintillator sondern in der umgebenden Eisenabschirmung produziert werden.

Um den Erwartungswert des zufälligen Neutrino-Untergrundes zu bestimmen, muss die Wahrscheinlichkeit P bekannt sein mit der ein unkorreliertes, verzögertes Ereignis nach einem Neutrinoereignis im Koinzidenzzeitfenster- und volumen erscheint. Diese Wahrscheinlichkeit P wird über eine Monte Carlo Simulation bestimmt. In einer GEANT Simulation werden für $5 \cdot 10^4$ Ereignisse aus Neutrino-Kernwechselwirkungen die prompten Signaturen in Energie, Zeit und Ort simuliert. Die simulierten Ereignisse werden dann in den realen Neutrinodatensatz implementiert und gekennzeichnet. Dabei wird jedes Monte Carlo Ereignis in 2000 verschiedenen Strahlperioden implementiert. Nach der Vermischung des Monte Carlo Datensatz mit dem realen Experimentdatensatzes wird mit dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyseprogramm nach den neutronenartigen Sequenzen des $\bar{\nu}_e$ -Einfangs gesucht. Über die Anzahl der gefundenen Sequenzen pro Monte Carlo Ereignis erhält man die Wahrscheinlichkeit P, zu einer ν -induzierten Kernreaktion ein unkorreliertes, verzögertes Ereignis mit den gegebenen Schnitten zu finden. Mit diesem Verfahren werden auch die Signaturen des zufälligen Untergrundes korrekt bestimmt, wie sie in Abbildung 4.11 zu sehen sind. Die Wahrscheinlichkeiten, zu den jeweiligen prompten Neutrinoereignissen ein unkorreliertes Ereignis zu finden, ist in der letzten Spalte der Tabelle 4.3 aufgelistet. Es wurden folgende Bedingungen für das verzögerte Ereignis definiert:

★	0 MeV	≤	$E_{verzögert}$	≤	8 MeV
★	5 μ s	≤	$\Delta T = T_{verzögert} - T_{prompt}$	≤	500 μ s
★	-80 cm	≤	$\Delta X = X_{verzögert} - X_{prompt}$	≤	+80 cm
★	-2.5	≤	$\Delta R = Row_{verzögert} - Row_{prompt}$	≤	+2.5
★	-2.5	≤	$\Delta C = Col_{verzögert} - Col_{prompt}$	≤	+2.5

Gemittelt über die Reaktionskanäle beträgt die Wahrscheinlichkeit P nach einer ν -Kernwechselwirkung mit den oben genannten Datenschnitten ein unkorreliertes Ereignis zu finden $P = 0.93\%$.

Zur Bestimmung des Erwartungswertes des zufälligen Neutrino-Untergrundes $N^{\nu-rnd}$ wird diese Wahrscheinlichkeit multipliziert mit der Anzahl der gemessenen Neutrino-Kernwechselwirkungen N^ν :

$$N^{\nu-rnd} = P \times N^\nu$$

Für die Bestimmung N^ν wird der Neutrinodatensatz mit den gleichen prompten Datenschnitten, aber mit strikter Single Prong Bedingung, analysiert. Nach Abzug des im Prebeam bestimmten kosmischen Untergrundes erhält man die Anzahl der gemessenen Neutrino-Kernwechselwirkungen. Die in KARMEN2 gemessene Anzahl an Neutrino-Kernwechselwirkungen zeigt eine gute Übereinstimmung mit der berechneten Erwartung gemäß der bekannten Wirkungsquerschnitte. So werden im Energiebereich 16-50 MeV insgesamt 416 Neutrino-Kernwechselwirkungen erwartet und (419.4 ± 4.7) Neutrino-Kernwechselwirkungen im aktuellen Datensatz gemessen. Extrapoliert man diese Zahl auf die Oszillationsanalyse wären (3.8 ± 0.1) zufällige Neutrino-Untergründereignisse in der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Sequenzanalyse zu erwarten. Der relative Fehler der zufälligen Neutrino-induzierten Untergründerwartung ($\pm 3\%$) setzt sich aus der statistischen Ungenauigkeit der Neutrinoerwartung und einer abgeschätzten systematischen Ungenauigkeit von $\pm 2\%$ der Monte Carlo Simulationen zusammen.

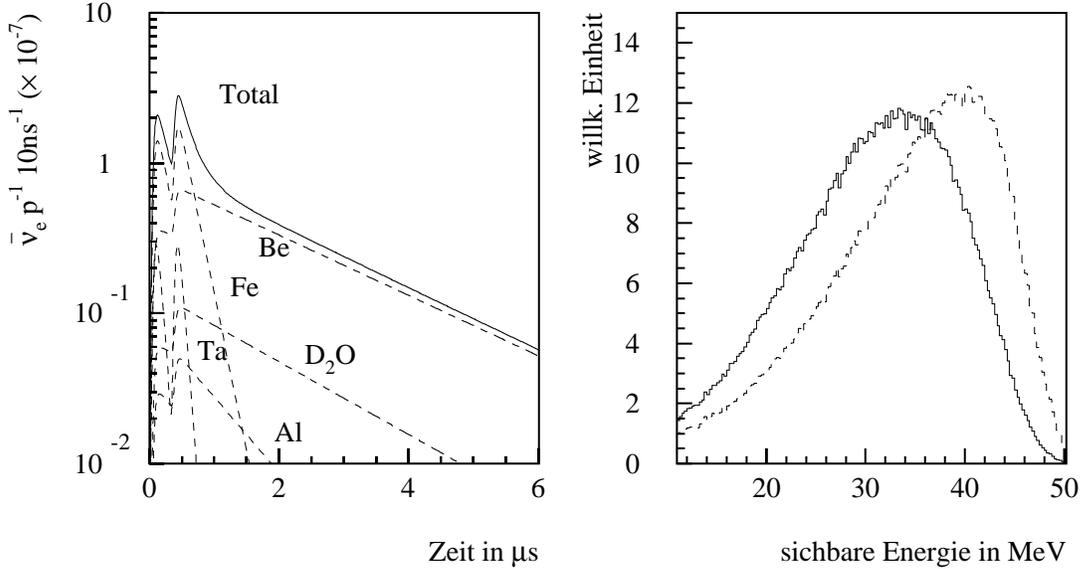


ABBILDUNG 4.12: (a) Zeitabhängigkeit der $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus π^- und μ^- Zerfällen im ISIS-Target [Bur95]. (b) Erwartete Energiedeposition der Positronen für $\bar{\nu}_e$ -Kontamination im Vergleich zu $\bar{\nu}_e$ aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen (gestrichelte Linie) für $\Delta m^2 = 100 \text{eV}^2$.

4.2.4 Die intrinsische $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus dem ISIS-Target

Pro einfallendem 800 MeV Proton auf das ISIS-Tantaltarget werden $0.059 \pi^+$ und $0.033 \pi^-$ produziert [Bur95]. Für die Produktion von $\bar{\nu}_e$ im ISIS-Target ist ausschließlich der Anteil negativer Pionen, die im Flug zerfallen, relevant. Bei gestoppten π^- übertrifft die nukleare Einfangrate an den Targetkernen die Zerfallsrate um einen Faktor 10^6 und kann somit vernachlässigt werden. Wie Monte Carlo Simulationen zeigen, zerfallen 0.65% aller produzierten π^- im Flug [Bur95]. Die dabei entstehenden negativen Myonen werden innerhalb von wenigen Nanosekunden noch im Target bzw. seiner näheren Umgebung (Moderatoren, Reflektoren) gestoppt. Der $\bar{\nu}_e$ produzierende μ^- -Zerfall tritt nun in Konkurrenz zum Myoneinfang, wobei die Einfangrate stark abhängig von der effektiven Kernladung Z_{eff} des Stoppmaterials ist ($\sim Z_{eff}^4$). Damit ist auch die Lebensdauer der Myonen materialabhängig und für eine genaue Bestimmung der Intensität und Zeitverteilung der $\bar{\nu}_e$ aus dem ISIS-Target bedarf es einer detaillierten Simulation, die die Geometrie und den strukturellen Aufbau des ISIS-Target berücksichtigt [Bur95].

Der erwartete $\bar{\nu}_e$ -Fluss wird angegeben relativ zum $\bar{\nu}_\mu$ -Fluss aus dem π^+ -Zerfall in Ruhe:

$$\frac{\bar{\nu}_e}{\bar{\nu}_\mu} = (6.4 \pm 0.77) \times 10^{-4}$$

Abbildung 4.12 zeigt die Zeitabhängigkeit der $\bar{\nu}_e$ Kontamination. Für Zeiten größer $1 \mu s$ dominieren $\bar{\nu}_e$ aus μ^- , die in Beryllium² gestoppt wurden. Bei Auswertung des Zeitintervalls von $[0.6 \mu s, 10.6 \mu s]$ reduziert sich die Erwartung um einen zusätzlichen Faktor 0.76.

²Dient als Neutronenreflektor und Moderator des Spallationstargets

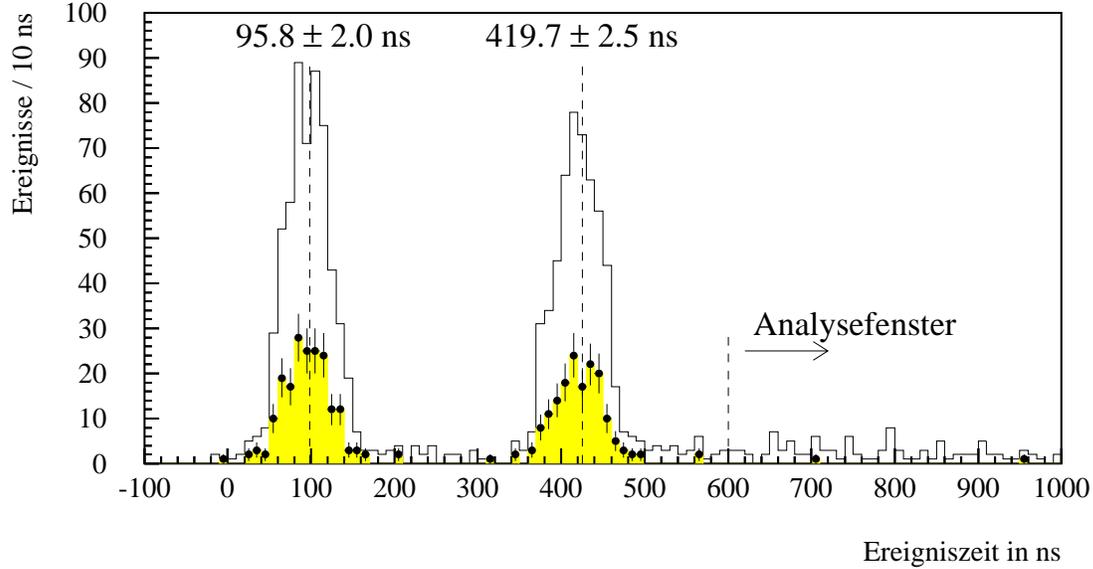


ABBILDUNG 4.13: Ereigniszeiten schneller Neutronen. Die grau unterlegten Messpunkte repräsentieren neutronenartige Sequenzen. Erklärung siehe Text.

Das Energiespektrum der $\bar{\nu}_e$ aus dem μ^- -Zerfall ist niederenergetischer als das Energiespektrum der $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall in Ruhe. Deshalb integriert sich der differentielle Wirkungsquerschnitt der $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ Reaktion auch nur zu $\sigma^{tot} = 72.0 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$. Dies unterdrückt die Erwartung an gemessenen Ereignissen aus der intrinsischen Kontamination um einen weiteren Faktor 0.77. Abbildung 4.12 b) zeigt die sichtbare Energie der Positronen der $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ Reaktion für $\bar{\nu}_e$ aus ISIS-Kontamination sowie $\bar{\nu}_e$ aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen.

Es ergibt sich eine Erwartung an Kontaminationsereignissen von:

$$\frac{N_{\bar{\nu}_e}^{Konta}}{N_{\bar{\nu}_e}^{Osz}} = (3.6 \pm 0.4) \times 10^{-4}$$

Dieses Verhältnis ist noch leicht abhängig von den letztendlich geforderten Energieschnitten auf die Positronenenergie und ist bezogen auf eine Oszillationswahrscheinlichkeit von $P=1$.

Die intrinsische Kontamination ist die einzige Untergrundkomponente, deren Erwartungswert nicht aus den Experimentdaten bestimmt werden kann.

4.2.5 Strahlkorrelierte Neutronen

Pro einlaufendem 800 MeV Proton werden im ISIS-Target im Mittel 25 Spallationsneutronen produziert, was einer Rate von $\sim 3 \cdot 10^{16}$ Neutronen pro Sekunde bei $200 \mu\text{A}$ Strahlstrom entspricht. Neben Spallationsneutronen mit mittleren Energien von 8 MeV werden über direkte n-p Stöße auch hochenergetische Neutronen mit Energien bis zu 400 MeV aus den Kernen geschlagen. Dabei kann das Energiespektrum dieser schnellen Neutronen

für den unter 95° zum Protonenstrahl stehenden Detektor angenähert werden mit:

$$dN/dE = \phi_0 \cdot E^{-1.8}$$

$$\phi_0 \sim 1.6 \times 10^{-5} \frac{\text{Neutronen}}{\text{cm}^2 \text{C}} \quad [\text{Bur94}]$$

Trotz der 7 Meter mächtigen Stahlabschirmung zwischen ISIS-Target und Zentraldetektor und der damit verbundenen Unterdrückung des Neutronenflusses um einen Faktor 10^{15} gelangt bei einer Neutronenabschwächlänge von $\Lambda^{Fe} = 21.6$ cm in Eisen dennoch ein nachweisbarer Anteil schneller Neutronen über direktem Wege in den Zentraldetektor.

Schnelle Neutronen wechselwirken im Zentraldetektor hauptsächlich über elastische n-p Stöße. Weitere Reaktionskanäle sind elastische und inelastische Streuprozesse an ^{12}C wie zum Beispiel $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$. Detaillierte Untersuchungen zu Reaktionen strahlkorrelierter Neutronen in großvolumigen Szintillatoren finden sich in [Web95],[Ste96].

Durch n-p Stöße entsteht eine gefährliche Untergrundquelle für die Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen, da die Rückstossprotonen als prompte, hochenergetische Ereignisse den gesamten Energiebereich der Oszillationssignale abdecken und von Neutroneneinfangreaktionen gefolgt sind. Sofern man sich auf einen Zeitbereich der Analyse ab 600 ns beschränkt stellen diese Ereignisse keinen Untergrund in der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse dar. Schnelle Neutronen bilden aufgrund ihres Entstehungsprozesses die ISIS Doppelpulsstruktur der Protonen in der Ereigniszeit ab. Ein Zeitspektrum von Ereignissen, die mindestens 16 MeV im Zentraldetektor deponieren, zeigt zwei deutliche getrennte Neutronenpulse (Abb.4.13). Die grau unterlegten Messpunkte repräsentieren neutronenartige Sequenzen, während das durchgezogene Histogramm die Ereignisrate ohne die Forderung auf ein mögliches Folgeereignis darstellt. In dieser Verteilung dominieren außerhalb der Pulse bereits Neutrino-induzierte Kernreaktionen das Zeitverhalten außerhalb der Pulse, und die Verteilung eignet sich nicht das Zeitverhalten schneller Neutronen zu studieren. Die grau unterlegten Messpunkte lassen sich mit gutem Fitresultat mit zwei gaussförmigen Verteilungen anpassen ($\chi_{red} = 0.9$). Der zeitliche Abstand mit (323 ± 3.2) ns spiegelt den erwarteten Abstand der Protonenpulse von 325 ns wieder. Die Ereignisse sind mit einer Streuung von ca. 25 ns um den jeweiligen Erwartungswert von 95.9 ns bzw. 419.7 ns lokalisiert. Insbesondere zeigen sich keine offensichtlichen zeitverzögerten Ausläufer der Neutronenpulse. Mit einer konservativen Mindestforderung auf die $\bar{\nu}_e$ -Ereigniszeit > 600 ns wird der Untergrund durch schnelle Neutronen vollständig eliminiert.

4.3 Zusammenfassung

Elektronantineutrinos werden primär über den Einfang am Proton $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ nachgewiesen. Hierbei entsteht eine räumlich und zeitlich ausgeprägte sequentielle Ereignisstruktur durch das prompte Positron und die verzögerten γ 's aus dem Neutroneneinfang.

Die im KARMEN1 Experiment die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationssuche limitierende Untergrundquelle durch kosmisch myoninduzierte Neutronen konnte im Rahmen des KARMEN Upgrades durch eine zusätzliche Installation eines Vetosystem in die Eisenabschirmung erkannt und damit deren Rate, um einen Faktor 35 reduziert werden.

Die Hauptuntergrundquellen sind seitdem die geladenen Neutrino-induzierte Reaktionen an ^{12}C . Die geladene Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ und der ν -induzierte zufällige

Untergrund sind gut verstanden. Ihre Beiträge zur $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse können direkt aus dem Neutrinodatensatz präzise bestimmt werden und sind daher mit nur kleinen systematischen Fehlern behaftet.

Der Beitrag der bereits im ISIS Target produzierten $\bar{\nu}_e$ durch μ^- -Zerfälle kann mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen mit einer Genauigkeit von $\pm 12\%$ berechnet werden und stellt nur den kleinsten Beitrag zum Gesamtuntergrund dar.

Kapitel 5

Oszillationsanalyse $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Die Resultate der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsereignissen werden in diesem Kapitel präsentiert. Durch die genaue Kenntnis des zu erwartenden Untergrundes können aus den Messresultaten Aussagen über die Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 gezogen werden. Hierfür bedarf es der parametrischen Statistik, die aus den Werten der gemessenen statistischen Observablen quantitative Rückschlüsse auf die physikalischen Parameter des Mischungswinkel $\sin^2(2\Theta)$ und der Massendifferenz der Masseneigenzustände Δm^2 erlaubt. Bei kleinen Ereigniszahlen hängen die statistischen Interpretationen eines Messresultats vom gewählten statistischen Ansatz ab, deshalb gibt Kap. 5.1 eine allgemeine Einführung der statistischen Ansätze der parametrischen Statistik und erläutert detailliert den für diese Arbeit gewählten Ansatz (Unified Approach).

Die einfachste statistische Observable ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse, die in Relation zur Untergrunderwartung gesetzt wird (Fenstermethode). Die Ergebnisse dieser Datenanalyse werden zusammen mit der Auswahl der zugehörigen Datenschnitte in Kapitel 5.2 vorgestellt und diskutiert.

Durch die hohe Energie, Zeit- und Ortsauflösung des KARMEN Detektors ist es sinnvoll die statistische Observable auf die Energie-, Zeit- und Ortsinformation eines gemessenen Ereignisses zu erweitern. Die Likelihoodanalyse nutzt diese zusätzlichen Informationen aus und gilt aus theoretischer Sicht als das effizienteste Verfahren zur Signalbestimmung auch bei kleinen Ereigniszahlen [Cra58]. Die erstmalige Anwendung der Likelihoodmethode auf die KARMEN2 Daten für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse ist ein zentraler Punkt dieser Arbeit (Kap. 5.3). Hierbei steht im Blickpunkt die Anwendung bei sehr kleinen Ereigniszahlen und die komplexe Implementierung des Unified Approach in die Analyse. Durch die Anwendung der Likelihoodmethode wird die Sensitivität des KARMEN2 Experiments gegenüber der Fenstermethode um einen Faktor 1.6 gesteigert. Somit erreicht KARMEN2 nach 2-jähriger Messzeit erstmals die Sensitivität, um den vom LSND Experiment favorisierten Oszillationsparameterbereich zu testen.

5.1 Statistische Analyse kleiner Signale

Durch die Publikation eines anwendungsbezogenen neuen Ansatzes für die Analyse kleiner Signale [Fel98], wurde die langjährige Diskussion über die korrekte Bestimmung von Kon-

fidenzintervallen neu entfacht. Der innerhalb der Publikation vorgeschlagene Ansatz eines sogenannten Unified Approach wurde 1998 von der Particle Data Group [PDG98] adaptiert und ist der für diese Arbeit primär gewählte Ansatz zur statistischen Interpretation der KARMEN2 Messresultate.

Um ein besseres Verständnis für die Umsetzung des Unified Approach in die Likelihoodanalyse zu gewährleisten wird eine kurze Beschreibung der parametrischen Statistik und ihrer wesentlichen Problemstellungen und Lösungsansätzen gegeben. Zur Vereinfachung der Beschreibung sei zunächst die einzige statistische Observable die Anzahl der gemessenen Ereignisse N .

Eine Wahrscheinlichkeitsdichte P mit bekannten physikalischen Parametern erlaubt es vorauszusagen mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Zufallsvariable im Experiment gemessen wird. Der für KARMEN2 relevante Prozess ist der Poissonprozess mit Untergrunderwartung. Die Wahrscheinlichkeit N Ereignisse bei Signalerwartung s und Untergrunderwartung μ_b zu messen beträgt:

$$P(N|s) = \frac{(\mu_b + s)^N}{N!} e^{-(\mu_b + s)}.$$

Ziel der Experimentanalyse ist aber die Signalerwartung s aus dem Messresultat N abzuschätzen. Für die Abschätzung des unbekanntes Signals s aus der Messung N gibt es zwei statistische Methoden: der Bayesische Ansatz und die Methode der Konfidenzintervalle (Frequentists Approach).

Beide Methode konvergieren in ihren Ergebnissen allerdings nur bei großer Signalstärke und falls der Zentralwert der Abschätzung nicht nahe einer physikalischen Randbedingung liegt. Aber gerade bei Experimenten wie KARMEN2 bei welchen aufgrund der physikalischen Situation nur ein kleines oder überhaupt kein Signal erwartet werden darf, wird in der Regel die Hälfte aller Experimente durch statistische Fluktuationen die beste Datenanpassung und damit Signalabschätzung bei einem physikalisch unsinnigen negativen Signal besitzen.

Der Bayesische Ansatz

Das Bayesische Theorem liefert die gesuchte Wahrscheinlichkeitsdichte für das Signal s bei einer Messung von N Ereignissen:

$$P(s|N) = P(N|s) \times \frac{\Pi(s)}{\int (P(N|s) \cdot \Pi(s)) ds} \quad (5.1)$$

$\Pi(s)$ ist die benötigte a priori Wahrscheinlichkeitsverteilung des Signals s und meistens nicht bekannt. Nur im Grenzfall hoher Statistik sind die aus dem Bayesischen Theorem abgeleiteten Ergebnisse unabhängig von der a priori Wahl für die Verteilung Π [Ago95]. Die Particle Data Group [PDG96] empfiehlt bei Unkenntnis das Signal als gleichverteilt im physikalisch erlaubten Bereich anzunehmen.

Die Bayesische Methode gibt kein Entscheidungskriterium ob die Messung als Evidenz eines physikalischen Effekts oder als Nullresultat interpretiert werden muss. Bei subjektiver Entscheidung das Messergebnis als Nullresultat zu interpretieren, und damit eine

Obergrenze für das Signal abzuleiten, ergibt sich die Obergrenze s^δ durch die Bedingung:

$$\delta = \int_0^{s^\delta} P(s|N)ds \quad (5.2)$$

Die Interpretation von s^δ ist die Aussage, dass der wahre physikalische Wert s nur mit einer Wahrscheinlichkeit $1 - \delta$ größer als s^δ ist. Man spricht hier vom Vertrauensgehalt (Konfidenzgehalt) δ der Obergrenze. In Gleichung 5.2 wird die Integration nur im physikalisch sinnvollen Bereich erlaubt (z.B.: $s \geq 0$). Hierdurch entfallen negative Abschätzungen für das Signal. Diese Voreingenommenheit (Bias) verhindert, dass bayesische Resultate verschiedener Experimente gemittelt werden dürfen.

Die aus dem Bayesischen Theorem abgeleiteten Obergrenzen erfüllen nicht die Forderung des korrekten *Überdeckungsgrades* (*coverage*). Korrekter Überdeckungsgrad bedeutet, dass bei wiederholten Messungen die Obergrenzen s^δ in δ aller Fälle den wahren physikalischen Wert mitbeinhalten. Am Beispiel eines Nulleffekts ($s=0$) kann demonstriert werden, dass die Bayesische Methode nicht den korrekten Überdeckungsgrad liefert, da jede konstruierte Obergrenze den wahren Wert beinhaltet, im Gegensatz zur Forderung, dass nur δ aller Obergrenzen $s=0$ einschließen sollen.

Methode der Konfidenzintervalle

Die Methode der Konfidenzintervalle [Ney37] umgeht eine anzugebende a priori Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Signal und ist auch auf den unphysikalischen Bereich erweiterbar [Jam91]. Die einzige benötigte Information ist die dem Prozess zugrunde liegende Wahrscheinlichkeitsdichte $P(N|s)$ des Messergebnisses N unter der Hypothese s . Diese Verteilung ist im Allgemeinen bekannt, wie zum Beispiel der Poissonprozess mit Untergrund (Gl. 5.1). Für diese Verteilung konstruiert man für jede hypothetische Signalerwartung s die Intervallgrenzen $n_1(s, \delta), n_2(s, \delta)$, derart dass wiederholte Experimente in δ aller Fälle ein Messergebnis N produzieren, für das gilt:

$$P(n_1 < N < n_2) = \delta = \int_{n_1}^{n_2} P(n|s)dn \quad (5.3)$$

Damit ergeben sich also in Abhängigkeit von der Signalerwartung s die unteren und oberen Intervallgrenzen $n_1(s), n_2(s)$. Mit den Umkehrfunktionen $s_1(n), s_2(n)$ gilt im Umkehrschluss:

$$P(s_1(N) < s < s_2(N)) = \delta \quad (5.4)$$

Aus der Messung N ergibt sich also eine zweiseitige Intervallabschätzung $[s_1, s_2]$ für das Signal s . Die Methode muss so interpretiert werden, dass mit einer Wahrscheinlichkeit von δ das konstruierte Intervall $[s_1, s_2]$ auch tatsächlich den gesuchten, wahren physikalischen Wert enthält. Die Bedingung 5.3 legt die Intervallgrenzen (n_1, n_2) allerdings nicht eindeutig fest, da bei einer kontinuierlichen Verteilung unendlich viele Intervalle $[n_1, n_2]$ existieren, die die Bedingung 5.3 erfüllen. Bei einer gewünschten eindeutigen Konvention bedarf es einer zusätzlichen Vorschrift für die Integration. Solche Vorschriften werden

Ordnungsprinzip genannt. Dabei ist das bekannteste Ordnungsprinzip die Konstruktion von Intervallen, die um den Erwartungswert der Verteilung $P(n|s)$ zentriert sind. Per Konstruktion liefert die Methode der Konfidenzintervalle den korrekten Überdeckungsgrad.

Der Unified Approach

Der Unified Approach gehört zur Klasse der Methode der Konfidenzintervalle. Der Ansatz enthält lediglich ein neues Ordnungsprinzip zur Konstruktion der Intervallgrenzen $n_1(s), n_2(s)$. Das Ordnungsprinzip ergibt automatisch ein objektives Kriterium, ob das daraus konstruierte Konfidenzintervall $[s_1(N), s_2(N)]$ als Evidenz oder Nullresultat einer Hypothese zu interpretieren ist.

Das Ordnungsprinzip des Unified Approach addiert die Beiträge des Integrals 5.3 in einer streng vorgegebenen Reihenfolge. Die Reihenfolge basiert auf absteigenden Werten des Wahrscheinlichkeitsverhältnisses:

$$R(n, s) = \frac{P(n|s)}{P(n|\mu_{Best})} \quad (5.5)$$

$$\mu_{Best} = \max(0, n - \mu_b) \quad (5.6)$$

Werte von n erweitern solange die Akzeptanzregion $n_1(s), n_2(s)$ bis die Summe $P(n|s)$ das gewünschte Konfidenzintervall δ übersteigt.

Bei Messung von N Ereignissen werden die Intervallgrenzen für das Signal S dann wieder aus den Werten der Umkehrfunktionen $s_1(N), s_2(N)$ bestimmt. Ist die untere Intervallgrenze $s_1(N)$ von Null verschieden wird die Nullhypothese ausgeschlossen. Bedingung 5.6 entspricht der bestmöglichen Datenanpassung im physikalisch erlaubten Bereich. Eine Erweiterung auf den unphysikalischen Bereich ist möglich, von den Autoren in der Originalpublikation jedoch nicht empfohlen.

Zusammenfassend festzuhalten ist, dass zur Umsetzung des Unified Approach bekannt sein muss:

1. Wahrscheinlichkeitsdichte der statistischen Observablen bei gegebenen physikalischen Parametern.
2. Ordnungsprinzip zur Konstruktion der Intervallgrenzen $n_1(s), n_2(s)$. Dabei zeichnet sich der Unified Approach durch die Verwendung eines Wahrscheinlichkeitsverhältnisses aus (Gl. 5.5). Der zentrale Punkt des Unified Approach ist, dass die Messwahrscheinlichkeit N Ereignisse unter der Hypothese s bei Untergrunderwartung μ_b zu messen, in Relation zur Messwahrscheinlichkeit der bestmöglichen Datenanpassung gestellt wird.

Das Ordnungsprinzip des Unified Approach ist in gewisser Hinsicht willkürlich gewählt und andere Ordnungsprinzipien wurden vorgeschlagen [Giu99, Roe98]. Inwieweit diese Ordnungsprinzipien in die einschlägige Literatur Eingang finden muss abgewartet werden.

Es wird von der Particle Data Group empfohlen neben dem experimentellen Resultat auch die Sensitivität des Experiments anzugeben. Die Sensitivität ist im Falle der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen definiert als der Erwartungswert des auszuschließenden Mischungswinkel unter der Nullhypothese.

5.2 Die Fenstermethode

Die Fenstermethode ist die einfachste Methode, um einen möglichen Ereignisüberschuss in den Messdaten festzustellen. Ihrer Einfachheit steht der Nachteil fehlender Sensitivität gegenüber, da die Methode nicht das volle Potential des KARMEN Detektors ausnutzt. Deshalb sollte sie nur als Ergänzung und Konsistenztest zur anschließenden Likelihoodmethode verstanden werden.

5.2.1 Methode

In der Fenstermethode wird nach Definition der Datenschnitte die Anzahl der gemessenen Ereignisse N mit der Untergrunderwartung μ_b verglichen. Die Wahrscheinlichkeit N Ereignisse bei Untergrunderwartung μ_b und Signalerwartung s zu messen ist die in Gleichung 5.1 angegebene Poissonverteilung. Die einzige statistische Observable in der Fenstermethode ist die einmalige Messung der Ereignisse N . Signaturen in Energie, Ort und Zeit gehen nicht weiter in die Analyse ein.

Bei kleinen Ereigniszahlen kann durch den ganzzahligen Charakter der Messung die statistische Interpretation eines Messergebnisses stark abhängig von den gewählten Datenschnitten sein.

Ein Beispiel soll dies verdeutlichen:

Es werden 0 Ereignisse bei 2.88 erwarteten Untergrundereignissen gemessen. Gemäß dem Unified Approach kann damit im 90% Konfidenzintervall ein Signal größer 1.1 Ereignisse ausgeschlossen werden. Liegt nun ein gemessenes Ereignis gerade außerhalb der Datenschnitte wird eine leichte Änderung der Datenschnitte die Obergrenze des Signals signifikant erhöhen. Wird nämlich der Datenschnitt leicht geändert, sodass plötzlich 1 Ereignis bei einer nur gering erhöhten Untergrunderwartung von 3.0 Untergrundereignissen gemessen wird, ergibt sich nun ein ausgeschlossenes Signal von 1.9 Ereignissen im 90% K.I. . Eine leichte, unscheinbare Änderung der Datenschnitte ergibt also eine um einen Faktor 1.7 erhöhte Obergrenze auf die Oszillationswahrscheinlichkeit. Dieser Umstand ist zwar unerwünscht aber unvermeidbar.

Vor diesem Hintergrund steht der Wunsch nach einem objektiven Kriterium für die Auswahl der Datenschnitte.

Ein objektives Kriterium ist die Festlegung der Datenschnitte für maximale $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Sensitivität, d.h. die Datenschnitte so zu wählen, dass der Erwartungswert des auszuschließenden Mischungswinkels minimal ist. Dieser ergibt sich aus dem Verhältnis der in vielen hypothetischen KARMEN2 Experimente im Mittel ausgeschlossenen Signale $\langle s \rangle^\delta$ und der berechneten Signalerwartung $N_{max.}^{Osz.}(\Delta m^2, I)$ bei maximaler Mischungsamplitude. Die

gewählten Datenschnitte sind repräsentiert durch das Auswertintervall I:

$$\mathcal{S} = \text{Sensitivität}(\Delta m^2, I) = \langle \sin^2(2\Theta) \rangle = \frac{\langle s \rangle^\delta(I)}{N_{max}^{Ossi}(\Delta m^2, I)}$$

Der Erwartungswert der im Experiment bestimmten Obergrenze $\langle s \rangle^\delta$ ist eine Funktion der Untergrunderwartung μ_b , und den Messresultaten der statistischen Observablen in den einzelnen simulierten Experimenten. Im Falle der Fenstermethode ergibt sich der Erwartungswert des ausgeschlossenen Signals durch:

$$\langle s \rangle^\delta(I) = \sum_{n=0}^{\infty} s[n, \mu_b(I)]^\delta \cdot \frac{\mu_b^n}{n!} e^{-\mu_b} .$$

Nur in seltenen Fällen ist der Funktionsverlauf des ausgeschlossenen Signals $s[n, \mu_b(I)]^\delta$ analytisch zugänglich und wird in der Regel numerisch oder über Simulationen bestimmt.

Alle in die Sensitivität eingehenden Größen sind abhängig vom gewählten Auswertintervall I, dessen Optimierung der Intervallgrenzen die gestellte Aufgabe ist. Das Auswertintervall I ist gegeben durch die Datenschnitte auf prompte Energie, prompte Zeit, Energie des verzögerten Ereignis und Zeit- und Ortskorrelation zwischen prompten und verzögerten Ereignissen.

Grundlage für die Anwendung des Verfahrens ist die Kenntnis wie sich die Untergrunderwartung μ_b bei Änderung der Datenschnitte verändert. Alle Signaturen der Untergrundkomponenten sind im KARMEN Experiment präzise bekannt, wie im Untergrundkapitel gezeigt wurde, und das Verfahren anwendbar. Die Sensitivität $\mathcal{S}(\Delta m^2, I)$ ist eine 11 - dimensionale Funktion, da es für jede Signatur ein zweiseitiges Auswertintervall gibt. Die Funktion wird auf 5 Dimensionen reduziert, indem Δm^2 fixiert wird und folgende, physikalisch motivierte Randbedingungen vorgegeben werden:

- ◇ Der obere Energieschnitt auf das prompte Ereignis beträgt 50 MeV (maximale Positronenenergie).
- ◇ Der untere Zeitschnitt beträgt 0.6 μs (Abtrennung schneller Neutronen).
- ◇ Die Mindestzeitdifferenz zwischen prompten und verzögertem Ereignis beträgt triggerbedingt 5 μs (Hardwaretrigger).
- ◇ Der untere Energieschnitt auf das verzögerte Ereignis beträgt 0 MeV (reine Hardwareschwelle).
- ◇ Das Auswertintervall auf die Ortskorrelation entlang der Modulachse soll symmetrisch sein.

Abb. 5.1 zeigt die Ergebnisse der Optimierung der Auswertintervalle. Die Kurven sind die jeweiligen Projektionen der Sensitivität auf die variierten Intervallgrenzen im globalen Minimum der Sensitivität S. Sie wurden berechnet für maximale Sensitivität des 90% Konfidenzintervalles unter der Annahme $\Delta m^2 = 0.1 \text{eV}^2$ und gelten nur für die Untergrundsituation des analysierten Datensatzes. Die Wahl der Massendifferenz von $\Delta m^2 = 0.1 \text{eV}^2$

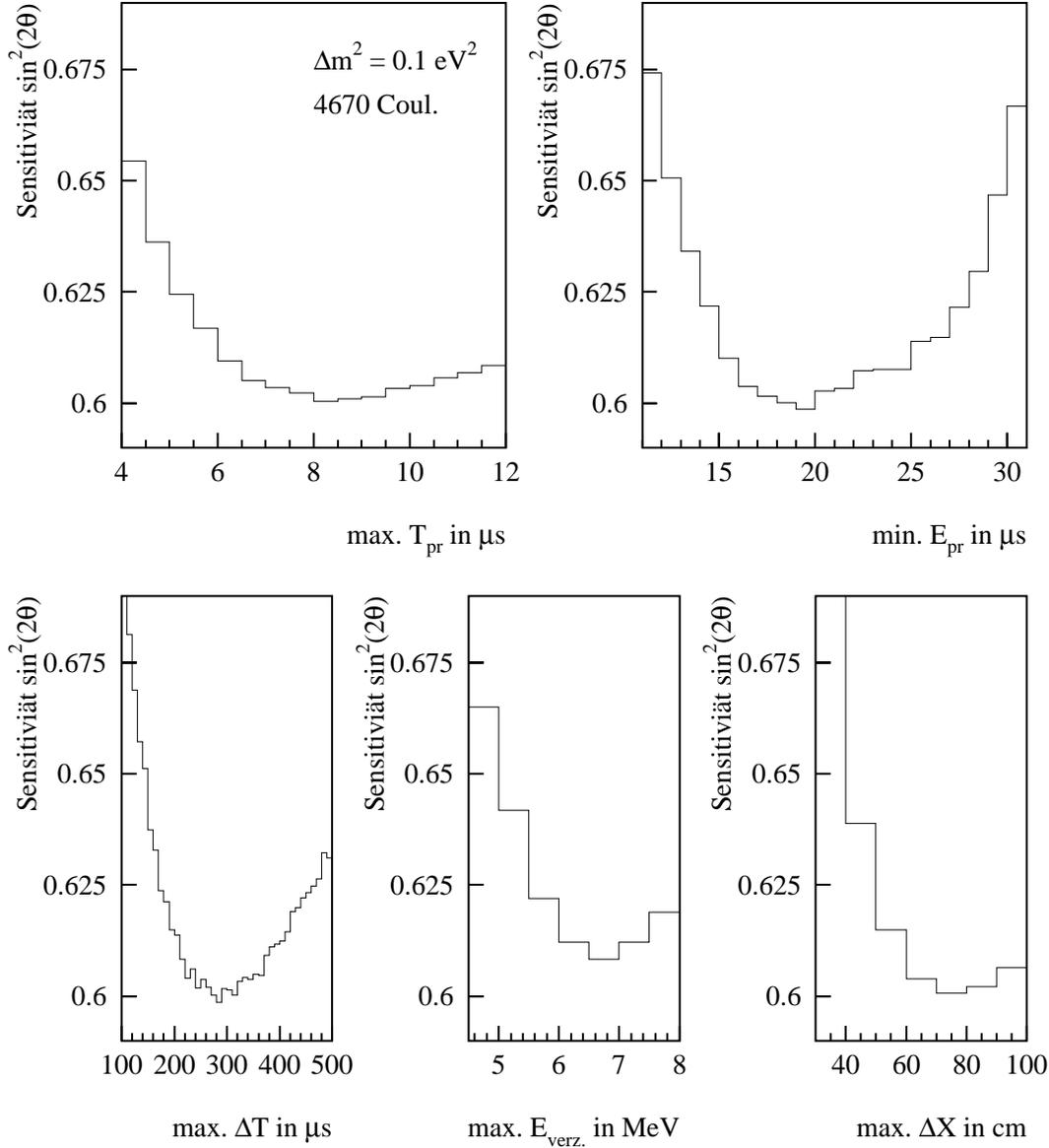


ABBILDUNG 5.1: Erwarteter auszuschließender Mischungswinkel für $\Delta m^2=0.1 \text{ eV}^2$ in Abhängigkeit der Datenschnitte.

ist motiviert durch die LSND-Evidenz. Aufgetragen ist der erwartete auszuschließende Mischungswinkel in Abhängigkeit der Datenschnittgrenze. Beachtet man die Absolutskala in Abb.5.1 zeigt sich, dass die Minima nur schwach ausgeprägt sind und damit die KAR-MEN2 Sensitivität für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen nur schwach abhängig ist von den gewählten Datenschnitten. Die stärkste Abhängigkeit zeigt sich in der Minimalenergie des prompten Ereignisses und der Zeitdifferenz zwischen dem verzögerten und prompten Ereignis der Sequenz. Die Sensitivität ist im niederenergetischen Bereich limitiert durch den ansteigenden kosmischen Untergrund und dem zusätzlichen zufälligen Neutrino-Untergrund durch neutrale Stromereignisse $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$, die maximal 16 MeV im Detektor

deponieren. Der Sensitivitätsverlust durch ein zu restriktives ΔT Intervall erklärt sich durch die exponentielle Zeitstruktur des Neutroneneinfangs. Bei zu langen ΔT Intervallen hingegen werden die Untergrundbeiträge durch geladene Stromsequenzen und zufälligem Neutrinountergrund dominant.

Die Verteilungen motivieren die folgenden Schnitte für die Fenstermethode:

$$\begin{array}{llllll}
 \star & 20 \text{ MeV} & \leq & E_{prompt} & \leq & 50 \text{ MeV} \\
 \star & 0.6 \text{ } \mu\text{s} & \leq & T_{prompt} & \leq & 8.0 \text{ } \mu\text{s} \\
 \star & 0 \text{ MeV} & \leq & E_{verzögert} & \leq & 7 \text{ MeV} \\
 \star & 5 \text{ } \mu\text{s} & \leq & \Delta T = T_{verzögert} - T_{prompt} & \leq & 300 \text{ } \mu\text{s} \\
 \star & -80 \text{ cm} & \leq & \Delta X = X_{verzögert} - X_{prompt} & \leq & +80 \text{ cm}
 \end{array}$$

5.2.2 Messung

Der analysierte Datensatz umfasst den Zeitraum Februar 1997 bis Februar 1999. Dabei wurden an ISIS 4670 Coulomb Protonen auf das Target geschossen. Die ISIS Strahlzeit entspricht 315 *beam on* Tage mit einem mittleren Strahlstrom von 172 μA . Die Neutrino-Produktion im ISIS Haupttarget betrug $13.2 \cdot 10^{20} \nu$, während $0.2 \cdot 10^{20} \nu$ im μSR Target produziert wurden.

Neben den oben aufgelisteten Datenschnitten wurden Stack- und VTO Reduktionen mit 24 μs bzw. 14 μs Softwaretötzeit sowie die SMU-Reduktion angewandt. Dies führt zu einem Nachweisverlust von 29%. Ferner wurden alle erkannten geladenen Stromsequenzen aus Kap. 4.2.2 aus dem Datensatz eliminiert. Mehrfachsequenzen, also Sequenzen mit mehr als einem verzögerten Ereignis gemäß den Datenschnitten, werden verworfen. Es wurde das gesamte Detektorvolumen mit 56 t Masse ausgewertet. Die Bedingungen auf den Ereignisort des prompten Ereignis sind damit:

$$\begin{array}{llllll}
 \star & -175 \text{ cm} & \leq & X_{prompt} & \leq & 175 \text{ cm} \\
 \star & 0.5 & \leq & Reihen_{prompt} & \leq & 32.5 \\
 \star & 0.5 & \leq & Spalten_{prompt} & \leq & 16.5
 \end{array}$$

Durch den Zeitschnitt 0.6-8.0 μs auf das prompte Ereignis ergibt sich ein Nachweisverlust von 18% für die Positronen aus dem $\bar{\nu}_e$ -Nachweis. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Positrons aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation ($\Delta m^2=100 \text{ eV}^2$) im Detektor beträgt $(75.1 \pm 1.5)\%$ bei dem Energieschnitt von 20-50 MeV. Mit den Datenschnitten für das verzögerte Ereignis ergibt sich eine Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von $(45.2 \pm 3.0)\%$. Damit kombiniert sich die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit zu $(19.8 \pm 1.8)\%$.

Unter der Annahme maximaler Mischung $\sin^2(2\Theta) \equiv 1$ bei $\Delta m^2=100 \text{ eV}^2$ berechnet sich die Anzahl an erwarteten Sequenzen aus dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Nachweis zu 1421 ± 227 Ereignissen. Die relative systematische Ungenauigkeit der Erwartung von 16% ergibt sich durch die Ungenauigkeit des Neutrinoflusses und der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von je 7% und 2% der GEANT Simulationen.

Aus den vier verschiedenen Beiträgen der Untergrundreaktionen erwartet man für den analysierten Datensatz eine Gesamtzahl von (5.3 ± 0.2) Ereignissen (Tabelle 5.1).

Reaktion	Erwartete Ereignisse
kosmisch induziert	1.1 ± 0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Sequenzen	1.5 ± 0.1
zufälliger ν -Untergrund	1.7 ± 0.1
intrinsische $\bar{\nu}_e$ Kontamination	1.0 ± 0.1
Gesamtuntergrund	5.3 ± 0.2
$\sin^2(2\Theta) \equiv 1, \Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$	1421 ± 227

TABELLE 5.1: Messerwartung der Fenstermethode

Im analysierten Datenensemble werden insgesamt 7 Sequenzen gefunden, die alle Bedingungen erfüllen. Die gemessenen Ereignisse zeigen in ihren Signaturen eine gute Übereinstimmung mit den Untergrunderwartungen (Abb. 5.2) und geben keinen Hinweis auf ein Zusatzsignal von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen.

5.2.3 Ergebnisse

Bei 7 gemessenen Ereignissen mit einer Untergrunderwartung von 5.3 Ereignissen kann im Bayesischen Ansatz mit einem Vertrauensgehalt von 90% ein zusätzliches Signal durch $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen größer 6.9 Ereignissen ausgeschlossen werden. Der Unified Approach setzt entsprechend die Obergrenze des 90% Konfidenzintervalls auf ein maximales Oszillationssignal von 7.2 Ereignissen.

Unter der Annahme von $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ wird damit im Unified Approach folgende Obergrenze des 90% Konfidenzintervalls auf den Mischungswinkel gesetzt:

$$\sin^2(2\Theta) < 5.1 \times 10^{-3} \quad 90\% \text{ K.I.}$$

Die Sensitivität beträgt bei der Untergrunderwartung von 5.3 ± 0.2 Ereignissen:

$$\mathcal{S}(\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2) = 3.7 \times 10^{-3} \quad 90\% \text{ K.I.}$$

Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass in der Fenstermethode die Streuung der erwarteten Obergrenzen beinahe identisch mit der Streuung der Untergrunderwartung ($\sqrt{\mu_b}$) ist, ist die experimentell abgeleitete Ausschlussgrenze auf den Mischungswinkel verträglich mit der Sensitivität. So wird in 17% aller KARMEN2 Experimente unter Annahme der Nullhypothese eine höhere Obergrenze erwartet.

Der über die Fenstermethode ausgeschlossene Bereich für den gesamten $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$ -Parameterraum ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Kombinationen der Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 rechts der schwarz durchgezogenen Ausschlusskurve besitzen nur eine Wahrscheinlichkeit von höchstens 10%.

Der über die Fenstermethode von KARMEN2 im 90% Konfidenzintervall ausgeschlossene Bereich steht damit nicht im Widerspruch zu den von LSND favorisierten Parametern

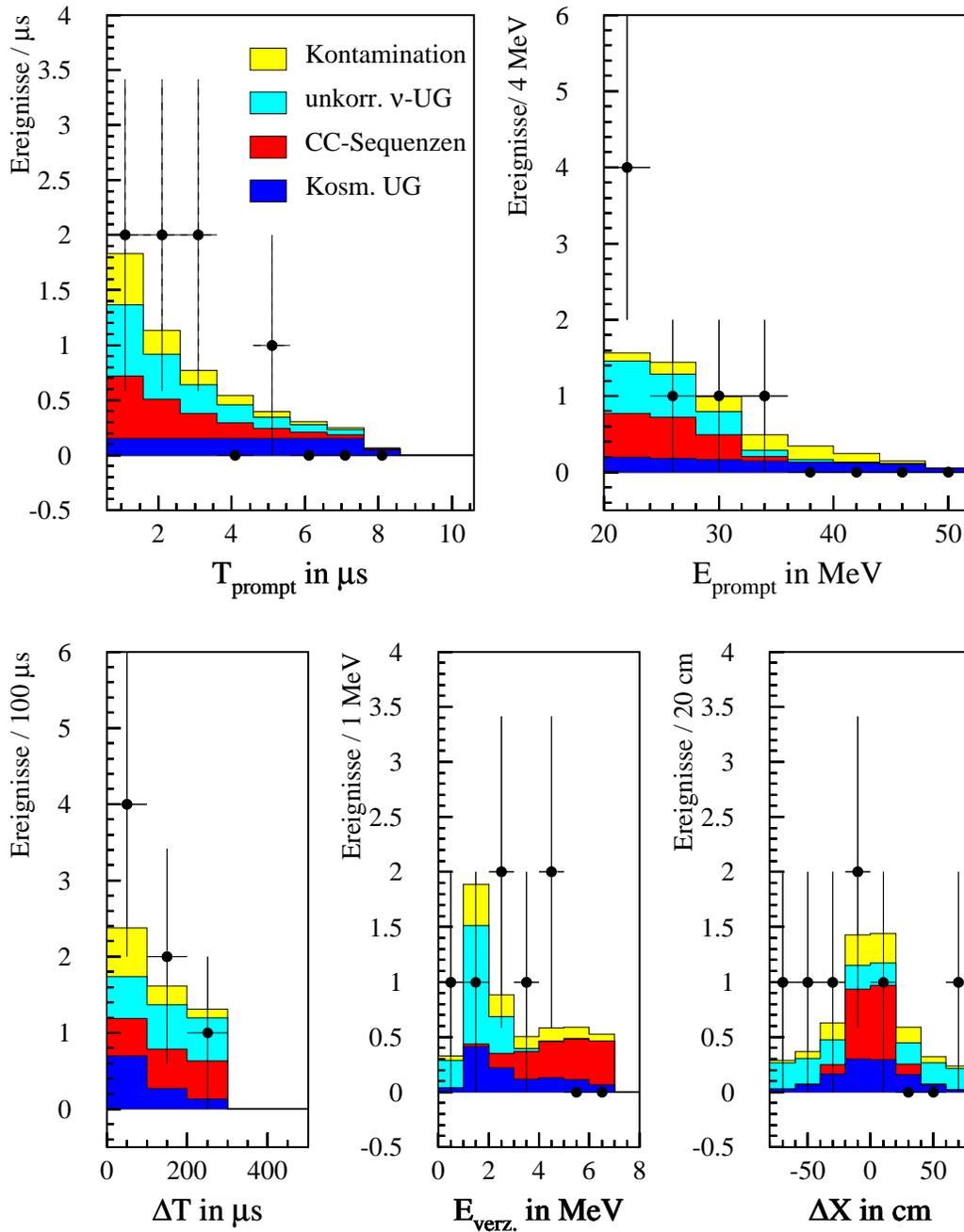


ABBILDUNG 5.2: Signaturen der gemessenen 7 Sequenzen mit den Datenschnitten der Fenster-
methode. Eingezeichnet sind die Untergrunderwartungen der einzelnen Untergrundreaktionen, die
sich zu 5.3 Ereignissen addieren.

für $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen. Allerdings lässt die Sensitivität der
Fenstermethode hier auch nicht erwarten, dass für die LSND -Bereiche, insbesondere für
 $\Delta m^2 < 1 \text{ eV}^2$, mit der derzeitigen statistischen Situation über die Fenstermethode strin-
gente Aussagen gemacht werden können. Erst durch eine Analyse der Daten mit einer

dezidierten Methode (Likelihoodmethode) wird der vom LSND Experiment favorisierte Bereich zugänglich.

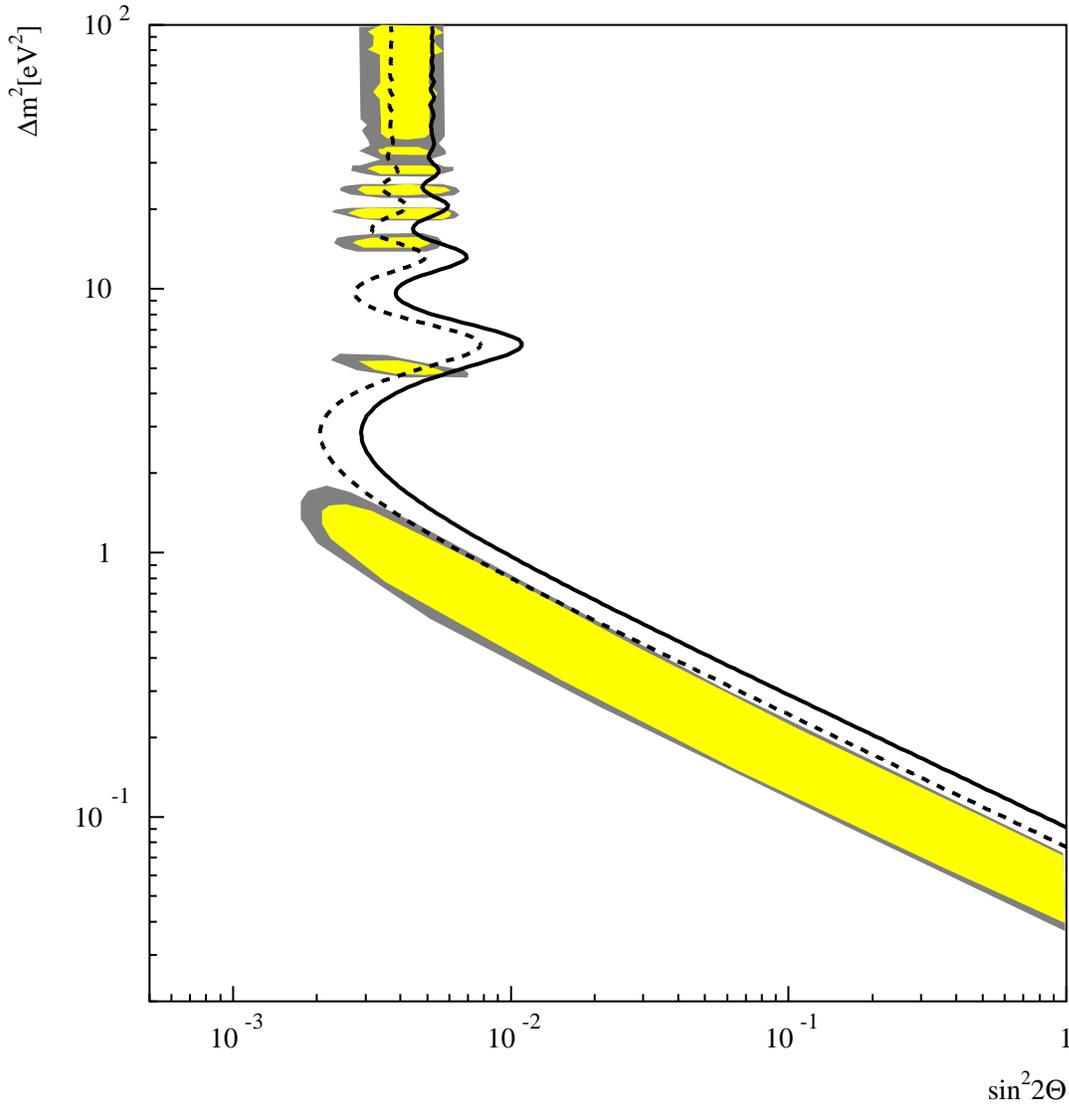


ABBILDUNG 5.3: **Fenstermethode:** Ausschlusskurve des 90% Konfidenzintervall in der $\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$ Ebene. Die gestrichelte Linie entspricht der Sensitivität. Die hell- und dunkelgrau entsprechen den 90% und 95% Konfidenzintervallen der LSND-Evidenz [Chu99]

5.2.4 Chronologische Entwicklung der Messergebnisse

Die in dieser Arbeit optimierten Intervallgrenzen sind sehr nahe an den Datenschnitten der ersten KARMEN2 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Publikation im Juni 1998 auf der Neutrino 98 –Konferenz (Takayama, Japan)[Eit99a]. Das damalige Messresultat von 0 gemessenen Ereignissen bei einer Untergrunderwartung von 2.88 Ereignissen führt im Unified Approach zu äußerst stringenten Ausschlussgrenzen der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsparameter insbesondere im Ver-

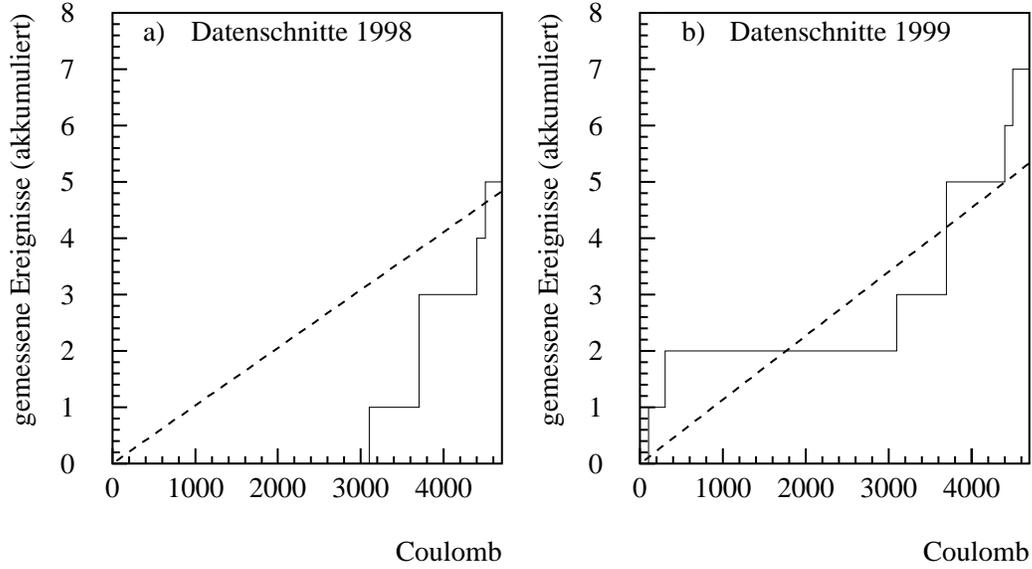


ABBILDUNG 5.4: Chronologischer Verlauf der Messresultate mit den 1998er Datenschnitte und aktuellen 1999er Datenschnitte. Die gestrichelte Linie entspricht der Untergrunderwartung.

gleich zum bayesischen Ansatz. Die Veröffentlichung führte zu einer breiten Diskussion statistischer Analysemethoden auf den Preprint Servern des Internet [Giu99, Giu99b, Roe98, Zec98]. Dabei wurde hauptsächlich über die korrekte statistische Interpretation von Obergrenzen bei Experimenten, die weniger Ereignisse als ihre Untergrunderwartung messen, diskutiert.

Der folgende Abschnitt gibt die Messresultate des aktuellen Datensatzes ausgewertet mit den Datenschnitten der 1998er Publikation wieder und zeigt, wie sich die Unterfluktuation an gemessenen Ereignissen zeitlich entwickelt hat. Einleitend sei festgehalten, dass die Wahrscheinlichkeit in einem Poissonprozess 0 Ereignisse bei 2.88 erwarteten Ereignissen zu messen 5.6% beträgt.

Die Datenschnitte der 1998er Analyse wurden ebenfalls über den beschriebenen Optimierungsalgorithmus bezüglich maximaler $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Sensitivität bei kleinem Δm^2 bestimmt. Allerdings wurden damals in dem Verfahren noch nicht die Intervallgrenzen für die Ortskorrelation ΔX berücksichtigt und mit $|\Delta X| < 60$ cm fixiert. Es ergaben sich als optimierte Datenschnitte [Jan98] (in Fettdruck optimierte Datenschnitte der aktuellen Analyse):

*	20 MeV	\leq	E_{prompt}	\leq	50 MeV	
*	0.6 μs	\leq	T_{prompt}	\leq	8.6 μs	8.0 μs
*	0 MeV	\leq	$E_{verzögert}$	\leq	7.5 MeV	7.0 μs
*	5 μs	\leq	ΔT	\leq	270 μs	300.0 μs
*	(-80 cm)	-60 cm	\leq	ΔX	\leq	+60 cm (+80 cm)

Im aktuellen Datensatz werden mit diesen Datenschnitten 4.7 Untergrundergebnisse erwartet und 5 Sequenzen gemessen. Die fehlenden zwei Ereignissen im Vergleich zur Analyse

mit den aktuellen optimierten Schnitten ergibt sich durch den restriktiveren Schnitt in der Ortskorrelation und der um $30 \mu s$ leicht reduzierten maximalen Differenzzeit zwischen prompten und verzögertem Ereignis .

Abbildung 5.4 a) zeigt die zeitliche Entwicklung der Messresultate mit den 1998er Datenschnitten. Die gestrichelte Linie entspricht der Untergrunderwartung, also 2.88 Ereignissen bei 2900 Coulomb bzw. 4.7 Ereignissen bei 4670 Coulomb. Ein Kolmogorov-Smirnov Hypothesentest des akkumulierten experimentellen Messverlaufes mit einem linearen chronologischen Verlauf ergibt, dass in jedem 20. Experiment ein derartiger Verlauf erwartet wird und somit kein Hinweis auf einen systematischen Effekt vorliegt.

Da die Untergrunderwartung im KARMEN Experiment genau bekannt ist und in durchgeführten Analysen gezeigt werden kann, dass KARMEN im Neutrinozeitfenster in ähnlichen Ereignisklassen die entsprechende Untergrunderwartung misst [Arm99], muss das Messresultat 1998 als statistische Unterfluktuation, die in ca. 6% aller Experimente auftritt, akzeptiert werden. Diese statistische Unterfluktuation hat in dieser Stärke nur Gültigkeit für die damals gewählten und gerechtfertigten Datenschnitte. Bei leichter Änderung der Datenschnitte aufgrund einer neu durchgeführten Optimierung, die auf die neue Untergrundsituation angepasst ist und zusätzlich die Ortskorrelation beinhaltet, verschwinden Diskrepanzen zwischen Messung und Untergrunderwartung.

Wird der Kolmogorov-Smirnov Test angewandt auf das Datensample der 7 Ereignisse der aktuellen optimierten Schnitte ergibt sich eine vollständige Übereinstimmung mit einem linearen chronologischen Verlauf (Abb.5.4b).

5.3 Analyse mit Maximum Likelihood Methode

5.3.1 Methode

Die nachfolgende Analyse mit der Maximum Likelihoodmethode [Fro79][Ead71] nutzt ganz wesentlich die Informationen einer Sequenz in Zeit und Energie der prompten und verzögerten Ereignissen, sowie deren Zeit- und Ortskorrelation. Die unabhängig gemessenen Signaturen einer Sequenz werden als statistische Observablen aufgefasst und im Folgenden als Vektor \vec{x} zusammengefasst:

$$\vec{x} = (E^{Pr.}, T^{Pr.}, E^{verz.}, \Delta T, \Delta X) \quad (5.7)$$

Die Likelihoodmethode geht davon aus, dass die Signaturen mit einer bekannten Wahrscheinlichkeitsdichte $f(\vec{x}, \vec{\alpha})$ beschrieben sind. Dabei ist $\vec{\alpha}$ ein Satz unbekannter physikalischer Parameter und im Falle von Neutrino-Oszillationen:

$$\vec{\alpha} = (\sin^2(2\Theta), \Delta m^2) \quad (5.8)$$

$\vec{\alpha}$ definiert den in den Messdaten vorhandenen Signalanteil N_{Fit}^{Osz} über die Oszillationsformel, während der verbleibende Untergrundanteil N_{Fit}^{UG} sich per Normierung über die Differenz zur Anzahl der gemessenen Ereignisse bestimmt. Bei N gemessenen Ereignissen gilt:

$$\vec{\alpha} \Rightarrow N_{Max.}^{Osz} = \sin^2(2\Theta) \cdot N_{Max.}^{Osz}(\Delta m^2) \quad (5.9)$$

$$\Rightarrow N^{UG} = N - N^{Osz} \quad (5.10)$$

Dabei ist N_{Max}^{Ossi} die berechenbare Oszillationserwartung bei maximaler Mischungsamplitude $\sin^2(2\Theta)=1$. Da im KARMEN Experiment alle Signaturen von Signal und Untergrundkomponenten exakt bekannt sind, ist die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(\vec{x}, \vec{\alpha})$ konstruierbar. Ihre konkrete Spezifikation erfolgt später.

Die Maximum Likelihoodmethode besteht darin, den Satz an physikalischen Parametern $\vec{\alpha}_{Best}$ zu bestimmen, der die kombinierte Wahrscheinlichkeit \mathcal{L} der Messdaten maximiert. Bei N gemessenen Ereignissen ist die Likelihoodfunktion \mathcal{L} definiert als:

$$\mathcal{L}(\vec{x}, \vec{\alpha}) = \prod_{n=1}^N f(\vec{x}_n, \vec{\alpha}) \quad (5.11)$$

Aus rechentechnischen Gründen wird die Likelihoodfunktion logarithmiert und negiert. Dann wird das globale Minimum gesucht¹:

$$L = -\ln \mathcal{L} \quad (5.12)$$

$$\left. \frac{\partial L}{\partial \alpha} \right|_{\vec{\alpha}_{Best}} = 0 \quad (5.13)$$

Sind die statistischen Observablen normalverteilt liefert die Maximum Likelihoodmethode mit $\vec{\alpha}_{Best}$ die wirksamste aller möglichen Schätzungen für die physikalischen Parameter.

Die Likelihoodanalyse in dieser Form entspricht einer kombinierten Formanalyse der gemessenen Spektren. Jedoch will man auch die quantitative Kenntnis der Untergrunderwartung ausnutzen. Deshalb wird die Likelihoodfunktion gewichtet mit der Poissonwahrscheinlichkeit P , N^{UG} Untergrundergebnisse bei bekannter Untergrunderwartung μ_b zu messen:

$$\mathcal{L}(\vec{x}, \vec{\alpha}) \Rightarrow \mathcal{L} \times P(N^{UG} | \mu_b) \quad (5.14)$$

Der Poissonterm verhindert, dass die Likelihoodanalyse einen zu hohen Signalanteil anpasst, da ansonsten die Messwahrscheinlichkeit des verbleibenden Untergrundes inkompatibel mit der Untergrunderwartung ist. Auf der anderen Seite verhindert der Poissonterm aber auch, dass bei einem gemessenen Ereignisüberschuss, dieser zu stark mit Untergrundergebnissen angepasst wird und das Signal damit unterschätzt wird.

Die komplette für die KARMEN2 Daten benutzte Likelihoodfunktion schreibt sich als:

$$\boxed{\mathcal{L}(\vec{x}, \vec{\alpha}) = \left[\prod_{n=1}^N f(\vec{x}_n, \vec{\alpha}) \right] \times \frac{\mu_b^{N^{UG}}}{N^{UG}!} e^{-\mu_b}} \quad (5.15)$$

Die Wahrscheinlichkeitsfunktion f setzt sich aus einem Signalanteil sg und einem Untergrundanteil ug zusammen.

$$f(\vec{x}, \vec{\alpha}) = r \cdot sg(\vec{x}, \Delta m^2) + (1 - r) \cdot ug(\vec{x}) \quad (5.16)$$

¹Nomenklatur: das kaligraphische \mathcal{L} steht im Folgenden für die unlogarithmierte Likelihoodfunktion, während das lateinische L die Logarithmierung beinhaltet.

Der Koeffizient r gibt den relativen Anteil des angenommenen Signals in den Daten an (N gemessene Ereignisse). Bei vorgegebenen Δm^2 ist $\sin^2(2\Theta)$ eindeutig über den Koeffizienten r bestimmt.

$$\sin^2(2\Theta) = r \cdot \frac{N}{N_{Max.}^{Ossi}(\Delta m^2)}$$

Da die gewählten Signaturen zur Beschreibung einer Sequenz untereinander nicht korreliert sind, ist die Gesamtwahrscheinlichkeitsdichte sg des Signals das Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten der einzelnen Signaturen:

$$sg(\vec{x}, \Delta m^2) = sg^{E_{pr}}(\Delta m^2) \times sg^{T_{pr}} \times sg^{E_{verz.}} \times sg^{\Delta T} \times sg^{\Delta X} \quad (5.17)$$

So ist zum Beispiel $sg^{T_{pr}}$ die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Strahlreferenzzeit des prompten Ereignisses einer $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Sequenz und entspricht der Exponentialfunktion mit $\tau = 2.197 \mu s$. Da die Energiedeposition der Positronen aus dem $\bar{\nu}_e$ -Nachweis abhängig von Δm^2 ist, besteht die Möglichkeit über die Energieverteilung $sg^{E_{pr}}(\Delta m^2)$, verschiedene Δm^2 -Bereiche zu diskriminieren.

Der Gesamtuntergrund setzt sich zusammen aus den vier verschiedenen Untergrundkomponenten. Ihre Verteilungen werden gemäß ihrem gemessenen Beitrag zum Gesamtuntergrund addiert.

$$\begin{aligned} ug(\vec{x}) &= c^{KU} \times ug_{E_{Pr}}^{KU} \times ug_{T_{Pr}}^{KU} \times ug_{E_{verz.}}^{KU} \times ug_{\Delta T}^{KU} \times ug_{\Delta X}^{KU} \\ &+ c^{RND} \times ug_{E_{Pr}}^{RND} \times ug_{T_{Pr}}^{RND} \times ug_{E_{verz.}}^{RND} \times \dots \\ &+ c^{CC} \times ug_{E_{Pr}}^{CC} \times \dots \\ &+ c^{KONTA} \times ug_{E_{Pr}}^{KONTA} \times \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c^{KU} &= N_{Erw}^{KU} / \mu_b && \text{rel. Anteil kosmischer Untergrund} \\ c^{RND} &= N_{Erw}^{RND} / \mu_b && \text{rel. Anteil zufälliger } \nu \text{ Untergrund} \\ c^{CC} &= N_{Erw}^{CC} / \mu_b && \text{rel. Anteil geladener Stromsequenzen} \\ c^{KONTA} &= N_{Erw}^{KONTA} / \mu_b && \text{rel. Anteil intrinsische Kontamination} \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichten von Signal und Untergrund müssen folgende Normierungsbedingung erfüllen:

$$\int sg(\vec{x}, \Delta m^2) d\vec{x} = \int ug(\vec{x}) d\vec{x} \equiv 1 \quad (5.18)$$

Randbedingungen der Likelihoodmethode

Aus physikalischer Sicht ergibt sich nur die Beschränkung des Mischungswinkels $\sin^2(2\Theta)$ auf das Intervall $[0, 1]$. Für den Δm^2 -Bereich werden keine Randbedingungen vorgegeben. Eine Erweiterung des Mischungswinkels auf den negativen Bereich ist möglich, falls die Likelihoodfunktion auch im nichtphysikalischen Bereich $\sin^2(2\Theta) < 0$ bzw. $r < 0$ berechenbar ist. Die Berechenbarkeit ist gewährleistet, solange die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(\vec{x}, \vec{\alpha})$ positiv ist und die Poissonverteilung in der Likelihooddefinition Gl.5.15 definiert

ist. Dies ergibt folgende Einschränkungen auf den Koeffizienten r in Gleichung 5.16, der den relativen Signalanteil in den Daten beschreibt:

$$r_{<} = \min_{i=1,N} \frac{ug(\vec{x}_i)}{ug(\vec{x}_i) - sg(\vec{x}_i)} \quad \text{für } ug(\vec{x}_i) < sg(\vec{x}_i)$$

$$r_{>} = \max_{i=1,N_{ob}} \frac{ug(\vec{x}_i)}{ug(\vec{x}_i) - sg(\vec{x}_i)} \quad \text{für } ug(\vec{x}_i) > sg(\vec{x}_i)$$

5.3.2 Fehlerbestimmung in der Likelihoodmethode

Die Fehlerbestimmung der Signalabschätzung kann direkt aus der Likelihoodfunktion \mathcal{L} erfolgen. Ist die Likelihoodfunktion nicht pathologisch und liegt die beste Parameterabschätzung nicht nahe am oder in einem physikalisch verbotenen Bereich, so ergeben sich die Fehlergrenzen des zweidimensionalen Vektors $\vec{\alpha}$ aus der Konturlinie der logarithmierten Likelihoodfunktion im Abstand ΔL oberhalb des globalen Minimum $L(\vec{\alpha}_{Best})$. Dabei bestimmt sich ΔL bei vorgegebenen Vertrauensgehalt δ aus:

$$\Delta L = -\ln(1 - \delta) \quad (5.19)$$

Die auf diese Weise bestimmten Fehlergrenzen entstammen dem Bayesischen Ansatz und besitzen nur Gültigkeit falls die Likelihoodfunktion nicht pathologisch ist. Als pathologisch muss eine Likelihoodfunktion eingestuft werden, falls

1. mehr als ein Maximum der Likelihoodfunktion existiert.
2. die Ereigniszahlen klein sind.

In diesem Fall verliert Gl. 5.19 ihre Gültigkeit und die bestimmten Fehlergrenzen entsprechen nicht mehr einem definierten Konfidenzgehalt. Die bestimmten Parameterabschätzungen werden dann lediglich "Likelihood bevorzugte Bereiche" (Favoured Regions) genannt. Wie Monte Carlo Simulationen anhand von hypothetischen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ereignissen im KAR-MEN2 Experiment zeigen, sind die aus Gl. 5.19 gewonnenen Abschätzungen zu restriktiv. Die Abweichungen des tatsächlichen Konfidenzgehaltes zum theoretischen 90% Konfidenzgehalt hängen dabei stark von den Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 ab. Diese Tatsache motiviert stark die Verwendung des Unified Approach zur Bestimmung von Konfidenzintervallen, da dieser - wie noch gezeigt wird - der pathologischen Struktur der Likelihoodfunktion Rechnung trägt.

Ist die beste Parameterabschätzung nahe am oder im unphysikalischen Bereich, muss im Bayesischen Ansatz zur Bestimmung von Fehlergrenzen ein Renormierungsverfahren angewandt werden.

Renormierung im Bayesischen Ansatz

Die Likelihoodfunktion $L(\vec{x}, (\sin^2(2\Theta), \Delta m^2))$ wird interpretiert als unabhängige Wahrscheinlichkeitsdichte für den Mischungswinkel $\sin^2(2\Theta)$ bei fixierten Δm^2 Werten. Durch die Fixierung von Δm^2 reduziert sich die Likelihoodfunktion auf eine eindimensional Funktion mit dem Mischungswinkel $\sin^2(2\Theta)$ als Variable. Der aus der Messung auszuschlie-

ßende Mischungswinkel mit Vertrauensgehalt δ ergibt sich durch die eindimensionale Integration der nicht logarithmierten Likelihoodfunktion L im physikalisch erlaubten Bereich:

$$\delta = \frac{\int_0^{\sin^2(2\Theta)^\delta} \mathcal{L}(\vec{x}, (\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)) d\sin^2(2\Theta)}{\int_0^1 \mathcal{L}(\vec{x}, (\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)) d\sin^2(2\Theta)} \quad (5.20)$$

Die Reduktion der Likelihoodfunktion auf den eindimensionalen Fall umgeht das Problem, dass eine Renormierung einer zweidimensionalen Likelihoodfunktion nicht immer gewährleistet ist, da diese die Bestimmtheit des Integrals

$$\int_0^1 \int_0^\infty \mathcal{L}(\vec{x}, (\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)) d(\sin^2(2\Theta)) d(\Delta m^2)$$

voraussetzt. Die Reduktion der Likelihoodfunktion auf mehrere eindimensionale Likelihoodfunktionen wird Scheibchenmethode genannt. Im KARMEN Experiment wird bei Konstruktion der Fehlergrenzen im Bayesischen Ansatz die Δm^2 -Skala von $10^{-2} - 10^2$ eV² in 360 logarithmisch äquidistante Δm^2 -Werte eingeteilt.

Der Unified Approach

Wie erwähnt bedarf es zur Umsetzung des Unified Approach der Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsdichte der statistischen Observablen und der Angabe eines Ordnungsprinzips. Im Falle der Anwendung in der Likelihoodmethode ist die benötigte Wahrscheinlichkeitsdichte die Likelihoodfunktion selbst. Als Ordnungsprinzip wird der Absolutwert der Likelihoodfunktion der Hypothese $\vec{\alpha}$ mit dem Absolutwert der Likelihoodfunktion für die bestmögliche Datenanpassung $\vec{\alpha}_{Best}$ in Relation gesetzt:

$$R(\vec{x}, \vec{\alpha}) = \frac{\mathcal{L}(\vec{x}, \vec{\alpha})}{\mathcal{L}(\vec{x}, \vec{\alpha}_{Best})} \quad (5.21)$$

Für die in der Praxis benutzten logarithmierten Likelihoodfunktion gilt:

$$\Delta L(\vec{x}, \vec{\alpha}) = L(\vec{x}, \vec{\alpha}) - L(\vec{x}, \vec{\alpha}_{Best})$$

Dabei ist frei wählbar, ob die beste Datenanpassung $\vec{\alpha}_{Best}$ auch im physikalisch verbotenen Bereich liegen darf. Die Autoren empfehlen jedoch den Algorithmus auf den physikalisch erlaubten Bereich einzuschränken. Um die Akzeptanzregion für die physikalischen Parameter aus der experimentellen ΔL Funktion zu konstruieren, geht man wie folgt vor:

Die Häufigkeitsverteilung $N(\Delta L)$ dient als Teststatistik für die experimentelle ΔL -Verteilung. Für jede Hypothese $\vec{\alpha}^{MC}$ wird über eine Monte Carlo Simulation die Teststatistik $N(\Delta L)$ erstellt. Eingangsgrößen für die Simulation sind das gemäß $\vec{\alpha}$ erwartete Signal inklusive spektraler Verteilung sowie der erwartete Untergrund inklusive spektraler Verteilung. Aus diesen bekannten Informationen werden für die Hypothese $\vec{\alpha}^{MC}$ eine große Anzahl an Datensätzen erstellt (~ 8000). Für jeden individuellen, simulierten Datensatz

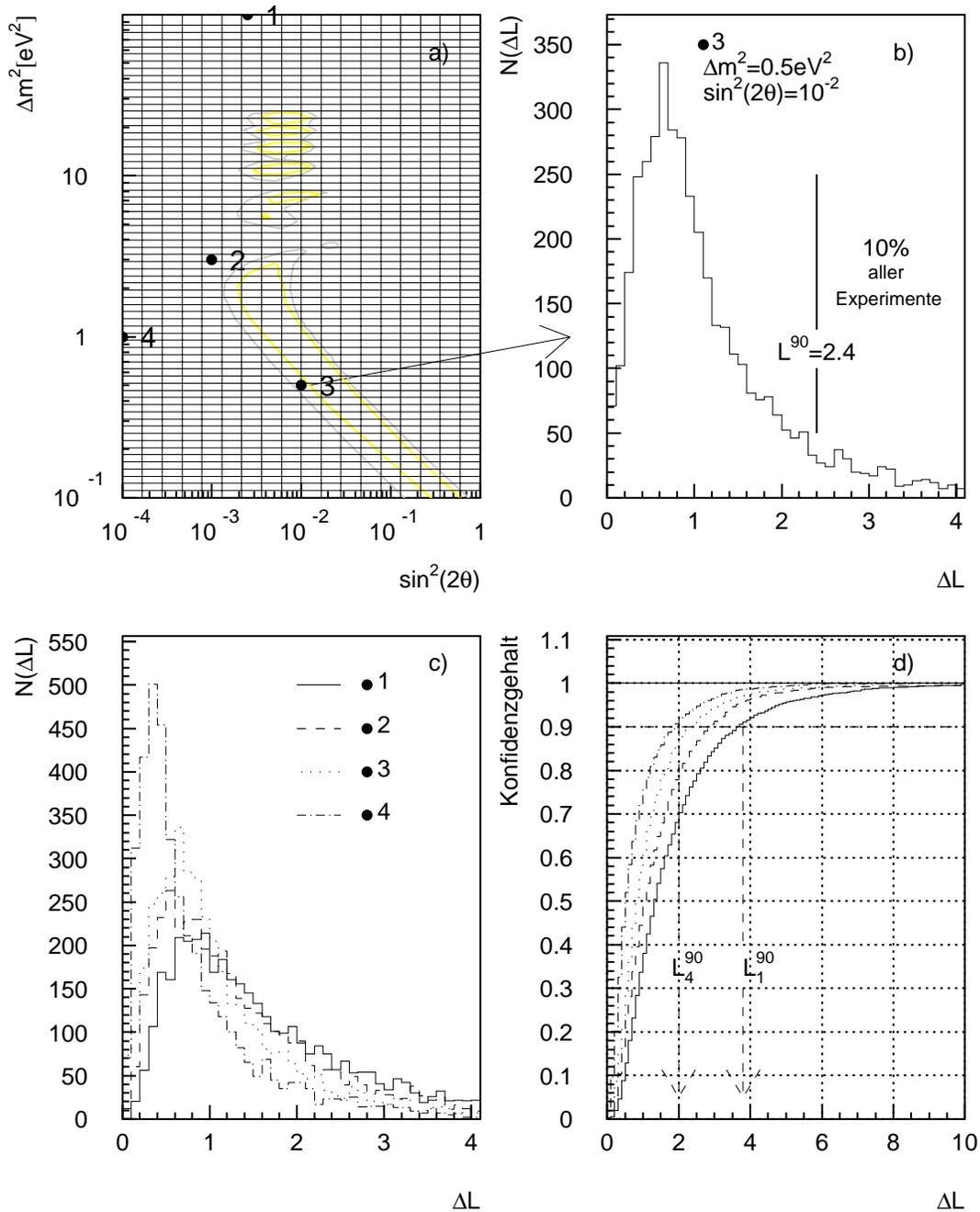


ABBILDUNG 5.5: a) Einteilung der $\sin^2(2\theta)$ - Δm^2 -Ebene zur Erzeugung der ΔL -Verteilungen. Die mit schwarzen Punkten eingezeichneten Gitterpunkte repräsentieren die verwendeten Parameter für die folgenden Abbildungen. b) ΔL -Häufigkeitsverteilung für $\sin^2(2\theta) = 10^{-2}$ und $\Delta m^2 = 0.5 \text{ eV}^2$. 90% aller Experimente zeigen $\Delta L < 2.4$ c) ΔL -Häufigkeitsverteilungen für die Punkte 1-4 aus Abbildung a). d) Akkumulierte Häufigkeitsverteilungen.

wird der Likelihoodquotient $\Delta L(\vec{x}^{MC}, \vec{\alpha}^{MC})$ bestimmt. Aus diesen berechneten 8000 ΔL -Werten wird die Häufigkeitsverteilung $N(\Delta L)$ für jede Hypothese α erstellt.

Abbildung 5.5 b) zeigt die ΔL Häufigkeitsverteilung exemplarisch am Beispiel der Parameterkombination $\Delta m^2=0.5 \text{ eV}^2$ und $\sin^2(2\Theta)=10^{-2}$. Die Verteilung zeigt, dass nur in sehr wenigen Fällen die beste Datenanpassung mit dem simulierten wahren physikalischen Wert übereinstimmt. Dies wäre der Fall für $\Delta L=0$. Aufgrund statistischer Fluktuationen unterscheidet sich im Mittel der Wert der Likelihoodfunktion an der Stelle $\vec{\alpha}^{MC}$ um circa 1 Einheit vom Likelihoodwert der besten Datenanpassung. Nur in 10% aller Experimente ist die Differenz größer 2.4 Einheiten. Der Maximalwert, der 90% aller Experimente umfasst, definiert den Wert L^{90} .

Im Umkehrschluss wird in der Methode der Konfidenzintervalle über die ΔL Häufigkeitsverteilungen aus der experimentellen ΔL -Likelihoodfunktion auf die zugrunde liegenden physikalischen Parameter geschlossen. Ist die Differenz zwischen experimenteller Likelihoodfunktion an der Stelle $\vec{\alpha}$ und dem Wert der Likelihoodfunktion an der besten Datenanpassung größer als L^{90} wird die Hypothese $\vec{\alpha}$ im 90% Konfidenzintervall ausgeschlossen. Ist andererseits die Differenz kleiner als L^{90} , ist das experimentelle Resultat unter der Hypothese $\vec{\alpha}$ kompatibel mit dem erwarteten Ausgang von 90% aller KARMEN Experimente. Somit wird $\vec{\alpha}$ im 90% Konfidenzintervall akzeptiert. Diese Konstruktion der Intervallgrenzen garantiert eine exakte und korrekte Überdeckung.

Durch die unvermeidliche pathologische Likelihoodfunktion bei *short baseline* Oszillationsexperimenten, insbesondere bei kleinen Ereigniszahlen, kommt es zu erheblichen Variationen in der Form der ΔL Häufigkeitsverteilungen in Abhängigkeit sowohl vom Mischungswinkel $\sin^2(2\Theta)$ als auch von Δm^2 . Dieses Verhalten ist in Abb. 5.5 c,d) für ausgewählte Oszillationsparameter illustriert. Die unterschiedliche Streuung der ΔL -Werte in Abhängigkeit von $\vec{\alpha}$ führt zu unterschiedlichen L^{90} -Werten, also Kriterien, ob die Hypothese $\vec{\alpha}$ zu verwerfen ist. In Abb. 5.5 d) sind die akkumulierten Häufigkeitsverteilungen zu sehen. In dieser Auftragung ergeben sich bei einem gewählten Konfidenzgehalt δ die kritischen L^δ -Werte durch die Schnittpunkte der Höhenlinie δ mit den akkumulierten Spektren. Der Abhängigkeit von $\vec{\alpha}$ wird in der Praxis Rechnung getragen, indem der Oszillationsparameterraum in 6480 Gitterpunkte eingeteilt wird und für jeden Gitterpunkt die ΔL -Häufigkeitsverteilung mit mindestens 4000 Experimentsimulationen bestimmt wird. In denjenigen Parameterbereichen, in denen die Ausschlusskurve erwartet wird, werden durch 8000 Experimentsimulationen die ΔL -Verteilungen bestimmt. Die Δm^2 Skala von $10^{-2} - 10^2 \text{ eV}^2$ wird dabei in 90 logarithmisch äquidistante Werte eingeteilt. Beim Mischungswinkel wird jede Dekade in 18 Untereinheiten eingeteilt. Diese feine Auflösung des Parameterraumes ist nur möglich, da die Rechenzeit ungefähr proportional der erwarteten Anzahl an Ereignissen ist. Mit der geringen Untergrunderwartung von wenigen Ereignissen im KARMEN2 Experiment können die Simulationen innerhalb von 10 Tagen CPU auf einer *DEC Alpha Station 500 Mhz* gerechnet werden.

Mit der vorgestellten Methode des Unified Approach ist es möglich zweidimensionale Konfidenzintervalle in $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 mit korrektem Überdeckungsgrad zu konstruieren und damit die Pathologie der Likelihoodfunktion zu umgehen. Ferner liegt ein objektives Kriterium vor, ob die Messung als Evidenz zu bewerten ist. Dies tritt in dem Fall ein, dass die Hypothese $\sin^2(2\Theta)=0$ im konstruierten Konfidenzintervall nicht akzeptiert wird. Diese beiden Eigenschaften heben den Unified Approach gegenüber der bayesischen Methode hervor und motivieren die folgende KARMEN2 Datenanalyse im Rahmen des

Unified Approach.

5.3.3 Messung

Wie in der Fenstermethode umfasst auch der in der Likelihoodmethode analysierte Datensatz den Zeitraum Feb. 1997 - Feb. 1999. Da die Signaturen der gemessenen Sequenzen direkt in die Likelihoodanalyse eingehen, sind die zu erwartenden Ergebnisse der Likelihoodmethode nur schwach abhängig von den gewählten Datenschnitten. Damit können die Datenschnitte weniger restriktiv als in der Fenstermethode gewählt werden. Die Eigenschaft der schwachen Datenschnittabhängigkeit konnte in Monte Carlo Simulationen nachvollzogen werden. Eine nennenswerte Abhängigkeit zeigt sich nur beim Schnitt auf die maximal erlaubte Differenzzeit ΔT . Bei einer Erweiterung des ΔT Intervalls von $300 \mu\text{s}$ auf $500 \mu\text{s}$ ergibt sich ein Sensitivitätsverlust von 10%. Deshalb wurde das ΔT -Intervall gegenüber der Fenstermethode nicht erweitert. Es wurden folgende Datenschnitte gewählt:

*	16 MeV	\leq	E_{prompt}	\leq	50 MeV
*	$0.6 \mu\text{s}$	\leq	T_{prompt}	\leq	$10.6 \mu\text{s}$
*	0 MeV	\leq	$E_{verzögert}$	\leq	8 MeV
*	$5 \mu\text{s}$	\leq	$\Delta T = T_{verzögert} - T_{prompt}$	\leq	$300 \mu\text{s}$
*	-80 cm	\leq	$\Delta X = X_{verzögert} - X_{prompt}$	\leq	+80 cm
*	-175 cm	\leq	X_{prompt}	\leq	175 cm
*	0.5	\leq	$Reihen_{prompt}$	\leq	32.5
*	0.5	\leq	$Spalten_{prompt}$	\leq	16.5

Durch den Zeitschnitt $0.6\text{-}10.6 \mu\text{s}$ auf das prompte Ereignis ergibt sich ein Nachweisverlust von 16% für die Positronen aus dem $\bar{\nu}_e$ -Nachweis. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Positrons aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation ($\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$) im Detektor beträgt $(78.3 \pm 1.6)\%$ bei einem Energieschnitt von 16-50 MeV. Mit den Schnitten für das verzögerte Ereignis ergibt sich eine Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von $(45.7 \pm 3.0)\%$. Stack-, VTO- und SMU-Reduktion beinhalten einen zusätzlichen Nachweisverlust von 29%. Damit kombiniert sich die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit zu $(21.7 \pm 1.9)\%$.

Unter der Annahme maximaler Mischung $\sin^2(2\Theta) \equiv 1$ bei $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ berechnet sich die Anzahl an erwarteten Sequenzen aus dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Nachweis zu 1604 ± 256 Ereignissen. Die Abhängigkeit der maximalen Oszillationserwartung vom Parameter Δm^2 ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Das Sensitivitätsmaximum ($N_{osz} = 2800$) des KARMEN Experiments liegt bei knapp 3 eV^2 .

Unter Zugrundelegung der angegebenen Datenschnitten werden insgesamt (7.8 ± 0.5) Untergründereignisse erwartet. Die detaillierte Aufschlüsselung hinsichtlich der einzelnen Untergrundkomponenten ist in Tabelle 5.2 ersichtlich. Es dominieren wieder die Neutrino-induzierten Untergrundreaktionen. Die geladene CC-Stromsequenzen und der ν -induzierte zufällige Untergrund tragen 62% zum Gesamtuntergrund bei, während der kosmische Untergrund nur mit 24% beiträgt.

Im analysierten Datensatz werden insgesamt 8 Sequenzen gefunden, die alle Datenschnitte erfüllen (Tab.5.3). Die Signaturen der acht gemessenen Sequenzen zeigen eine gute optische Übereinstimmung mit der reinen Untergründerwartung und geben weder quantitativ

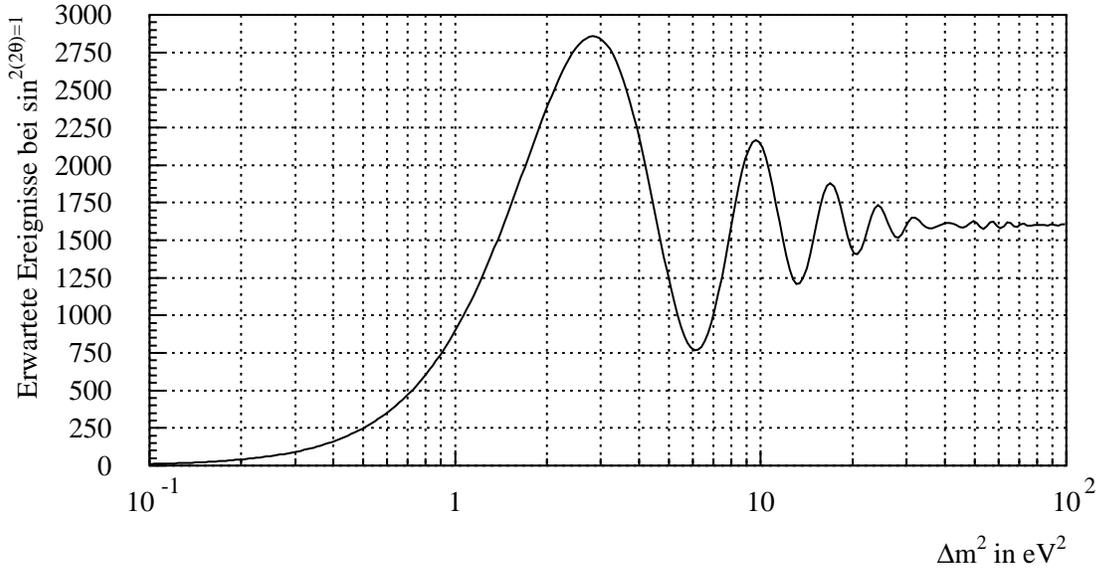


ABBILDUNG 5.6: Oszillationserwartung bei maximaler Mischungsamplitude.

Reaktion	Erwartete Ereignisse
kosmisch induziert	1.9 ± 0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Sequenzen	2.6 ± 0.3
zufälliger ν -Untergrund	2.3 ± 0.3
intrinsische $\bar{\nu}_e$ Kontamination	1.1 ± 0.1
Gesamt	7.8 ± 0.5
$\sin^2(2\Theta) \equiv 1, \Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$	1604 ± 256

TABELLE 5.2: Messerwartung der Likelihoodmethode

noch qualitativ einen Hinweis auf $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen (Abb.5.7). Über 36 MeV werden 1.0 ± 0.2 Untergrundereignisse erwartet und kein Ereignis gemessen, da das höchstenergetische prompte Ereignis eine Energie von 33.0 MeV besitzt. Die durch die acht gemessenen Ereignisse definierte Likelihoodfunktion besitzt das globale Maximum bei den Oszillationsparametern:

$$\vec{\alpha}_{Best} \Rightarrow \begin{aligned} \sin^2(2\Theta) &= -2.4 \cdot 10^{-3} & \Delta m^2 &= 5.4 \text{ eV}^2 \\ N^{Osz.} &= -4.8 \end{aligned}$$

Abbildung 5.8 zeigt 10 äquidistante Konturlinien der experimentellen Likelihoodfunktion, wobei das Maximum der Funktion auf 1 normiert ist. Wie aus der Abbildung zu sehen ist, liegen die wahrscheinlichsten Abschätzungen der Oszillationsparameter bei negativer Signalstärke, also im unphysikalischen Bereich. Als schwarze Punkte unterlegt wurden

Ereignis Nr.	Datum	T_{prompt} in μs	E_{prompt} in MeV	ΔT in μs	$E_{verz.}$ in MeV	ΔX in cm
1	März 1997	2.7	21.6	285	2.3	68.0
2	Mai 1997	0.9	21.5	79	2.0	-68.3
3	Juni 1998	1.7	33.0	175	0.7	-34.2
4	Nov. 1998	7.4	18.7	136	4.7	-14.4
5	Nov. 1998	4.7	28.4	55	3.2	15.3
6	Nov. 1998	3.1	26.8	67	2.7	-55.5
7	Feb. 1999	2.1	21.4	178	6.7	-7.3
8	Feb. 1999	0.7	20.2	74	4.8	-2.1

TABELLE 5.3: Gemessene Signaturen der Sequenzen für die Likelihoodmethode

die besten Datenanpassungen aus 2000 simulierten KARMEN2 Experimenten unter einer Nullhypothese. Der Vergleich der experimentellen Likelihoodfunktion mit den Simulationen zeigt die vollständige Kompatibilität unter der Nullhypothese. Die Richtigkeit der Einschränkung der Oszillationsparameter nur auf den physikalisch erlaubten Bereich zeigt der Vergleich der Messdaten mit den aus $\vec{\alpha}_{Best}$ konstruierten besten Datenanpassungen für die Signaturerwartungen. Wird ein negatives Oszillationssignal zugelassen werden stark pathologische Verteilungsfunktionen mit teilweise negativer Wahrscheinlichkeitserwartung (insbesondere für $E > 36$ MeV) konstruiert. Dies ist besonders deutlich an der von der Likelihoodmethode vorgeschlagenen Energieverteilung (siehe Abb. 5.9). Die Likelihoodmethode unterbindet solche Pathologien nicht, da nur die Gesamtnormierung

$$\int f(\vec{x}, \Delta m^2) d\vec{x} = 1 \quad (5.22)$$

gewährleistet sein muss. Die unphysikalische Datenanpassung im Energiebereich > 36 MeV geht zudem nicht in die Definition der Likelihoodanalyse ein, da diese nur durch Produktbildung von gemessenen Ereignissen gebildet wird. Wie Simulationen zeigen, werden derartige unphysikalische Fitresultate sofort unterbunden, sobald ein Ereignis > 36 MeV gemessen wird. Die pathologische Energieverteilung der besten Datenanpassung ist die wesentliche Motivation die Likelihoodbereiche mit negativer Signalstärke d.h. negativem Mischungswinkel $\sin^2(2\Theta)$ auszuschließen. Dann ergibt sich als beste Oszillationsparameterabschätzung die Nullhypothese:

$$\vec{\alpha}_{Best} \Rightarrow \quad \sin^2(2\Theta) = 0 \quad \Delta m^2 \text{ -unabhängig}$$

Die gemessenen Signaturen werden dann am Besten mit der reinen Untergrunderwartung beschrieben. Die logarithmierte ΔL -Funktion ist für den physikalisch erlaubten Bereich in Abhängigkeit von $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 in Abbildung 5.8b) zu sehen. Sie ist gemäß dem Ordnungsprinzip so normiert, dass $\Delta L=0$ die beste Datenanpassung ergibt, also auf der nicht eingezeichneten $\sin^2(2\Theta)=0$ Achse.

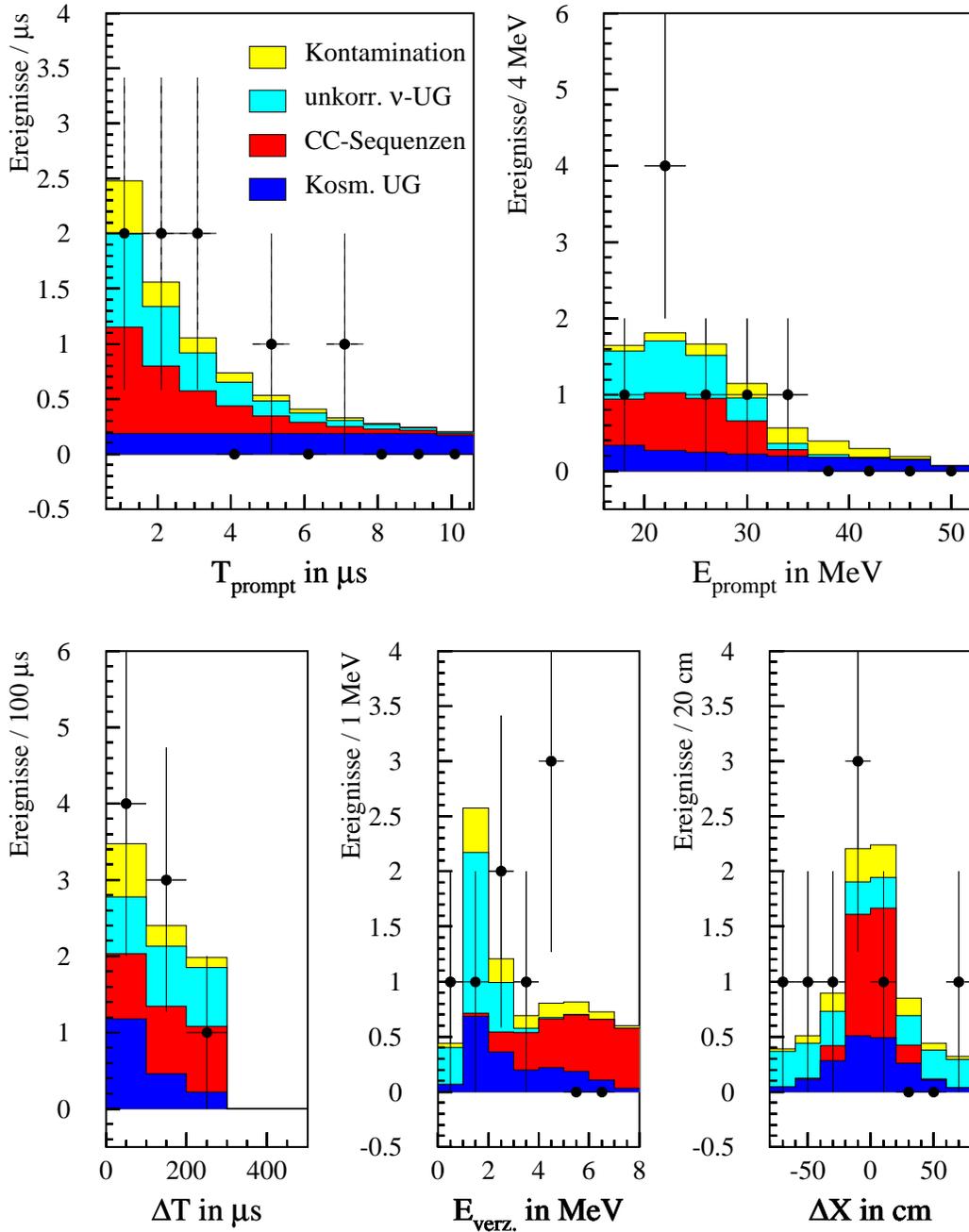


ABBILDUNG 5.7: Signaturen der gemessenen 8 Sequenzen mit den Datenschnitten der Likelihoodmethode. Eingezeichnet sind die Untergrunderwartungen der einzelnen Untergrundreaktionen, die sich zu 7.8 Ereignissen addieren.

5.3.4 Resultat

Um das 90% Konfidenzintervall für Mischungswinkel und Massendifferenz zu bestimmen wird zunächst jeder experimentelle $\Delta L(\vec{\alpha})$ Wert bezüglich der simulierten Statistik $N(\Delta L)$

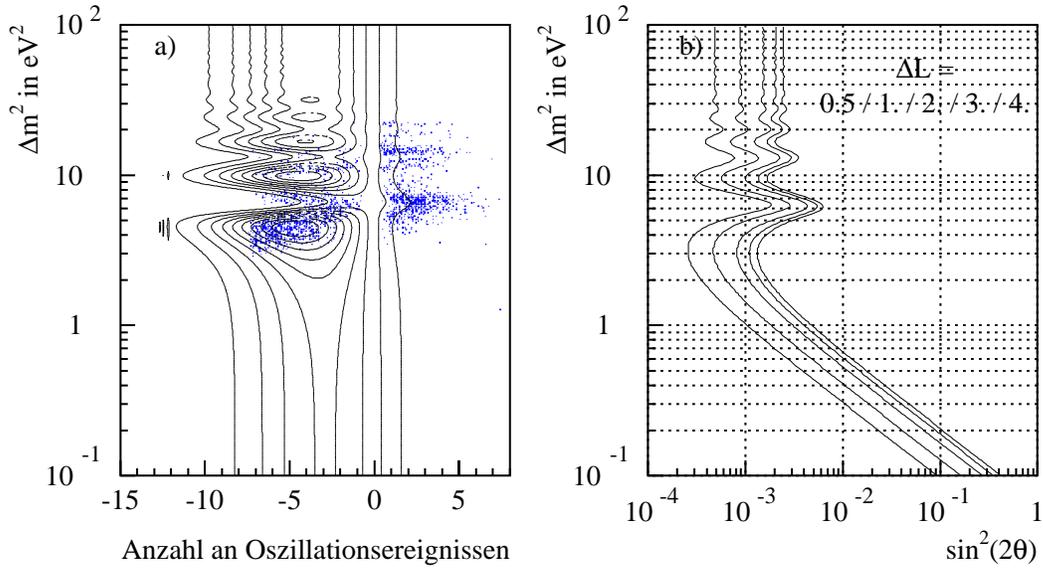


ABBILDUNG 5.8: a) Konturlinien der experimentellen Likelihoodfunktion als Funktion von Δm^2 und Anzahl an Oszillationsereignissen. b) Experimentelle ΔL - Funktion der logarithmierten Likelihoodfunktion im physikalisch erlaubten Bereich als Funktion von Δm^2 und $\sin^2(2\theta)$.

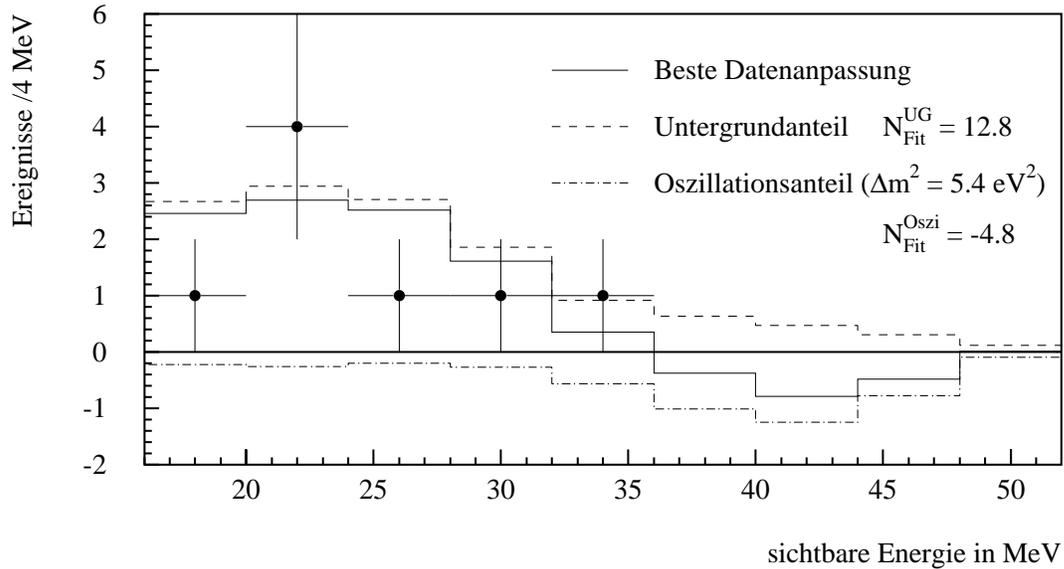


ABBILDUNG 5.9: Beste Datenanpassung der KARMEN2 Daten in der Likelihoodmethode für Signatur der sichtbaren Energie, falls Lösungen im unphysikalischen Bereich zugelassen werden. Der Bereich der pathologischen Verteilungsfunktion (durchgezogene Linie) über 36 MeV geht nicht in die Likelihooddefinition ein, da hier kein Ereignis gemessen wird.

getestet und untersucht inwieweit der Wert kompatibel ist mit dem Ausgang von 90% aller Experimente unter der Hypothese $\vec{\alpha}$. Da die beste Datenanpassung $\sin^2(2\theta)=0$ entspricht,

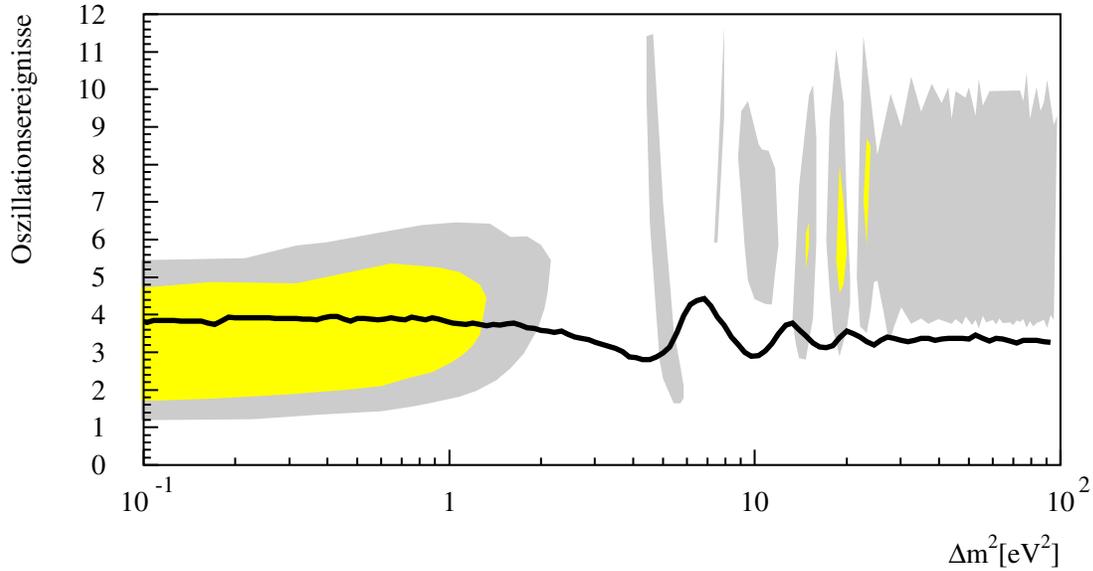


ABBILDUNG 5.10: Ausgeschlossenes Oszillationssignal im 90% Konfidenzintervall. Die hell- und dunkelgrauen Bereiche entsprechen der Messerwartung an Oszillationsereignissen gemäß den 90% und 99% Likelihood bevorzugten Bereiche der LSND-Evidenz.

wird die Nullhypothese trivialerweise nicht ausgeschlossen, und damit ist die obere Intervallgrenze als Ausschlusskurve zu interpretieren.

Abbildung 5.10 zeigt das ausgeschlossene Signal in Abhängigkeit vom Parameter Δm^2 . Dabei sind Oszillationssignale oberhalb der durchgezogenen Kurve im 90% Konfidenzintervall ausgeschlossen. Bei einem Szenario von $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ wird eine Oszillationserwartung von $N_{osz} > 3.3$ Ereignissen im Unified Approach ausgeschlossen. Bei kleinen Δm^2 -Werten wird eine Oszillationserwartung von $N_{osz} > 4.0$ Ereignissen ausgeschlossen. Der Unterschied erklärt sich dadurch, dass das erwartete Energiespektrum des Signals bei kleinen Δm^2 -Werten niederenergetischer ist und demzufolge nicht so effektiv wie ein hochenergetisches Signal bei großen Massendifferenzen vom Untergrund diskriminiert werden kann. Die hell- und dunkelgrau unterlegten Flächen zeigen die Oszillationserwartung gemäß der LSND-Evidenz (basierend auf der aktuellen LSND Evidenz der Gesamtmesszeit 1993-1998). Die Evidenz-Flächen stellen allerdings keine exakten Konfidenzintervalle dar, sondern nur die von der Likelihoodfunktion bevorzugten Bereiche für ein Konfidenzgehalt von 90% (hellgrau) und 99% (dunkelgrau) [Eit99b]. Das aktuelle KARMEN2 Resultat schließt die Oszillationserwartung gemäß der LSND-Evidenz für $\Delta m^2 > 2 \text{ eV}^2$ eindeutig aus. Gemäß den Zentralwerten der LSND-Erwartung bei großen Massendifferenzen wären rund 7 Oszillationsereignisse zusätzlich zur Untergrunderwartung von 7.8 Ereignissen zu erwarten. Da kein für große Δm^2 -Werte typisches hochenergetisches Ereignis $> 36 \text{ MeV}$ gemessen wurde, werden diese Bereiche sogar im 95% Konfidenzintervall ausgeschlossen.

Unter der Annahme von $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ wird gemäß dem Unified Approach folgende Obergrenze des 90% Konfidenzintervalls auf den Mischungswinkel gesetzt werden:

$\sin^2(2\Theta) < 2.05 \times 10^{-3}$	90% K.I.
---	----------

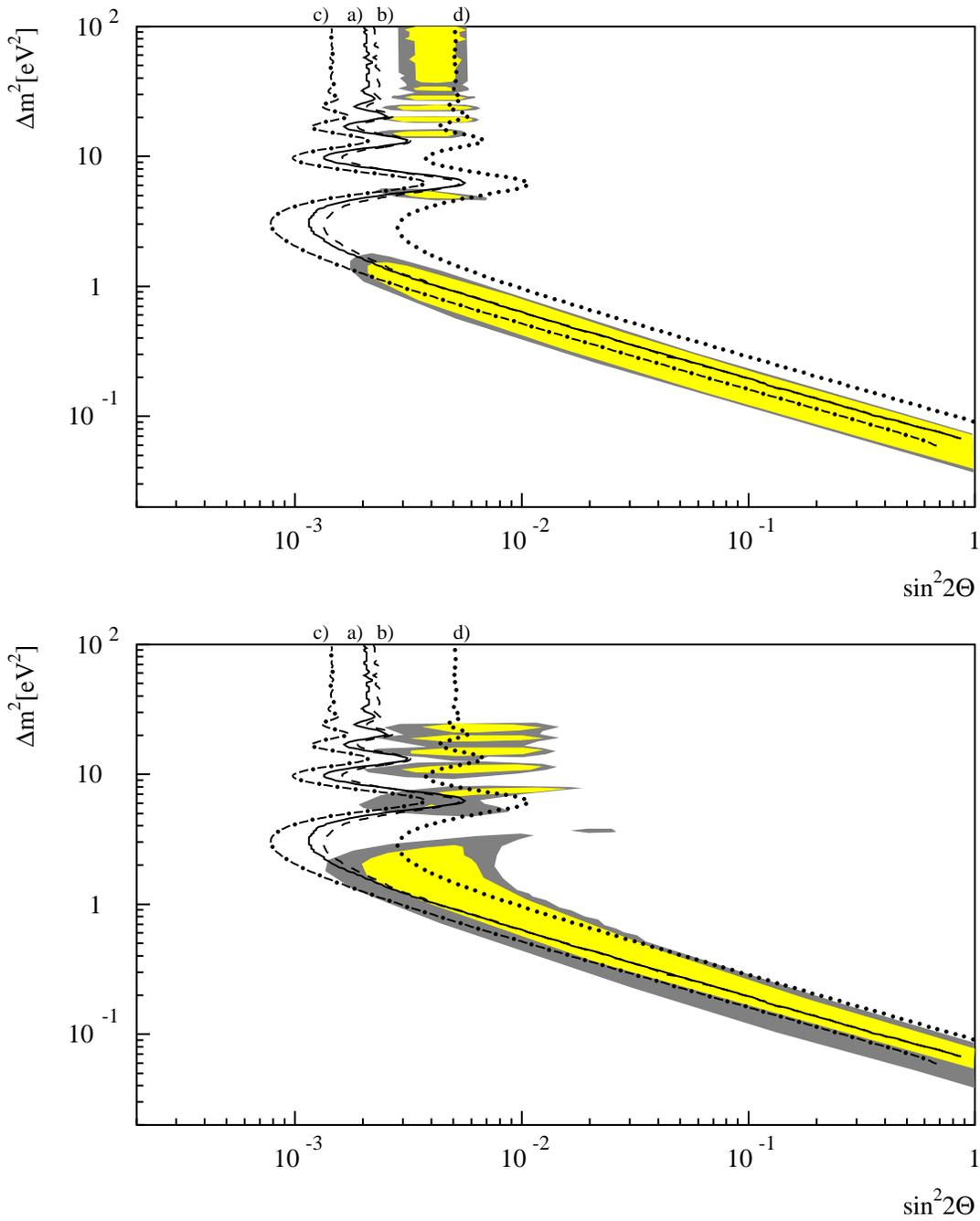


ABBILDUNG 5.11: Ausschlusskurven – Parameter rechts der Ausschlusskurve sind jeweils ausgeschlossen. Das obere Bild vergleicht die KARMEN2 Ergebnisse mit den aktuellen LSND Konfidenzintervallen der 1993-1998er LSND-Daten (dunkel 95% K.I, hell 90% K.I.), während das untere Bild mit den Likelihood bevorzugten LSND Bereiche der 1993-1995er Analyse vergleicht (nähere Erläuterung siehe Text). a) Ausschlusskurve des Unified Approach (90% K.I.) b) Sensitivität Unified Approach c) Ausschluss des Bayesischen Ansatzes (90% Konfidenzgehalt) d) Ausschluss Fenstermethode.

Die Sensitivität wurde bestimmt zu:

$$\mathcal{S} = 2.3 \times 10^{-3} \quad 90\% \text{ K.I.}$$

Die 90% K.I. Ausschlusskurve mit entsprechender Sensitivitätskurve für den gesamten Δm^2 -Bereich ist in Abb. 5.11 zu sehen. Dabei sind Ausschlusskurve und Sensitivitätskurve fast deckungsgleich, was zum Ausdruck bringt, dass das KARMEN2 Messresultat sowohl in der Anzahl der gemessenen Ereignisse, als auch hinsichtlich ihrer Signaturen ausschließlich durch Untergrundereignisse beschrieben wird. Ebenfalls mit eingezeichnet ist die Ausschlusskurve im Bayesischen Ansatz, sowie zum Vergleich das Ergebnis der Fenstermethode. Aufgrund der starken pathologischen Eigenschaften der Likelihoodfunktion wird der Bayesische Ansatz nicht favorisiert. Die Sensitivität des Bayesischen Ansatz beträgt $1.9 \cdot 10^{-3}$.

In Abbildung 5.11 wurden im oberen Bild das 90% und 95% Konfidenzintervall der LSND-Evidenz miteingezeichnet. Ein Vergleich der KARMEN2 Ausschlusskurve zeigt, dass insbesondere die Inseln für $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ vom KARMEN2 Experiment eindeutig ausgeschlossen werden. Durch die deutliche Verschiebung der LSND Parameterbereiche hin zu kleineren Mischungswinkeln und Δm^2 -Werten, speziell im Vergleich zu den 1993-1995er Ergebnissen (siehe unteres Bild), verliert das KARMEN2 Experiment in diesem Bereich etwas an Aussagekraft. Die im unteren Bild gezeigten bevorzugten Likelihoodbereiche der LSND Evidenz entsprächen bei einer nicht pathologischen Likelihoodfunktion einem Konfidenzgehalt von 90% (helle Fläche) bzw. 99% (dunkle Fläche). In der Diskussion des KARMEN2 Ergebnisses und dem Vergleich mit anderen Experimenten wird sich zeigen (Kap. 6), dass das KARMEN2 Resultat durch die deutliche Verschiebung des LSND Resultats zu kleineren Δm^2 -Werten nun als einziges Resultat eine Aussagekraft bezüglich des von LSND favorisierten Parameterbereiches $\sin^2(2\Theta) < 0.03$ und $\Delta m^2 < 1\text{eV}^2$ besitzt.

Durch die derzeitige statistische Situation und die geometrische Lage des KARMEN2 Detektors verbleiben für $\sin^2(2\Theta) < 0.03$ und $\Delta m^2 < 1\text{eV}^2$ jedoch noch Parameterbereiche, die mit dem aktuellen Resultat des KARMEN2 Experiments nicht in Widerspruch stehen. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich daher eingehend mit der Frage nach der Kompatibilität des KARMEN2 und LSND Ergebnisses.

5.4 Kombination der KARMEN2 und LSND Likelihoodfunktionen

Die in dieser Arbeit erstellte KARMEN2 Likelihoodanalyse eröffnet die Möglichkeit einer Kombination mit der LSND Likelihoodfunktion. Über die Kombination der statistischen Einzelresultate können Aussagen über die Kompatibilität von Messungen gezogen werden. Alternativ können mögliche Bereiche der Oszillationsparameter, die beide Messresultate beschreiben, bestimmt werden [Eit99c]. Die Vorgehensweise und Legitimation zur statistischen Kombination der KARMEN2 und LSND Ergebnisse hängt dabei stark von der Fragestellung ab. Für zwei grundlegend verschiedene Fragestellungen wird im Folgenden erörtert, wie die Resultate kombiniert werden können. Die daraus folgenden Konsequenzen werden vorgestellt und diskutiert.

5.4.1 Methoden

Die im LSND Experiment verwendete Likelihoodanalyse ist äußerst eng an die vorgestellte Likelihoodanalyse des KARMEN Experiments angelehnt [Eit99b]. Als Signaturen zur Beschreibung der Ereignisse werden Energie, Ort und Streuwinkel des prompten Ereignisses sowie der R-Wert der Sequenz gewählt. Im Rahmen des Unified Approach werden auch im LSND Experiment Konfidenzintervalle aus der experimentellen Likelihoodfunktion über einen Vergleich mit Simulationen der ΔL -Verteilungen bestimmt. Zusammen mit den im vorherigen Kapitel berechneten ΔL -Verteilungen des KARMEN2 Experimentes ist damit für jede Hypothese $\vec{\alpha}$ die Messerwartung für die Experimente $\Delta L^{K2,L}$ (K2=KARMEN2, L=LSND) bekannt.

Fragestellung I

Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit des KARMEN2 Resultats unter der Annahme, dass das LSND Resultat durch $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen beschrieben wird?

Im Falle einer Fenstermethode und einer von statistischen Fehlern freien Oszillationserwartung ist die Angabe einer Messwahrscheinlichkeit eine sehr anschauliche und eine eindeutig definierte Größe. Wäre zum Beispiel die von LSND abgeleitete Oszillationserwartung exakt 5 Oszillationsereignisse bei einer Untergrunderwartung von 7.8 Ereignissen, ergäbe sich eine Gesamterwartung für KARMEN2 von 12.8 Ereignissen. Bei 8 gemessenen Ereignissen entspricht die Messwahrscheinlichkeit 8 oder weniger Ereignisse in einem Poissonprozess zu messen 10.9%.

In der Likelihoodmethode ist die relevante Messgröße aber nicht mehr die Anzahl der gemessenen Ereignisse, sondern wird ersetzt durch die abstrakte Größe ΔL . Zusätzlich müssen die statistischen Fehler der LSND Oszillationserwartung berücksichtigt werden und über die Oszillationsparameter der LSND Evidenz gemittelt werden.

Über den Vergleich der experimentellen Likelihoodfunktion $\Delta L^{K2}(\vec{\alpha})$ mit der simulierten Häufigkeitsverteilung $N(\Delta L^{K2}(\vec{\alpha}))$ wird für jede Hypothese $\vec{\alpha}$ zunächst die Wahrscheinlichkeit bestimmt, einen *höheren* $\Delta L^{K2}(\vec{\alpha})$ Wert zu messen:

$$P^{>}(\vec{\alpha}) = \int_{\Delta L(\vec{\alpha})}^{\infty} N(\Delta L(\vec{\alpha})) d(\Delta L) \quad (5.23)$$

Die LSND Likelihoodfunktion $\Delta L^L(\vec{\alpha})$ wird dann interpretiert als die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Oszillationsparameter $\vec{\alpha}$. Die Messwahrscheinlichkeit δ des KARMEN2 Messresultats unter der Voraussetzung (Prior) des LSND Ergebnisses ergibt sich durch die Gewichtung der Wahrscheinlichkeit $P^{>}(\vec{\alpha})$ mit der LSND Likelihoodfunktion ²:

$$\delta = \frac{\int_{\vec{\alpha}_{min}}^{\vec{\alpha}_{max}} P^{>}(\vec{\alpha}) \cdot L^L(\vec{\alpha}) d\vec{\alpha}}{\int_{\vec{\alpha}_{min}}^{\vec{\alpha}_{max}} L^L(\vec{\alpha}) d\vec{\alpha}}$$

²Es wird über $\log(\sin^2(2\Theta))$ und $\log(\Delta m^2)$ integriert

Dabei ist zu beachten, dass die Gewichtung und Normierung abhängig sind von den Integrationsgrenzen $\vec{\alpha}_{min}, \vec{\alpha}_{max}$ in der $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$ Ebene, aber auch von der verwendeten Metrik, das heißt ob über $\sin^2(2\Theta)$ oder $\log(\sin^2(2\Theta))$ integriert wird. Die nachstehende Tabelle gibt das Ergebnis in Abhängigkeit von den physikalisch motivierten Integrationsgrenzen:

Integrationsgrenzen	Bemerkung	δ
$0 < \sin^2(2\Theta) < 1$ $10^{-2}\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 10^2\text{eV}^2$		19.8%
$0 < \sin^2(2\Theta) < 1$ $2\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 10^2\text{eV}^2$	nur große Δm^2	3.4%
$0 < \sin^2(2\Theta) < 1$ $10^{-2}\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 2\text{eV}^2$	" kleine Δm^2 -Insel"	20.8%
$0 < \sin^2(2\Theta) < 0.03$ $10^{-2}\text{eV}^2 < \Delta m^2 < 2\text{eV}^2$	kleine Δm^2 Bugey berücksichtigt	18.7%

Es ist ersichtlich, dass KARMEN2 die hohen Δm^2 -Bereiche klar disfavorisiert. Es kann daher folgendermaßen formuliert werden:

Unter der Annahme der LSND Evidenz und Parameterwerten $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ würde KARMEN2 nur in 3.4% aller Messungen als Messresultat höhere (und damit unwahrscheinlichere) ΔL -Werte messen. Dabei wurde über den Bereich $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ gemäß der LSND Likelihoodfunktion gemittelt. Nach Berücksichtigung der gesamten Parameterebene schwächt sich die Aussage durch die Dominanz der LSND Likelihoodfunktion im kleinen Δm^2 -Bereich auf $\sim 21\%$ ab. Wird zusätzlich berücksichtigt, dass Oszillationen im zugänglichen Δm^2 -Bereich mit Mischungswinkeln $\sin^2(2\Theta) > 0.02$ durch das Reaktorexperiment Bugey ausgeschlossen sind, reduziert sich die Messwahrscheinlichkeit relativ um 10% auf 18.7%. Die Hinzunahme des Bugey-Experiments ist nur in der modellabhängigen Annahme des 2-Flavor Formalismus gültig, im Rahmen dessen das Bugey $\nu_e \rightarrow \nu_x$ *disappearance* Resultat als $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ Limit interpretiert wird und mit dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ *appearance* LSND / KARMEN2 Kanal kombiniert werden darf. Ansonsten werden die Likelihoodfunktionen einer vollen 3-Flavor Analyse benötigt.

Fragestellung II

Welches sind die Konfidenzintervalle aus der kombinierten KARMEN2 und LSND Likelihoodfunktion ? [Eit99c]

Um die Likelihoodfunktionen von zwei Experimente zu kombinieren werden diese multipliziert bzw. im logarithmierten Zustand addiert³:

$$\ln \Delta L^{komb.}(\vec{\alpha}) = \ln \Delta L^{K2}(\vec{\alpha}) + \ln \Delta L^{LSND}(\vec{\alpha})$$

Die Freiheit in der Gewichtung der einzelnen Likelihoodfunktionen wurde so gewählt, dass für die Nullhypothese $\ln(\Delta L^{K2,LSND}(\vec{0})) = 0$ gilt. Diese Kombination ist nur sinnvoll unter

³Dies erfolgt üblicherweise nur bei Experimenten, die kein gegensätzliches Resultat aufweisen

der Voraussetzung vernachlässigbarer systematischer Effekte in den Einzelexperimenten. Ferner sind die aus der kombinierten Likelihoodfunktion bestimmten Konfidenzintervalle natürlich nur sinnvoll, falls der LSND Überschuss tatsächlich aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen stammt.

Die Konstruktion von Konfidenzintervallen ist ohne Angabe eines Ordnungsprinzips nicht eindeutig. In [Eit99c] werden verschiedene Ordnungsprinzipien für kombinierte KARMEN2 – LSND Likelihoodanalysen behandelt. Nachfolgend wird repräsentativ eine der Möglichkeiten vorgestellt.

Durch umfangreiche Simulationen sind für die Hypothese $\vec{\alpha}$ die Häufigkeitsverteilungen $N(\Delta L^{K,L}(\vec{\alpha}))$ für KARMEN2 und LSND bekannt. Für beide Verteilungen werden ΔL_{95} Werte bestimmt, um für beide Experimente unabhängig das 95% Konfidenzintervall zu konstruieren:

$$0.95 = \int_0^{\Delta L_{95}^{K,L}(\vec{\alpha})} N(\Delta L^{K,L}(\vec{\alpha})) d(\Delta L) \quad (5.24)$$

Liegt das gemessene Wertepaar $((\Delta L^{K^2}(\vec{\alpha}), \Delta L^L(\vec{\alpha}))$ sowohl im 95% Konfidenzintervall des KARMEN2 Experiments als auch in dem des LSND Experiments folgt daraus, dass es im 90% Konfidenzintervall der multiplizierten Likelihoodfunktionen liegt und damit im Akzeptanzbereich der kombinierten Analyse. Der benötigte Konfidenzgehalt für die Einzelexperimente ist festgelegt durch die quadratische Wurzel des gewünschten Konfidenzgehaltes der kombinierten Analyse.

Die Ergebnisse der KARMEN2–LSND Kombination zeigen nur eine schwache Abhängigkeit hinsichtlich des Ordnungsprinzips und schließen im 90% Konfidenzintervall die Nullhypothese aus. Abbildung 5.12 zeigt das Ergebnis der kombinierten Analyse. Als graue Fläche eingezeichnet ist das 90% Konfidenzintervall der kombinierten Analyse. Es zeigt sich, dass durch die Kombination der Likelihoodfunktionen, die erlaubten Parameterbereich für $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ im 90% K.I. äußerst stark eingegrenzt sind. Für die Parameterbereiche $\Delta m^2 < 2\text{eV}^2$ besitzt das KARMEN Experiment derzeit nicht genügend Sensitivität um den Parameterbereich signifikant einzuschränken. Es sei nochmals betont, dass die hier dargestellten Parameterbereiche nur Gültigkeit haben, falls LSND einen realen Oszillationseffekt beobachtet. Nur in diesem Falle haben die Parameterbereiche aus der Kombinationsanalyse eine physikalische Relevanz.

5.4.2 Zusammenfassung

Die Resultate der kombinierten statistischen Analyse schränken die nach der LSND Evidenz möglichen Oszillationsparameter mit $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ deutlich ein. In diesem Fall würden rund 96% aller hypothetischen KARMEN2 Experimente kleinere ΔL -Werte messen. Konstruiert man Konfidenzintervalle aus der kombinierten Likelihoodfunktion so können derzeit aber Lösungen mit $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ nicht restlos ausgeschlossen werden. Für die kleine Δm^2 -Lösungen der LSND Evidenz verliert KARMEN2 aufgrund seiner hier limitierten Sensitivität an Aussagekraft. Die KARMEN2 Likelihoodfunktion besitzt bei der Bestimmung von Konfidenzintervallen aus der gemeinsamen Analyse für $\Delta m^2 < 2\text{eV}^2$ bei der

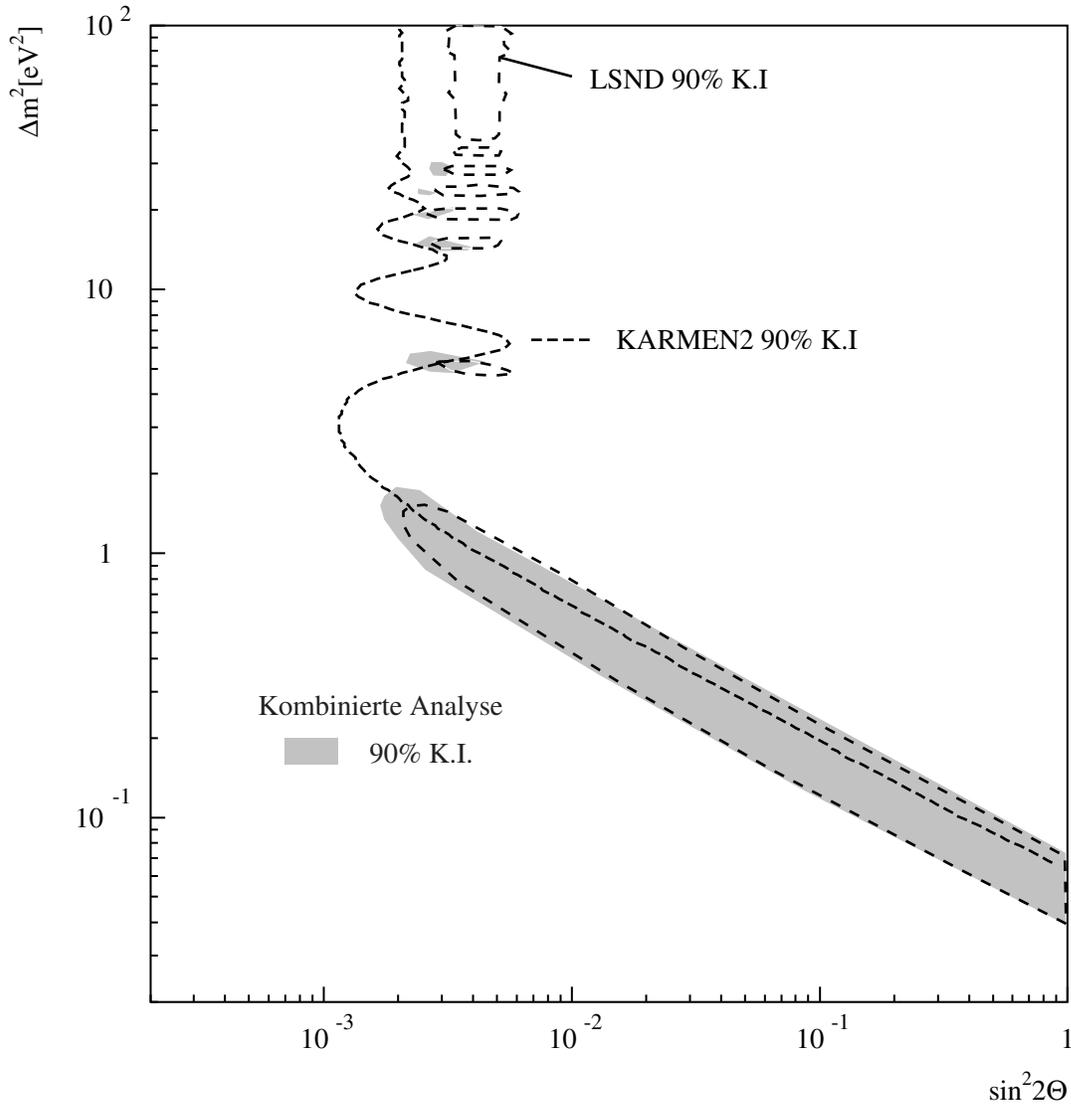


ABBILDUNG 5.12: Graue Flächen: 90% Konfidenzintervall einer kombinierten KARMEN2–LSND Analyse [Eit99c] im Vergleich zu den 90% Konfidenzintervallen der Einzelresultate.

momentanen statistischen Situation nur geringe Aussagekraft. Dennoch ist festzuhalten, dass das KARMEN2 Messresultat unter der LSND Hypothese in knapp 80% aller Fälle ein höheres Signal, d.h. kleinere ΔL -Werte hätte messen müssen. Dies ist eine schon jetzt sehr stringente Aussage hinsichtlich der LSND Evidenz.

Kapitel 6

Diskussion der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ergebnisse und Ausblick

In diesem Kapitel werden die aktuellen Ergebnisse der KARMEN2 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsanalyse zusammengefasst und in den Kontext mit Resultaten von anderen Beschleunigerexperimenten gesetzt.

Der in dieser Arbeit analysierte Datensatz entspricht rund der Hälfte des erwarteten Datensatzes bis zur geplanten Beendigung des KARMEN2 Experiments Anfang 2001. Neben der Vorstellung zukünftiger Konzepte von Beschleunigerexperimenten zur weiteren Erforschung der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen wird insbesondere eine Abschätzung der KARMEN2 Sensitivität für das Jahr 2001 gegeben.

6.1 Status

Das KARMEN2 Messergebnis beinhaltet keinerlei Hinweise auf $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen, weder in der Zahl der gemessenen Ereignisse noch in deren Signaturen. Es werden 8 Sequenzen bei einer Untergrunderwartung von (7.8 ± 0.5) Ereignissen gemessen. Die Likelihoodmethode nutzt neben der quantitativen Kenntnis der Untergrunderwartung die Signaturen der Sequenzen bezüglich Zeit- und Energieinformation der prompten und verzögerten Ereignisse sowie deren Ortskorrelation aus. Durch die Anwendung der Likelihoodmethode wird erstmals nach zweijähriger Messzeit die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Sensitivität bis in die favorisierten Parameterbereiche der LSND Evidenz gesteigert.

Die beste Datenanpassung wird im unphysikalischen Bereich bei einer negativen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Signalstärke von -4.8 Ereignissen gefunden. Die Anpassung mit diesem relativ hohen negativen Signalanteil ist korreliert zur Tatsache, dass kein hochenergetisches Ereignis ($E > 36$ MeV) gemessen wurde. Die Lage der besten Datenanpassung im negativen Bereich wird durch Simulationen der Nullhypothese in der vorhandenen Stärke verifiziert. Bei einer Restriktion auf den physikalisch erlaubten Bereich beschreibt die Nullhypothese die Daten am Besten. Im Unified Approach, der die pathologischen Eigenschaften der Likelihoodfunktion berücksichtigt, wird aus der Likelihoodfunktion eine Obergrenze auf den Mischungswinkel von $\sin^2(2\Theta) < 2.05 \cdot 10^{-3}$ für $\Delta m^2 = 100$ eV² gesetzt. Die Ausschlusskurve über die gesamte Δm^2 -Skala des KARMEN Experiments ist in Abbildung 6.1 zusammen mit den Aus-

schlusskurven des Bugey [Ach95], BNL776 [Bor92], NOMAD[Mez99] und CCFR[Rom97] Experiments gezeigt. Die hell- und dunkelgrauen Flächen entsprechen den 90% und 95% Konfidenzintervallen der LSND Evidenz [Chu99].

Die LSND Bereiche für Massendifferenzen $\Delta m^2 > 2 \text{ eV}^2$ werden vom aktuellen KARMEN2 Messresultat komplett ausgeschlossen. Die KARMEN2 Ausschlusskurve wird für $\Delta m^2 > 10 \text{ eV}^2$ bestätigt durch die experimentellen Resultate der Beschleunigerexperimente BNL776, NOMAD und CCFR¹ (siehe Kap. 3.2.3 für die Beschreibung dieser Experimente). Damit sind mögliche $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen (unter Vorbehalt der CP-Invarianz) gemäß der LSND Evidenz bei $\Delta m^2 > 10 \text{ eV}^2$ eindeutig ausgeschlossen.

Für den Massenbereich $\Delta m^2 < 10 \text{ eV}^2$ sind die aufgeführten Hochenergie-Beschleunigerexperimente nicht sehr sensitiv. Eine Ausnahme bildet das BNL776 Experiment, da es – um auch auf kleinere Δm^2 -Werte sensitiv zu sein – die hohen Energien der produzierten Neutrinos im GeV-Bereich durch einen Detektorabstand von ca. 1 km kompensiert. Allerdings ist dann die *appearance* Sensitivität limitierende Größe die intrinsische Kontamination des Neutrinostrahls, die um eine Größenordnung über der intrinsischen Kontamination des KARMEN Experiments liegt. Die BNL776 Ausschlusskurve schließt in Übereinstimmung mit der KARMEN2 Ausschlusskurve die LSND Lösung bei $\Delta m^2 \approx 6 \text{ eV}^2$ aus. Während die BNL776 Ausschlusskurve für $\Delta m^2 < 2 \text{ eV}^2$ in den 1993-1995er LSND-Daten, den von LSND bevorzugten Evidenzbereiche noch signifikant einschränken konnte, verläuft heute die BNL776 Kurve in diesem Bereich nur noch am oberen Rand des LSND 95% Konfidenzintervalls. Die Ursache hierfür ist die Verschiebung der LSND Parameterbereiche zu kleineren Δm^2 -Werten in der Messperiode 1996-1998. Damit ist KARMEN2 derzeit weltweit das einzige Experiment, um diesen von LSND favorisierten Bereich $\Delta m^2 < 2 \text{ eV}^2$ zu überprüfen.

Für diese kleinen Δm^2 -Werte schneidet die KARMEN2 Ausschlusskurve in das LSND Evidenzband und grenzt die noch möglichen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsparameter weiter ein. KARMEN2 setzt unterhalb $\Delta m^2 = 2 \text{ eV}^2$ für kleine Mischungsamplituden die derzeit weltweit strengtesten Ausschlussgrenzen für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen.

Die LSND Bereiche mit Mischungswinkeln $\sin^2(2\Theta) > 0.4\%$ werden vom Reaktorexperiment Bugey ausgeschlossen, falls das Bugey $\bar{\nu}_e$ -*disappearance* Experiment ausschließlich im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 2-Flavor-Formalismus interpretiert wird. Der Ausschluss von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen bei noch höheren Mischungswinkeln erhält seit kurzem Redundanz durch die Ausschlusskurve des CHOOZ Reaktorexperiments ($\sin^2(2\Theta) > 0.1$ 90% K.I.) [Apo99]. Die Aussagekraft der KARMEN2 Daten wird von der Tatsache untermauert, dass die Ausschlusskurve nahezu deckungsgleich mit der Sensitivitätskurve ist, also dem Erwartungswert des Messresultats unter der Nullhypothese.

Das KARMEN2 Ergebnis besitzt einen hohen Stellenwert bei der Beurteilung und Interpretation der globalen Neutrinodaten (LSND, solare ν , atmosphärische ν) und speziell der Frage ob es zu deren gemeinsamer Erklärung eines neuen vierten, sterilen Neutrinozustands ν_s bedarf. Wie in Kapitel 3 erörtert wurde, benötigt es zur gleichzeitigen Erklärung

¹Die NOMAD, CCFR und teilweise BNL776 Resultate stammen aus $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Analysen. Im Folgenden sei CP-Invarianz bei Neutrino-Oszillationen angenommen bzw. mögliche CP-Effekte als vernachlässigbar angesehen.

aller drei Effekte eines sterilen Neutrinozustands ν_s . Die Überprüfung eines weiten Parameterbereiches des LSND Resultats und damit der Notwendigkeit einer Einführung eines sterilen Neutrinos wurde im Rahmen des KARMEN2 Experiments durch eine signifikante Reduktion des kosmischen Untergrundes erreicht. Die wohldefinierten und präzise bekannten Erwartungen von Signal und Untergrund sind eine wichtige Grundlage der in dieser Arbeit eingeführten Likelihoodanalyse, die es gestattet die weitere Entwicklung der Sensitivität zu untersuchen.

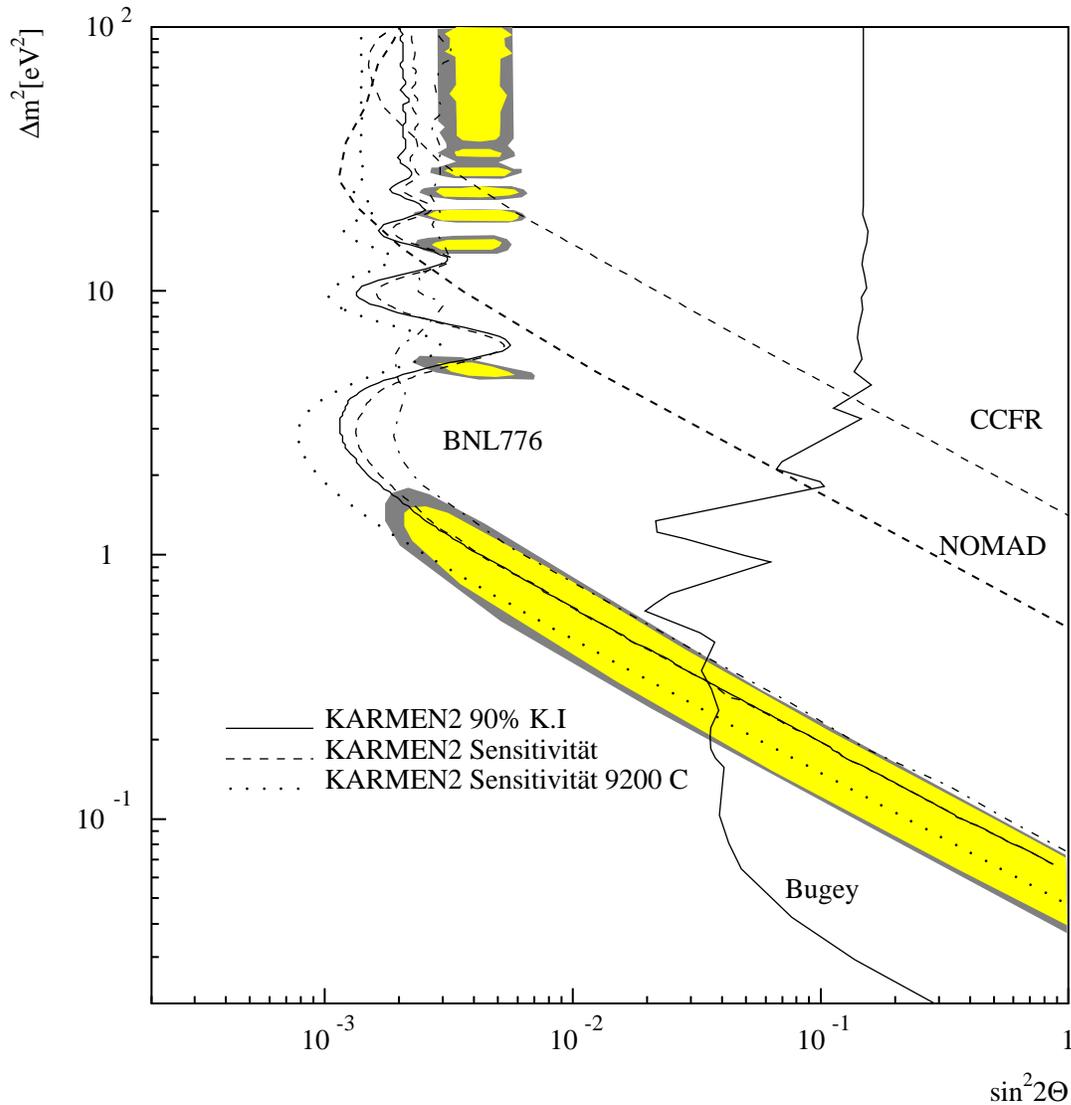


ABBILDUNG 6.1: Ausschlusskurve und Sensitivität der KARMEN2 Messung (90% K.I. Unified Approach) im Vergleich mit Ausschlusskurve Bugey Experiment und BNL776 Experiment. Die hell- und dunkelgrauen Flächen entsprechen den 90% und 95% Konfidenzintervallen der LSND Evidenz [Chu99].

6.2 Zukunftsprognose KARMEN

Zur Abschätzung der Sensitivität des KARMEN2 Experiments nach Abschluss der Messung Anfang 2001 werden die bisherigen Untergrunderwartungen linear mit der bis dahin erwarteten akkumulierten Gesamtladung von 9200 Coulomb von 800 MeV Protonen auf das Target extrapoliert. Es wird dabei von nicht veränderten Datenschnitten ausgegangen. Unter diesen Annahmen erwartet KARMEN2 dann (15.4 ± 1.0) Untergrundergebnisse und eine Oszillationserwartung von 3160 Ereignissen für maximale Mischung und $\Delta m^2=100$ eV^2 . Simulationen der Nullhypothese unter diesen Voraussetzungen lassen erwarten, dass dann über die Likelihoodmethode ein $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationssignal größer 4.4 Ereignisse ausgeschlossen werden kann. Dies entspricht einer Sensitivität von $\sin^2(2\Theta) < 1.4 \cdot 10^{-3}$ für den erwarteten Ausschlusswinkel bei $\Delta m^2=100$ eV^2 im Unified Approach (90% K.I.). Die Analyse der Monte Carlo Datensätze mit der bayesischen Methode ergibt ebenfalls eine Sensitivität von $\sin^2(2\Theta) < 1.4 \cdot 10^{-3}$. Die erwartete Ausschlusskurve für das Jahr 2001 ist in Abb.6.1 gezeigt. Wie ersichtlich, werden die LSND Parameter bei kleinen Δm^2 zwar stark eingeschränkt, jedoch nicht vollständig ausgeschlossen.

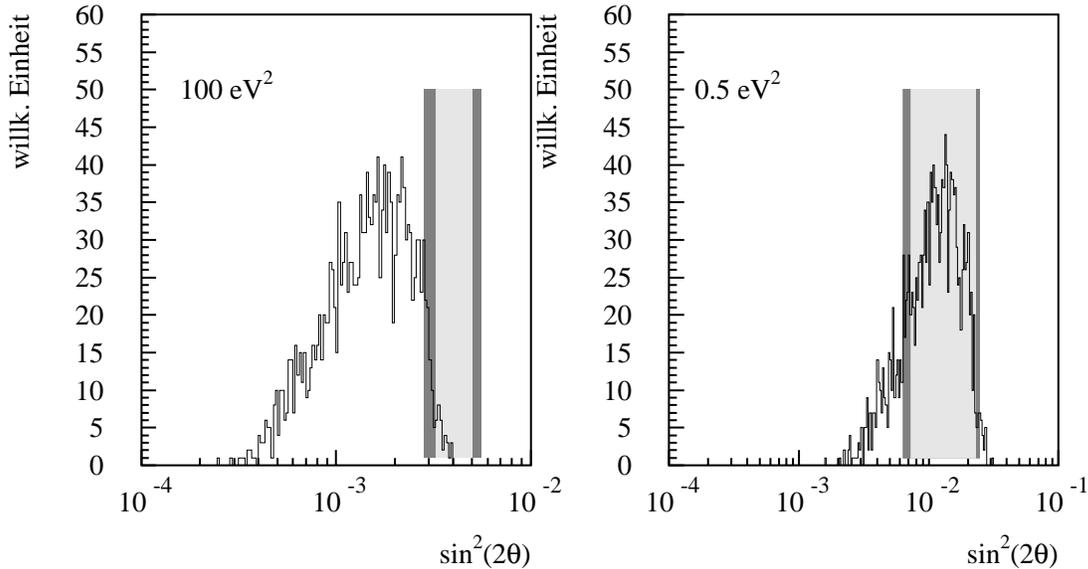


ABBILDUNG 6.2: Simulation der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse für 9200 C Protonen auf Target. Aufgetragen ist die Häufigkeit des ausgeschlossenen Mischungswinkel im 90% Konfidenzintervall für a) $\Delta m^2=100$ eV^2 b) $\Delta m^2=0.5$ eV^2 . Die hell- und dunkelgrauen Intervall zeigen die 95% und 90% Intervallgrenzen der LSND-Evidenz.

Die Definition der Sensitivität entspricht dem Erwartungswert der auszuschließenden Mischungswinkel in den einzelnen simulierten Experimenten. Dieser unterliegt jedoch statistischen Streuungen, die in Abb. 6.2 a) und b) für die Fälle $\Delta m^2=100$ eV^2 und $\Delta m^2=0.5$ eV^2 gezeigt sind. Aus den Verteilungen lässt sich der Anteil an KARMEN2 Experimenten bestimmen, der die 90% bzw. 95% LSND-Konfidenzintervalle ausschließen wird. Demnach werden 91% aller KARMEN2 Experimente das 95% Konfidenzintervall für $\Delta m^2=100\text{eV}^2$ ausschließen. Für $\Delta m^2=0.5\text{eV}^2$ reduziert sich der Anteil der KARMEN2 Experimente, die

das zugehörige 90% Konfidenzintervall ausschließen auf einen Anteil von 22%.

6.3 Zukunftsprojekte

Zur zweifelsfreien Klärung von möglichen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen innerhalb der von LSND favorisierten Evidenzbandes bedarf es für den Δm^2 -Bereich $< 1\text{eV}^2$ mindestens einer weiteren experimentellen Evidenz oder eines klaren Ausschlusses. Mit MiniBoone am Fermilab [Chu97] und dem I216 Proposal an CERN [Arm97, I216] sind zwei Experimente in Planung, die zur Klärung dieser Frage beitragen können. Mit einem geplanten Upgrade der ISIS Strahlintensität von derzeit $200\ \mu\text{A}$ auf $300\ \mu\text{A}$ besitzt aber auch die Neutrinoquelle ISIS ein sehr hohes Potential, um mit einem neuen Detektor in der Nachfolge von KARMEN2 mögliche verbleibende Oszillationsparameterbereiche der LSND Evidenz zu überprüfen.

MiniBoone

Der MiniBoone Detektor am FNAL² folgt in seiner Konzeption wesentlich dem LSND Experiment. In einem kugelförmigen Hybriddetektor (445 t aktive Masse) werden ν_e aus $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen über die quasi-elastische Streuung $n(\nu_e, e^-)p$ nachgewiesen. Über einen Teilchenidentifikationsalgorithmus, der die Eigenschaften des emittierten Szintillations- und Čerenkovlichts ausnutzt, werden die ν_e -induzierten geladenen Stromreaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)X^*$ mit Elektronen im Ausgangskanal, von der Hauptuntergrundquelle $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \mu^-)X^*$ diskriminiert. Dabei muss der PID-Algorithmus eine Teilchenmisidentifikation $< 0.1\%$ gewährleisten. Eine weitere Untergrundquelle sind als e^- misidentifizierte π^0 aus neutralen Stromreaktionen der ν_μ an ^{12}C mit π^0 -Produktion. In diesem Fall muss der PID-Algorithmus eine Teilchenmisidentifikation $< 1\%$ gewährleisten. Der Detektor steht in einem Abstand von $\sim 500\ \text{m}$ zur Neutrinoquelle. Der ν_μ -Strahl aus π^+ -Zerfällen im Flug besitzt Energien zwischen 0.1 und 1 GeV mit einer intrinsischen ν_e -Kontamination von 0.1%. Alternativ kann der geplante 8 GeV Protonenbooster auch einen $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen bereitstellen. In Abbildung 6.3 ist der erwartete Ausschluss des MiniBoone Experiments nach einem Jahr Messzeit gezeigt.

I216

Das Konzept des I216³ Detektors am CERN-PS Neutrinostrahl besteht aus der Verwendung von drei unabhängigen Detektoren in zwei verschiedenen Abständen zur Neutrinoquelle. Als Neutrinoquelle dient ein hochenergetischer Myoneneutrinostrahl ($E_\nu \sim 1.5\ \text{GeV}$) mit einer intrinsischen ν_e -Kontamination von 0.4%. Im Falle von $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen werden diese über das unterschiedliche Verhältnis von ν_e und ν_μ induzierten geladenen Stromreaktionen in einem nahen ($\sim 130\ \text{m}$) und zwei fernen ($\sim 850\ \text{m}$) Detektoren nachgewiesen. Bei diesen Energien wechselwirken ν_e und ν_μ über quasi-elastische Streuung an den Neutronen des Detektormaterials. Die Detektoren bestehen aus einem Tracking-Kalorimeter aus 300 aufeinanderfolgenden Lagen Plastiksintillatoren und Streamerröhren. ν_e und ν_μ -induzierte geladene Stromreaktionen werden über die Reichweite und el.-magn. Aufschauierung der Endzustände getrennt. In Abbildung 6.3 ist die erwartete Ausschlusskurve im Falle eines ausbleibenden Oszillationssignals bei einer Messzeit von

²Mini Booster Neutrino, Fermi National Accelerator Laboratory Chicago (USA)

³Letter of Intent

2 Jahren gezeigt.

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Potential an ISIS

Die Oszillationswahrscheinlichkeit P für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ appearance im Falle

$$\frac{1.27 \cdot \Delta m^2 \cdot L}{E} \ll 1$$

bei festem Δm^2 und fixierter Energie ist proportional dem Quadrat des Abstandes vom Detektor zur Quelle. Daraus folgt, dass in diesem Fall die $1/r^2$ Reduktion des Neutrino-flusses bei Vergrößerung des Abstandes Detektor–Quelle durch die ansteigende Oszillationswahrscheinlichkeit kompensiert wird. Ein im Rahmen einer vorläufigen Projektstudie untersuchter 400 t Flüssigszintillatordetektor mit dem Volumen $(6 \times 6 \times 12)\text{m}^3$ im Abstand von 28 Metern zur Neutrinoquelle besitzt alleine aus geometrischen Gesichtspunkten eine ~ 4 -fach höhere Oszillationserwartung als der KARMEN2 – Detektor für $\Delta m^2 < 1\text{eV}^2$. Der $\bar{\nu}_e$ -Nachweis erfolgt über $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$. Der Neutronennachweis geschieht ausschließlich über den Einfang am Proton und beschränkt damit den Nachweis des verzögerten Ereignisses auf das Energieintervall 0-4 MeV und wird mit 60% abgeschätzt⁴. Dies führt zu einer fast völligen Eliminierung des Untergrundes durch geladene Stromsequenzen. Die Untergrunderwartungen wurden gemäß der neuen Detektorgeometrie, des erwarteten Neutrino-flusses und der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit über die KARMEN2 Messungen skaliert. Kritisch ist hierbei die Abschätzung des zufälligen Neutrino-Untergrundes, da dieser stark abhängig ist von spezifischen Detektorparametern, wie zum Beispiel der Zählrate an der Detektornachweisschwelle. Der zufällige Neutrino-Untergrund im KARMEN2 Experiment ist hauptsächlich induziert durch niederenergetische Ereignisse aus der up- und downstream Stahlwand zur Halterung der Photovervielfacher. Dieser Anteil kann in einem neukonzipierten Detektor durch geeignete Abschirmmassnahmen eliminiert werden. Dennoch wurde in einem ersten konservativen Schritt angenommen, dass bei gleichen Datenschnitten für das verzögerte Ereignis wie in KARMEN2, der zufällige Neutrino-Untergrund mit dem Detektorvolumen und dem Neutrino-fluss skaliert. Unter der Annahme eines geplanten ISIS Upgrades auf 300 μA Strahlintensität werden bei 10% Strahlzeitverlust in einem Messzeitraum von 2 Jahren 29 Untergrundereignisse erwartet. Bei maximaler Mischung und $\Delta m^2=100\text{eV}^2$ werden gleichzeitig 8300 Oszillationsereignisse erwartet. Unter der Annahme einer typischen Parameterkonstellation gemäß der LSND Evidenz bei kleinem Δm^2 werden für $\Delta m^2=0.5\text{eV}^2$ und $\sin^2(2\Theta) = 10^{-2}$ etwa 30 Oszillationsereignisse erwartet. Abbildung 6.3 zeigt die Ausschlusskurve aus einem Zählratenvergleich unter der Annahme der Nullhypothese für einen derartigen Detektor. Dabei ist noch nicht berücksichtigt, dass eine dezidiertere Methode, als die hier angewandte Fenstermethode, noch stringentere Ausschlusskurven produzieren. Es sei erwähnt, dass in KARMEN2 die Anwendung der Likelihoodmethode die Sensitivität um einen Faktor 1.6 steigert. Die hier vorgestellten Zahlen sind nur erste Abschätzungen und sollen illustrieren, dass durch den beabsichtigten ISIS - Upgrade die Neutrinoquelle ISIS zusammen mit einem geeigneten großvolumigen Flüssigszintillator eine attraktive Alternative für die weitere hochsensitive Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen im von LSND favorisierten Parameterbereich darstellt.

⁴Eine eventuelle benötigte Vergrößerung des Koinzidenzvolumens- und zeitintervalls für den Neutronennachweis wurde im Folgenden nicht berücksichtigt.

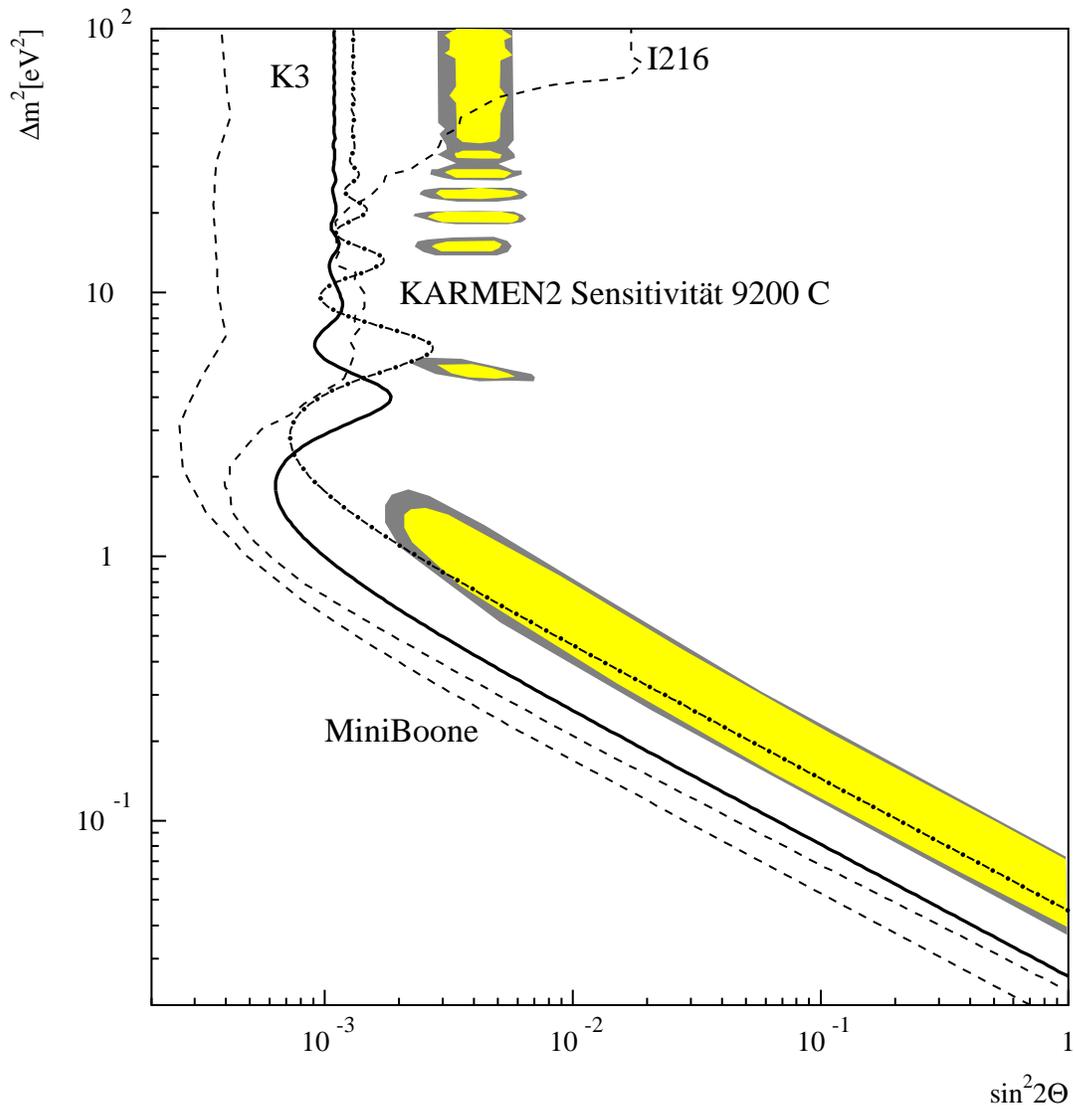


ABBILDUNG 6.3: Simulation der erwarteten Ausschlusskurven zukünftiger Experimente. Die mit K3 gekennzeichnete Ausschlusskurve entspricht dem im Text erläuterten Flüssigszintillator an der Neutrinoquelle ISIS.

Kapitel 7

Interpretation der Suche nach $\bar{\nu}_e$ außerhalb Flavor–Oszillationen

Die Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen im KARMEN Detektor bezieht seine Motivation nicht ausschließlich aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Flavor–Oszillationen. Mögliche Entstehungsmechanismen für $\bar{\nu}_e$ wie $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Teilchen–Antiteilchen–Oszillationen oder der Lepton–Familienzahl verletzende Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ besitzen ebenfalls ein hohes Potential, um Erweiterungen des Standardmodells zu testen.

7.1 Teilchen–Antiteilchen Oszillationen

Der Teilchen–Antiteilchen Übergang $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ wird häufig auch als Pontecorvo–Oszillation¹ bezeichnet. In diesem Formalismus werden ν_e und $\bar{\nu}_e$ als Mischung von zwei orthogonalen Masseneigenzuständen ν_1 und ν_2 dargestellt. Dabei ist ν_1 ein Dirac–Masseneigenzustand, wobei ν_2 ein Majorana–Masseneigenzustand repräsentiert:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Der Ansatz ist sehr eng verknüpft mit dem *Seesaw*–Mechanismus, der in Kapitel 3 vorgestellt wurde. Im Gegensatz zu den Flavor–Oszillationen, bei denen die Gesamtleptonzahl erhalten bleibt, wird in den Teilchen–Antiteilchen Übergängen die Gesamtleptonzahl um 2 Einheiten verletzt. Die Wahrscheinlichkeit P einen $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Übergang zu messen beträgt:

$$P(\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = \alpha \cdot \sin^2(2\Theta) \cdot \sin^2\left(\frac{1.27 \cdot \Delta m^2 \cdot L}{E}\right)$$

Der Koeffizient α trägt der Tatsache Rechnung, dass Neutrino–Oszillationen keinen Helizitätswechsel verursachen. Da das ν_e über die schwache Wechselwirkung im Myonzerfall linkshändig produziert wird, ist damit auch das oszillierte $\bar{\nu}_e$ linkshändig. Linkshändige Antiteilchen nehmen jedoch nicht an der V–A Theorie der schwachen Wechselwirkung teil. Um zu ermöglichen, dass der Effekt mit einer Wahrscheinlichkeit größer $O(m_\nu/E)$ nachweisbar ist, müssen rechtshändige Anteile des leptonischen geladenen Stroms vorhanden

¹Bruno Pontecorvo führte über die $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen das Konzept der Oszillationen in die Neutrinophysik ein [Pon58].

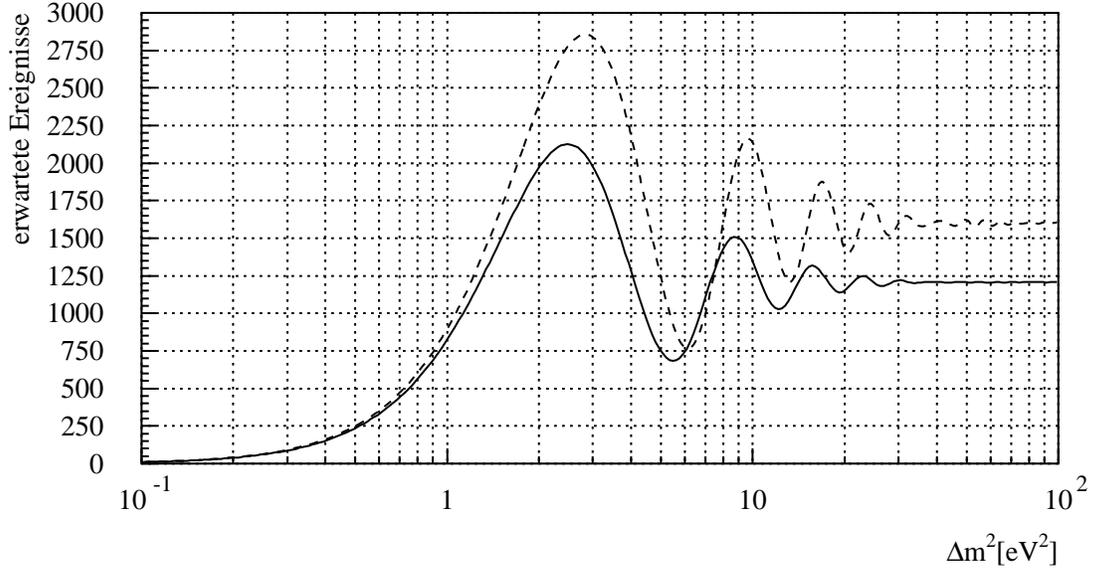


ABBILDUNG 7.1: Erwartete Anzahl an $\bar{\nu}_e$ Ereignisse von $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen (durchgezogen) für $\alpha \cdot \sin^2(2\Theta) = 1$ im Vergleich zu $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen (gestrichelt).

sein, oder das ν_e doch mit falscher Helizität produziert worden sein. Aus dem Studium des Myonzerfalls kann eine Obergrenze von $\alpha < 0.05$ (90% K.L.) gesetzt werden [Fet92]. Alternativ kann es zur Emission von Majoronen am Produktions- oder Wechselwirkungsort kommen, wodurch die Helizität des $\bar{\nu}_e$ geändert wird. Eine Änderung der Neutrino-Helizität kann ebenfalls über eine Wechselwirkung mit dem Higgs-Hintergrundfeld geschehen [Bar98b].

Um die Likelihoodmethode auf Pontecorvo-Oszillationen anzuwenden, muss bezüglich des $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ansatzes das $\bar{\nu}_\mu$ -Spektrum durch das ν_e -Spektrum des neutrino produzierenden Myonzerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ersetzt werden. $\bar{\nu}_\mu$ und ν_e unterscheiden sich nur in ihrem Energiespektrum (Michelparameter). Das niederenergetische Spektrum der ν_e besitzt eine mittlere Energie von 31.7 MeV und führt bei $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen zu einem totalen Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ von $\sigma = 72.0 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$. Für die $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse wurden die Datenschnitte der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse übernommen. Damit verbleibt bei 8 gemessenen Ereignissen eine Untergrunderwartung von (7.8 ± 0.5) Untergrundergebnissen. Abbildung 7.1 zeigt den Vergleich der $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationserwartung zur $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationserwartung. Durch das niederenergetische ν_e -Spektrum liegt das Sensitivitätsmaximum bei 2.5eV^2 und für große Δm^2 werden 25% weniger Oszillationsergebnisse erwartet. Unter der Annahme $\alpha \cdot \sin^2(2\Theta) = 1$ würden insgesamt (1211 ± 192) nachweisbare $\bar{\nu}_e$ -induzierte Sequenzen im Detektor erwartet. Nach der Implementierung des ν_e -Quellspektrums und der Neuerstellung der ΔL -Verteilungen, findet die Likelihoodmethode die beste Datenanpassung bei einem Signal von -0.1 Ereignissen und einem Untergrund von 8.1 Ereignissen für $\Delta m^2 = 6.3 \text{eV}^2$. Unter der Annahme von großem $\Delta m^2 = 100 \text{eV}^2$ wird im Unified Approach ein Signal > 4.2 Ereignisse ausgeschlossen (90% K.I.):

$$\alpha^2 \cdot \sin^2(2\Theta) < 0.032 \quad \text{für } \Delta m^2 > 100 \text{eV}^2$$

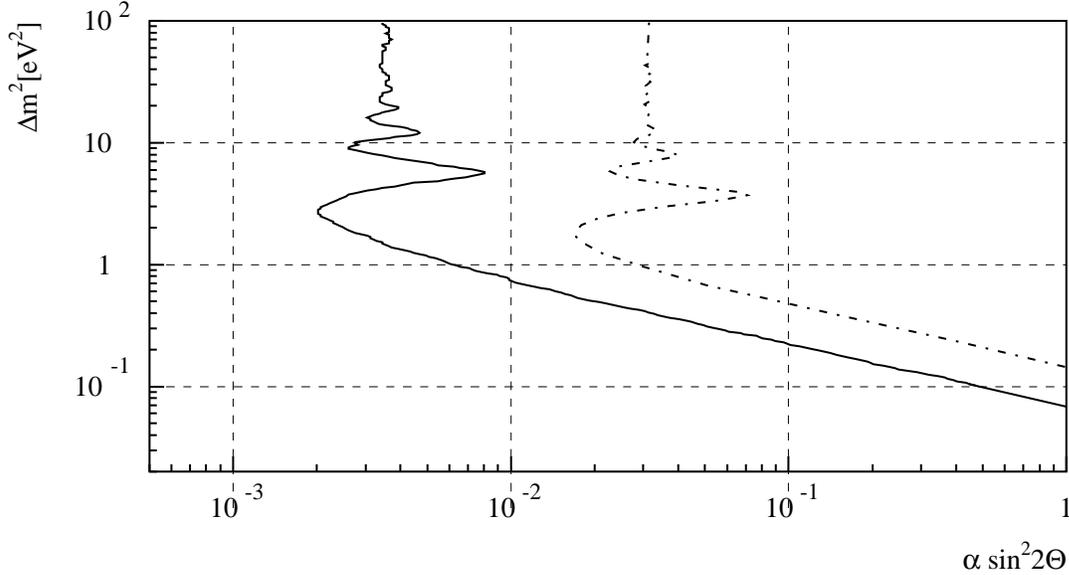


ABBILDUNG 7.2: Ausschlusskurve für $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen (Unified Approach 90% K.I.), im Vergleich zur Ausschlusskurve (gestrichelt) des E645 Experiments [Fre93].

$$\Delta m^2 < 0.07 \text{ eV}^2 \quad \text{für } \alpha \cdot \sin^2(2\Theta) = 1$$

Die gesamte 90% K.I. Ausschlusskurve für die $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen zeigt Abbildung 7.2. Die KARMEN2 Limits liefern über den gesamten Δm^2 -Bereich die weltweit bisher stringentesten Obergrenzen. Sowohl der Ausschluss hinsichtlich des Mischungswinkel $\alpha \cdot \sin^2(2\Theta)$, als auch hinsichtlich Δm^2 für maximale Mischung verbessert deutlich die derzeit aktuellen Obergrenzen der Particle Data Group [PDG98][Fre93]:

$$\begin{aligned} \alpha^2 \cdot \sin^2(2\Theta) &< 0.024 && \text{für } \Delta m^2 > 100 \text{ eV}^2 \\ \Delta m^2 &< 0.14 \text{ eV}^2 && \text{für } \alpha \cdot \sin^2(2\Theta) = 1 \end{aligned}$$

7.2 Der leptonzahlverletzende Myonzerfall

Der im Standardmodell verbotene leptonzahlverletzende Myonzerfall

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

ist in vielen Erweiterungen des Standardmodells erlaubt [Her92]. In Links-Rechts-symmetrischen Modellen und im minimalen supersymmetrischen Modell mit R-Paritätsverletzung entspricht das $\bar{\nu}_e$ Energiespektrum dabei dem $\bar{\nu}_\mu$ Energiespektrum aus dem konventionellen Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Damit ist die Problemstellung zur Abschätzung eines Signals aus dem leptonzahlverletzenden Myonzerfall identisch zur Suche nach einem Oszillationssignal für $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$. Die bereits definierte und berechnete Likelihoodfunktion

muss lediglich neu interpretiert werden und geht in eine eindimensional Likelihoodfunktion über:

$$\mathcal{L}(\vec{x}, (\sin^2(2\Theta), \Delta m^2 = 100\text{eV}^2)) \Rightarrow \mathcal{L}(\vec{x}, R)$$

mit dem Verzweigungsverhältnis:

$$R = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)}$$

Ausgehend von den unveränderten Datenschnitten der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Likelihoodanalyse erwartet man (3208 ± 512) nachweisbare $\bar{\nu}_e$ -induzierte Ereignisse im Detektor, falls jedes Myon über den verbotenen Kanal zerfällt. Das Datenensemble der 8 gemessenen Ereignisse und die Untergrunderwartung von (7.8 ± 0.5) sind aufgrund der Datenschnitte identisch zur $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse. Der Likelihoodalgorithmus findet die beste Datenanpassung bei 11.7 Untergrundereignissen und einem $\bar{\nu}_e$ -Signal aus dem leptonzahlverletzenden Zerfall von -3.7 Ereignissen. Im durchgeführten Unified Approach, der auf die 1-Dimensionalität der Likelihoodfunktion angepasst wurde, werden im 90% Konfidenzintervall Signale aus dem Zerfall > 3.2 ausgeschlossen. Damit ergibt sich als Obergrenze für das Verzweigungsverhältnis:

$$R = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} < 1.0 \cdot 10^{-3} \quad 90\% \text{ K.I.}$$

Dieses Resultat verbessert die bisherige stringenteste Obergrenze von $R < 0.012$ [PDG98] des E645 Experiments (LAMPF) um eine Größenordnung.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die Suche und die Bestimmung von Neutrinomassen ist ein aktueller und wichtiger Schwerpunkt der modernen Teilchenastrophysik sowie der Kosmologie. Motiviert sind die intensiven Suchen durch die fundamentalen Implikationen einer von Null verschiedenen Neutrinomasse für das Standardmodell und seinen möglichen Erweiterungen. Neutrino-Oszillationen sind hierbei die sensitivste Methode, um Neutrinos auf von Null verschiedene Massen zu testen.

Derzeit existieren drei systematisch unabhängige, experimentelle Hinweise auf Neutrino-Oszillationen (LSND, solare Neutrinos, atmosphärische Neutrinos) und damit darauf, dass Neutrinos – wie in Grand Unified Theories gefordert – massebehaftet sind. Das LSND Resultat, das sich im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ *appearance* Kanal manifestiert, impliziert dabei astrophysikalische Konsequenzen für einen signifikanten *Hot Dark Matter* Beitrag zur Gesamtmasendichte des Universums. Die drei experimentellen Hinweise können aber nicht widerspruchlos in einem gemeinsamen, konsistenten 3-Flavor Formalismus basierend auf den drei linkshändigen Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ des Standardmodells beschrieben werden. Eine gemeinsame Beschreibung innerhalb von Neutrino-Oszillationen erfordert die Einführung mindestens eines weiteren (sterilen) Neutrinozustands. Alternativ kann zur Klärung der Problematik einer der drei experimentellen Hinweise als Misinterpretation verstanden werden. Hierbei ist hervorzuheben, dass das solare und atmosphärische Neutrinodefizit unabhängig von mehreren Experimenten beobachtet wird, während für die LSND Evidenz eine unabhängige Verifizierung fehlt. Das KARMEN2 Experiment an der gepulsten Neutrinoquelle ISIS (Rutherford Laboratory, UK) ist derzeit weltweit das einzige Experiment, das auf den gesamten LSND Parameterbereich empfindlich ist und somit diese Neutrino-Oszillationsevidenz über den $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ *appearance* Kanal verifizieren oder falsifizieren kann. Die Installation eines zusätzlichen, dritten Vetosystem in das bestehende KARMEN Detektorsystem in 1996 führte durch die damit verbundene fast vollständigen Eliminierung des kosmisch induzierten Untergrundes zu einer wesentlich gesteigerten Oszillationssensitivität im Rahmen des hier vorgestellten KARMEN2 Experiments. Nach Inbetriebnahme des Vetosystems sind nun Neutrino-induzierte Reaktionen die Hauptuntergrundquelle bei der Suche nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten Oszillationsereignissen d.h. der kosmisch induzierte Untergrund ist nicht mehr die Sensitivität limitierende Größe. KARMEN2 ist in der Lage die drei dominanten Untergrundkomponenten direkt zu messen und deren quantitativen Erwartungswerte sowie spektralen Eigenschaften in Energie, Zeit und Ort präzise zu be-

stimmen. Die vorliegende Arbeit beinhaltet der eigentlichen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Analyse vorangehende detaillierte Untersuchungen der Untergrundkomponenten. Diese Analysen demonstrieren sowohl die hohe Sensitivität als auch die Verlässlichkeit der Resultate des KARMEN2 Experiments bei der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Suche.

Der analysierte Datensatz umfasst die Messperiode Februar 1997 bis Februar 1999 und erlaubt die erstmalige Anwendung einer multidimensionalen Likelihoodmethode zur Bestimmung eines möglichen Ereignisüberschusses. Dabei nutzt die Likelihoodmethode, die z.B. über die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Analyse demonstrierte gute Energie-, Zeit- und Ortsauflösung des Detektors aus und verwendet diese Ereignissignaturen zur Signal–Untergrund–Diskriminierung. Nur mit Hilfe dieser dezidierten Datenanalysetechnik wird das hohe KARMEN2 Potential voll ausgeschöpft und der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Sensitivitätsbereich – speziell im Gegensatz zur Fenstermethode – auf den von LSND favorisierten Oszillationsparameterbereich gesteigert.

Es werden bei einer Untergrunderwartung von (7.8 ± 0.5) Ereignissen insgesamt 8 Sequenzen gemessen, die allen Datenschnitte bei der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Ereignissen genügen. Diese Sequenzen zeigen neben ihrer rein quantitativen Übereinstimmung ebenfalls eine sehr hohe Übereinstimmung in ihren Signaturen mit einer reinen Untergrunderwartung, d.h. es gibt keinen Hinweis auf die Anwesenheit eines zusätzlichen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Signals. Aus der experimentellen Likelihoodfunktion werden die 90% Konfidenzintervalle für die Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 extrahiert. Zur Bestimmung der Ausschlusskurven wurde der Unified Approach gewählt, der aufgrund seiner Vorteile gegenüber anderen Methoden von der Particle Data Group seit 1998 empfohlen wird. Aufgrund seiner bislang seltenen Anwendung in *short baseline* Experimenten insbesondere in Likelihoodanalysen diskutiert diese Arbeit detailliert die Implementierung dieses neuen Ansatzes in die Datenanalyse.

Das KARMEN2 Resultat beinhaltet keinerlei Hinweise auf Neutrino–Oszillationen und unterstützt nicht die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ LSND–Evidenzhypothese. In den aus der KARMEN2 Likelihoodfunktion extrahierten 90% Konfidenzintervallen in $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 werden sowohl die 90% als auch 95% Konfidenzintervalle der LSND–Evidenz für $\Delta m^2 > 2\text{eV}^2$ eindeutig ausgeschlossen. Für $\Delta m^2 = 100\text{eV}^2$ wird eine Obergrenze von $\sin^2(2\Theta) < 2.05 \cdot 10^{-3}$ gesetzt. Für kleine $\Delta m^2 < 2\text{eV}^2$ setzt KARMEN die derzeit weltweit stringentesten Obergrenzen in der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Suche und grenzt damit die verbliebenen LSND Parameterbereiche signifikant ein.

Die erzielten Obergrenzen der Suche nach $\bar{\nu}_e$ –induzierten Ereignissen aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen wurden abschließend auch in den Kontext von Teilchen–Antiteilchen Oszillationen $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ und dem verbotenen leptonzahlverletzenden Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ gestellt. In beiden Fällen verbessert das KARMEN2 Ergebnis deutlich die aktuellen Obergrenzen der Particle Data Group für die Stärke dieser im Standardmodell verbotenen Prozesse.

Anhang A

Die zeitabhängige MLU Summenenergieschwelle

Das KARMEN Datenaufnahmesystem unterstützt nur die Aufnahme der ersten 16 Ereignisse einer Strahlperiode. Bei hohen Ereignisraten kommt es daher zum Nachweisverlust von Ereignissen am Ende der Strahlperiode. Dabei hängt die Ereignisrate primär von den Front End Elektronikschwellen (ASTERIX Schwellen), den PM-Hochspannungseinstellungen und der Summenenergieschwelle (MLU Schwelle) ab. Die Summenenergie entsteht aus der passiven Addition aller Energiesignale des Zentraldetektors. Die Summenenergieschwelle wurde in der KARMEN1 derart niedrig gewählt, dass diese keinen effektiven Einfluss auf die Triggerentscheidung hatte.

99% aller Ereignisse deponieren weniger als 10 MeV sichtbarer Energie im Detektor und sind damit keine potentiellen Ereignisse weder für die Neutrinoauswertung noch für die entsprechende Analyse des kosmischen Untergrundes. Niederenergetische Ereignisse sind für die Datenanalyse nur dann von Interesse, falls diese zeitlich korreliert zu einem vorhergehenden hochenergetischen Ereignis sind (siehe $\bar{\nu}_e$ -Nachweis, Neutronennachweis nach gestoppten Myonen ...).

Um gezielt hochenergetische Ereignisse zu selektieren wurde während des KARMEN-Umbaus die Summenenergieschwelle modifiziert und mit Zeitabhängigkeit implementiert. Die Zeitabhängigkeit ergibt sich aus den folgenden zwei Umständen:

1. Die Summenenergieschwelle wird erst ab $t > 600 \mu s$ aktiv. Das heisst für Ereignisse im Prebeam $[-191\mu s, 0\mu s]$ und Neutrinozeitfenster $[0\mu s, 20\mu s]$, sowie im folgenden Zeitfenster eines möglichen Neutroneneinfanges $[0 \mu s, 500 \mu s]$, hat die MLU Schwelle keinen Einfluss ob das Ereignis vom Trigger akzeptiert oder verworfen wird.
2. Gelangt ein Ereignis über die Summenenergieschwelle wird für die folgenden $600 \mu s$ die Schwelle wieder deaktiviert. Dies garantiert maximale Effizienz für den nachfolgenden Nachweis niederenergetischer γ 's aus dem Neutroneneinfang.

Randbedingung für die Diskriminatoreinstellung der Summenenergieschwelle ist, dass Ereignisse mit Energien höher 11 MeV keinen Nachweisverlust durch die Schwelle erleiden. Damit kann in Prebeam und Postbeam mit identischen Bedingungen nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Untergrund gesucht werden. Die Entscheidung ob ein Ereignis über die Summenenergieschwelle

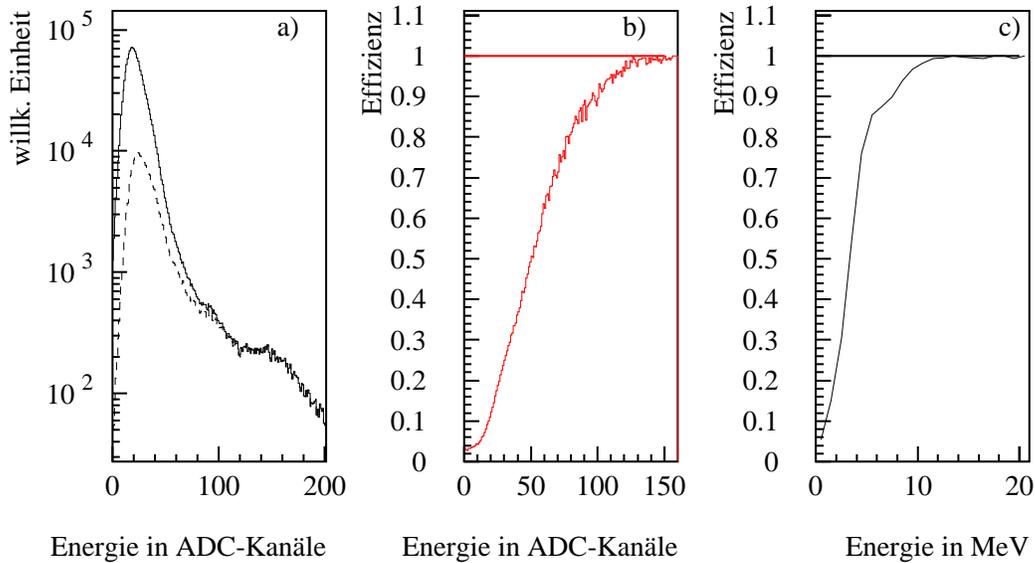


ABBILDUNG A.1: a) Summenenergie in ADC-Kanälen aller Ereignisse aufgenommen bei deaktivierten MLU-Trigger. Die gestrichelte Linie entspricht Ereignissen, die über die MLU-Schwelle gelangten. b) MLU-Schwellenverlauf gegen ADC-Kanäle. c) MLU-Schwellenverlauf gegen geeichte Energie.

gelangt wird im Stackpattern des Ereignisses als sogenanntes EC1-Bit abgespeichert. Da in verschiedenen Zeitbereichen einer Strahlperiode das EC1-Bit keinen Einfluss auf die Akzeptanz eines Ereignisses Entscheidung hat (z.B im Prebeam), ist es möglich aus dem Normaldatensatz die Effizienzkurve der EC1-Schwelle zu bestimmen.

Abb. A.1 b,c) zeigt den gemessenen Verlauf der MLU-Schwelle in Abhängigkeit der Summenkanäle bzw. der geeichten Energie in MeV. In Abbildung a) ist verdeutlicht wie die Schwelle bestimmt wird. Die durchgezogene Linie ist das Gesamtspektrum der aufgenommenen Ereignisse zu Zeitpunkten an denen die Summenenergieschwelle keinen Einfluss auf die Triggerentscheidung besitzt. Die gestrichelte Linie ist das zugehörige Spektrum der über das EC1-Stackbit identifizierte Ereignisse, die dabei über die MLU-Schwelle gelangten. Durch Division der beiden Histogramme erhält man den Schwellenverlauf. Die Summenenergieschwelle zeigt 50% Effizienz bei 50 ADC-Kanälen bzw. ~ 3.3 MeV.

A.0.1 Einfluss auf die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Analyse

Für niederenergetische Positronen aus dem $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Zerfall (Kap.4.2.2) entsteht durch die Summenenergieschwelle eine Nachweiverminderung, da der $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Kern durch die lange Lebensdauer nur sehr selten innerhalb der ersten $600 \mu\text{s}$ zerfällt, also in dem Zeitbereich, in dem die Schwelle deaktiviert ist.

Für die korrekte Monte Carlo Beschreibung des Energie- und Zeitspektrums der Positronen muss berücksichtigt werden:

- ◇ Der Verlauf der Summenenergieschwelle wie oben beschrieben und abgebildet in Abb.A.1. Dabei wird der Verlauf der Schwelle für jeden ISIS Zyklus (ca. 36 Tage) neu bestimmt und berücksichtigt damit zeitliche Änderungen des Schwellenverlaufs.

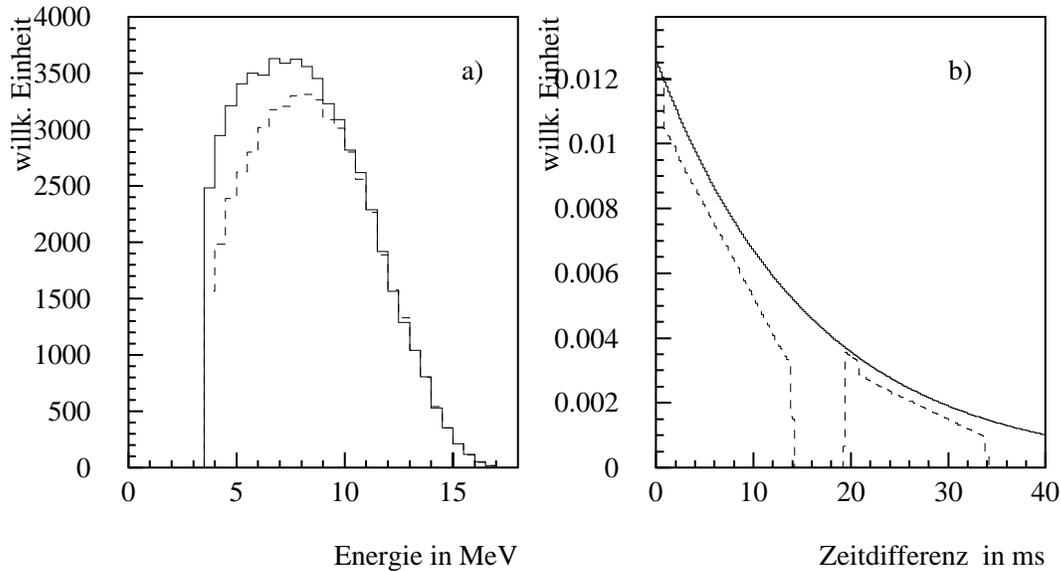


ABBILDUNG A.2: (a) Erwartetes Energiespektrum der Positronen ohne MLU-Schwelle und unter Berücksichtigung der MLU-Schwelle (gestrichelte Linie). (b) Erwartetes Zeitspektrum der Positronen gemäß des theoretischen exponentiellen 15.9 ms Zeitabfalls und nach Berücksichtigung aller Effekte die zu Nachweisverlusten führen.

- ◇ Die Kenntnis für welchen Prozentsatz aller Stickstoffzerfälle die Summenenergieschwelle aktiviert oder deaktiviert war. Während 72.7% aller $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Zerfälle ist die MLU-Schwelle auch aktiviert.
- ◇ Die Summenenergieschwelle vermindert zwar den Nachweisverlust durch die begrenzte Kapazität des Datenaufnahmesystems. Es verbleibt trotz der Maßnahme ein Nachweisverlust von 8.1% für zeitlich gleich verteilte Ereignisse.
- ◇ Totzeiten während der Hardwareauslesefensters von 14.4-19.4 ms.
- ◇ Aufnahmeverluste der nachfolgenden Strahlperioden (3.7%)

Die Kombination aller aufgelisteten Effekte führt zu einem Nachweisverlust von 30.2%. Die aus Monte Carlo Simulation stammenden Energie und Zeitverteilung des Positrons sind in Abbildung A.2 dargestellt. Der Nachweisverlust beschränkt sich auf die niederenergetische Hälfte des Positronenspektrums und steigt mit zunehmender Ereigniszeit innerhalb einer Strahlperiode.

Literaturverzeichnis

- [Ach95] B. Achkar et al., Nucl. Phys. B 434 (1995) 503
- [Ago95] G. D'Agostini, DESY Report 95-242
- [Apo97] M. Appollonio et al. (CHOOZ), Phys. Lett. B420 (1995) 397
- [Apo99] M. Appollonio et al. (CHOOZ), HEP-EX-9907037
- [Arm97] N. Armenise et al., Letter of Intent, CERN-SPSC/97-21,
- [I216] P311 SPSC Proposal (I216), eingereicht am CERN, 1999
- [Arm97b] B. Armbruster et al. (KARMEN), Phys. Lett. B, 423 (1998) 15
- [Arm98] B. Armbruster, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6102, 1998
- [Arm98b] B. Armbruster et al. (KARMEN), Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 520.
- [Arm98c] B. Armbruster et al. (KARMEN), Phys. Rev. C 57 (1998) 3414
- [Arm99] B. Armbruster, Beitrag zu NOW98 Konferenz
- [Ass96] K. Assamagan et al., Phys. Rev. D53 (1996) 6065
- [Ath95] C. Athanassopoulos et al. (LSND), Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 2650
- [Ath96a] C. Athanassopoulos et al. (LSND), Phys. Rev. C54(1996)2685
- [Ath96b] C. Athanassopoulos et al. (LSND), Phys. Rev. Lett. 77 (1996)3082
- [Ath97] C. Athanassopoulos et al. (LSND), Nucl. Instr. Meth. A388(1997)149
- [Ath97b] C. Athanassopoulos et al. (LSND), Phys. Rev. Letters 81 (1998) 1774
- [Bah97] J. Bahcall et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 171
- [Bah98] J. Bahcall, S. Basu and M. Pinsonneault, Phys. Rev. D 58 (1998) 096016
- [Bar98] R. Barate et al., Europ. Phys. Jou. C2 (1998) 395
- [Bar98b] G. Barenboim and F. Scheck, Phys. Lett. B 440 (1998) 332
- [Bar98c] V. Barger, Phys. Rev. Lett. 82 (1998) 2640

- [Bar99] V. Barger et al., HEP-PH-9907421
- [Bau99] L. Baudis et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 41-44
- [Bec92] R. Becker-Szendy et al., Phys. Rev. D46 (1992) 3270
- [Bil99] S.M. Bilenky und C. Giunti, Phys. Lett. B 444 (1999) 379
- [Bod94] B. E. Bodmann et al. (KARMEN), Phys. Lett. B 339(1994)215
- [Bod88] B. Bodmann, Diplomarbeit, Universität Erlangen
- [Bor92] L. Borodovsky et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 274
- [Bou57] C. Bouchiat, L. Michel, Phys. Rev. 106(1957)170
- [Bur94] R. L. Burman, KARMEN Technical Note, 1994
- [Bur95] R. L. Burman, A. C. Dodd, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5595, 1995
- [Bur97] R. L. Burman, P. Plischke, Nucl. Instr. Meth. A398(1997)147
- [Cop97] C.J. Copi, D.N. Schramm and M.S. Turner, Phys. Rev. Lett. 55 (1997) 3389
- [Chu97] E. Curch et. al, *BOONE Proposal*, eingereicht an FNAL, 1997
- [Chu99] E. Curch für LSND, PANIC 99 Konferenz, Uppsala Schweden, 1999
- [Cle98] B. Cleveland et al., Astrophys. Jou. 496 (1998) 505
- [Cra58] H. Cramer, Princeton Univ. Press, New Jersey (1958)
- [Don91] T. W. Donnelly, *Programm NUEE zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten*, private Mitteilung, 1991
- [Ead71] W.T. Eadie, D. Drijard, F.E. James, M. Roos and B.Sadoulet, North Holland, Amsterdam and London, 1971
- [Ebe92] V. Eberhard, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 5063, 1992
- [Eit91] K. Eitel, Diplomarbeit Universität Karlsruhe und KfK (1991)
- [Eit99a] K. Eitel, B. Zeitnitz, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)
- [Eit99b] K. Eitel, Konferenzbeitrag zu Lake Louis Winter Institute (1999), wird veröffentlicht
- [Eit99c] K. Eitel, *Statistical Compatibility of the LSND and KARMEN $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Results*, eingereicht bei New Journal of Physics
- [Fay85] S. A. Fayans, Sov. J. Nucl. Phys. 42(4)(1985)590
- [Fel98] G. J. Feldmann, R. D. Cousins, Phys. Rev. D57 (1998) 3873

- [Fet92] W. Feldmann, Zeit. f. Physik C, Part. and Fields, 56 (1992) 109
- [Fog97] G.L. Fogli et al. , Phys. Rev. D 56 (1997) 4365
- [Fre93] S. J. Freedman et al., Phys. Rev. D47 (1993) 811
- [Fro79] A.G. Frodesen, O. Skjeggstad, H. Tofte, Universtetsvorlaget, Bergen(1979)
- [Fuk88] M. Fukugita, Y. Kohyama, K. Kubodera, Phys. Rev. Lett. B212(1988)139
- [Fuk90] M. Fukugita, Phys. Rev. C. 41 (1990) 1359
- [Gal96] GALLEX Collaboration, W. Hampel et al., Phys. Lett. B 388 (1996) 364
- [Gav99] SAGE Collaboration, V. Gavrin et al., Neutrino 98 Proceedings, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)
- [Gel79] M. Gell-Mann et al., *Supergravity*, North Holland, Amsterdam (1979)
- [Gem89] H. Gemmeke et al., IEEE Tran. Nucl. Sci. 36 (1989) 718
- [Giu99] C. Giunti, Phys. Rev. D59 (1999) 053001
- [Giu99b] C. Giunti, *Statistical interpretation of the null result of KARMEN2* , Preprint Server CERN, HEP-EX-9808405
- [Hat97] N. Hata, P. Langacker, Phys. Rev. D56 (1997) 6107
- [Her92] P. Herczeg, R.N. Mohapatra, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2475
- [Ika94] Proposal by the ICARUS Collaboration, LNGS-94/99, Vol. I,II
- [Jan95] T. E. Jannakos, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5520, 1995
- [Jan98] T. E. Jannakos, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1998
- [Jam91] F. James, Phys. Rev. D44 (1991) 299
- [Kam94] KAMIOKANDE Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Lett. B 335 (1994) 237
- [Kam96] KAMIOKANDE Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683
- [Kam98] F. Suekane, Beitrag zu Neutrino Oscillation Workshop (NOW 98), Amsterdam, Sep. 1998
- [Kay89] B. Kayser, World Scientific Lecture Notes in Physics Vol. 25, 1989
- [Kle94] M. Kleifges, Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5394 (1994)
- [Kol98] E. Kolbe, private Mitteilung
- [Kol92] E. Kolbe, K. Langanke, S. Krewald and F.K. Thielemann, Nucl. Phys. A 540 (1992) 599

- [Kol94] E. Kolbe et al., Phys. Rev. C 49 (1994) 1122
- [Kol99] E. Kolbe, K. Langanke, P. Vogel, Nucl. Phys. A 652 (1999) 91
- [Kol99b] E. Kolbe private Mitteilung, wird veröffentlicht in Nucl. Phys. B
- [Lis99] E. Lisi et al., Phys. Rev. D59 (1999) 123520
- [Mas97] R. Maschuw et al. (KARMEN), Prog. Part. Nucl. Phys. 40, 1997
- [Mez99] M. Mezzetto, Nucl. Phys. B70 (*Proc. Suppl.*) (1999) 214
- [Min95] E. Ables et al., Fermilab-Proposal P875 (1995)
- [Min89] S. L. Mintz, M. Pourkaviani, Phys. Rev. C40(1989)2458
- [Ney37] Neymann, Phil. Trans. Royal Soc. London, Serie A (1937) 333-380
- [Nis97] K. Nishikawa et al., E362 KWK-PS Proposal 1995 und Nucl. Phys. B 59 (1997) 289
- [Oeh99] C. Oehler, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1999
- [Oka97] N. Okada, O. Yasuda, Int. Journ. Mod. Phys. A12 (1997) 3669
- [Ope97] H. Shibuya et al., OPERA Proposal, CERN-SPSC-97-24
- [PDG96] Review of Particle Physics, Phys. Rev. D54 (1996) 1
- [PDG98] C. Caso et al., Review of Particle Physics, Europ. Phys. Jou. C3 (1998) 1
- [Pon58] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6, 429(1958)
- [Rap96] J. M. Rapp, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5758, 1996
- [Rei97] J. Reichenbacher, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Roe98] B. Roe, wird veröffentlicht in Phys. Rev D, Preprint HEP-PH-9808240
- [Rom97] A. Romosan et al. (CCFR Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2912
- [Ruf99] C. Ruf, Dissertation Universität Bonn, Mensch und Buch Verlag Berlin, ISBN 3-933346-59-2
- [Ste96] M. Steidl, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA Bericht 5782, 1996
- [Sun68] R. M. Sundelin et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1198
- [SKa98a] SuperKamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1158

- [SKa98b] SuperKamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562
- [Sou97] Soudan2 Collaboration W.W.M. Allison et al., Phys. Lett. B 391 (1997) 491
- [Suz87] T. Suzuki, D. F. Measday, J. P. Roalsvig, Phys. Rev. C35(1987)2212
- [Thu98] R. P. Thun and S. McKee, Phys. Lett. B 439 (1998) 123
- [Vog99] P. Vogel, J. F. Beacom, HEP-PH-9903554, 1999
- [Wal99] C. Walter für die SuperKamiokande Kollaboration, European High Energy Physics Conference (HEP99), Tampere Finnland (1999)
- [Web95] J. Weber, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und FZKA, 1995
- [Wei99] C. Weinheimer et al., Phys. Lett. B 460 1-2 (1999) 219-226
- [Wol78] L. Wolfenstein, Phys. Rev, D 19 (1978) 2369
- [Wol95] J. Wolf, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1995, FZKA 5636.
- [Zec98] G. Zech, *Objections to the Unified Approach*, Preprint Server CERN, PHYSICS-9809035