

**Suche nach Neutrino-
Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$
und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ sowie
leptonzahlverletzenden
Zerfällen des Myons und
des Pions mit dem
KARMEN Experiment**

K. Eitel

Institut für Kernphysik

Dezember 1995

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5684

Suche nach Neutrino-Oszillationen

$\nu_\mu \longrightarrow \nu_e$ und $\nu_e \longrightarrow \nu_x$

sowie leptonzahlverletzenden Zerfällen

des Myons und des Pions

mit dem KARMEN Experiment

Klaus Eitel

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1995

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

PDF GENERATED BY THE CARLSRUHE RESEARCH CENTER LIBRARY

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des deutsch-britischen KARMEN Neutrino-experiments, das an der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratory in England durchgeführt wird. In einem *beam stop target* werden ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus der $\pi^+-\mu^+$ -Zerfallskette erzeugt. Mehr als 99.9% aller π^+ und μ^+ werden noch im Target gestoppt und zerfallen in Ruhe, was aufgrund der Zerfallskinetik zu wohldefinierten Neutrinoenergien im Bereich von 0 bis 52.8 MeV führt. Die Neutrinos werden in einem ca. 18 m von der Quelle entfernten, 56 t schweren Szintillationskalorimeter nachgewiesen. Die Zeitstruktur des ISIS Beschleunigers erlaubt darüberhinaus die klare zeitliche Trennung ν_μ -induzierter Reaktionen von ν_e - bzw. $\bar{\nu}_\mu$ -induzierten Ereignissen.

Ein Schwerpunkt des KARMEN Experiments ist die Untersuchung von Neutrino-Kernwechselwirkungen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ des geladenen schwachen Stroms und $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ des neutralen schwachen Stroms. Die klar definierten ν -Energien zusammen mit den guten kalorimetrischen Eigenschaften des Detektors bieten die Möglichkeit, diese Prozesse mit spektroskopischer Qualität zu untersuchen. Das zweite Hauptziel von KARMEN ist die Suche nach Neutrino-Flavoroszillationen, deren Nachweis die Existenz massiver Neutrinos belegen würde, und nach die additive Leptonzahl verletzenden Myon- und Pion-Zerfällen, die im Standardmodell (SM) verboten sind und deshalb ebenfalls auf 'Physik außerhalb des SM' hinweisen würden.

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Suche nach ν -Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (im *Appearance Mode*) und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ (im *Disappearance Mode*), deren Nachweisreaktion die exklusive Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ im entsprechenden ν_μ - bzw. ν_e -Zeitintervall ist. Die Analyse der Experimentdaten erbrachte in keinem der beiden Kanäle einen Hinweis auf ein Oszillationssignal. Für die Flavoroszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ kann eine Obergrenze der Oszillationswahrscheinlichkeit P von

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 1.9 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ CL})$$

abgeleitet werden. Für die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ wurden die entsprechenden Obergrenzen in Abhängigkeit der quadratischen Massendifferenz Δm^2 der Neutrinos ermittelt.

Einen weiteren Schwerpunkt der Arbeit bildet die Suche nach den verbotenen Zerfällen $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ und $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ bzw. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$, die über den inversen β -Zerfall $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ der freien Protonen des Szintillators nachgewiesen werden können. Auch für diese Zerfälle konnte kein positives Signal ermittelt werden. Mit der hohen Sensitivität des KARMEN Experiments wurde die Obergrenze des Verzweigungsverhältnisses für den μ^+ -Zerfall

$$R = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} < 2.5 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ CL})$$

um einen Faktor 5 gegenüber bisherigen Experimenten verbessert. Eine solche Einschränkung des Verzweigungsverhältnisses ist für Erweiterungen des SM von Bedeutung, in denen der Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ mit einer relativen Stärke von bis zu $\leq 10^{-2} \cdot G_F$ auftreten kann.

Search for neutrino oscillations $\nu_\mu \longrightarrow \nu_e$ and $\nu_e \longrightarrow \nu_x$ and for lepton number violating decays of the muon and pion with the KARMEN detector

Abstract

The KARMEN neutrino experiment uses ν_μ , ν_e and $\bar{\nu}_\mu$ produced in the $\pi^+-\mu^+$ - decay chain at the beam stop target of the ISIS neutron spallation source at the Rutherford Appleton Laboratory in England. More than 99.9% of all π^+ and μ^+ are stopped within the target and decay at rest. This leads to well defined neutrino energy spectra in a range of 0 to 52.8 MeV. The time structure of the ISIS proton pulses allows the separation in time of ν_μ -induced reactions from those induced by ν_e 's. Neutrinos are detected in a 56 t scintillation calorimeter situated at a distance of approximately 18 m from the source.

One major aim of KARMEN is the investigation of ν -nucleus interactions via neutral current ($^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$) and charged current ($^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$) reactions. The well defined neutrino energies together with the excellent calorimetric properties of the detector ensure the spectroscopic quality of the obtained data. The second main physical intention is the search for neutrino flavor oscillations as an evidence for massive neutrinos and for lepton number violating π^+- and μ^+ -decays. These processes, forbidden in the standard electroweak model (SM) would also point to 'new physics'.

The present work concentrates on ν -oscillations in the appearance mode $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and in the disappearance mode $\nu_e \rightarrow \nu_x$. For both oscillations the identification process is the exclusive reaction $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ in the corresponding ν_μ or ν_e time interval. In both cases the experimental data yield no evidence for an oscillation signal. For $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ an upper limit for the oscillation probability P of

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 1.9 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ CL})$$

can be deduced. Oscillation limits in the channel $\nu_e \rightarrow \nu_x$ are evaluated depending on the difference of squared masses Δm^2 for the ν mass eigenstates.

The second part of this report is devoted to the search for the decays $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ and $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$, $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ forbidden within the SM. Such decays can be detected via the inverse β -decay of free protons $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ in the liquid scintillator. No signal for these rare processes could be extracted. Due to the high sensitivity of the KARMEN experiment this corresponds to an upper limit for the branching ratio of the μ^+ -decay

$$R = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} < 2.5 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ CL})$$

improving the actual best limit by a factor of 5. Improved limits on the branching ratio are of great importance to extensions of the SM which allow for decays $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ with a relative strength up to values of $10^{-2} \cdot G_F$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrino-Produktion und Physikalische Ziele	6
2.1	ISIS Beschleuniger und KARMEN Detektor	6
2.2	Energien und Produktionszeiten der Neutrinos	7
2.3	Physikalische Ziele des KARMEN Experiments	9
3	Neutrino-Reaktionen innerhalb des Standardmodells	11
3.1	Neutrino-Kernstreuung	11
3.2	Neutrino-Kernanregung über den geladenen Strom	14
3.2.1	Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt	16
3.2.2	Energieverteilung der ν_e aus dem μ^+ -Zerfall	16
3.3	Neutrino-Kernanregung über den neutralen Strom	17
3.4	$\nu_\mu - \nu_e$ - Universalität im neutralen schwachen Strom	18
4	Neutrino-Reaktionen in erweiterten Modellen	19
4.1	Grenzen des Standardmodells	19
4.2	Neutrinooszillationen	23
4.3	Der seltene Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	26
4.3.1	Bestimmung der beteiligten Kopplungskonstanten	26
4.3.2	Links-rechts-symmetrische Modelle	27
4.3.3	Supersymmetrische Modelle	31
4.4	Seltene Pionzerfälle	33

5	Der KARMEN Detektor	35
5.1	Zentraldetektor mit innerem Antizähler	35
5.2	Innere passive Abschirmung und äußerer Antizähler	38
5.3	Abschirmung und Eisenblockhaus	38
5.4	Elektronik mit Triggersystem und Datenaufnahme	40
5.4.1	Front End Elektronik	40
5.4.2	Triggerlogik und Triggerprozessor	42
5.4.3	Datenauslese	45
5.5	Detektorkalibration und Auswertung der Rohdaten	46
5.5.1	Kalibration der Ereigniszeit	46
5.5.2	Energie- und Ortskalibration	48
5.5.3	Auswertung der Rohdaten	49
5.5.4	Das <i>maximum likelihood</i> Verfahren	51
6	Simulation von Untergrundreaktionen und Neutrinosignaturen	55
6.1	Beschreibung der Detektorgeometrie	56
6.2	Erstellen der MC-Rohdaten	57
6.3	Implementierung von Detektoreigenschaften	58
6.4	Vergleich der Simulation mit myoninduzierten Prozessen	63
6.4.1	Zerfall gestoppter kosmischer Myonen $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$	64
6.4.2	Betazerfall $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$	65
6.4.3	Einfang thermischer Neutronen	66
6.5	Simulation neutrinoinduzierter Reaktionen	71
6.5.1	Die sequentielle Struktur des geladenen Stroms	71
6.5.2	Signatur der neutralen Strom-Reaktion	75
7	Analyse der Neutrinooszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$	78
7.1	<i>Appearance</i> -Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	78
7.1.1	Signatur der Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	78
7.1.2	Untergrundsituation und Auswerteschritte	80
7.1.3	Ausschlußgrenzen	85
7.2	<i>Disappearance</i> -Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$	87

7.2.1	Oszillationsgrenzen aus den Wirkungsquerschnitten	88
7.2.2	Oszillationsgrenzen aus der Form des Energiespektrums	89
7.2.3	Bestimmung der Limits für die Neutrinomischung aus den Oszillationsgrenzen	94
7.3	Neutrinooszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	96
7.4	Vergleich mit anderen Experimenten	98
8	Suche nach dem Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	106
8.1	Signatur und Zahl der zu erwartenden Ereignisse	106
8.2	Nachweiswahrscheinlichkeit thermalisierter Neutronen	109
8.3	Analyse des Untergrunds	112
8.4	Auswertung anhand der Rate von Sequenzen	118
8.5	Auswertung mit dem <i>maximum likelihood</i> -Verfahren	121
8.5.1	Erstellen der <i>likelihood</i> -Funktion	122
8.5.2	Durchführung des <i>maximum likelihood</i> -Fits	123
8.5.3	Konsistenztests des Verfahrens	126
8.6	Diskussion der Ergebnisse	129
9	Suche nach Pionzerfällen $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ und $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$	132
9.1	Signatur der Zerfälle	133
9.2	Untergrundsituation und Reduktionskriterien	135
9.3	Analyse der Daten auf Zerfälle $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$	139
9.3.1	Auswertung der vollen sequentiellen Signatur	139
9.3.2	Auswertung von <i>single prong</i> Ereignissen	141
9.4	Analyse der Daten auf Zerfälle $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$	142
9.4.1	Auswertung der vollen sequentiellen Signatur	142
9.4.2	Auswertung von <i>single prong</i> Ereignissen	144
9.5	Obergrenzen für den Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$	146
9.6	Diskussion der Ergebnisse und Ausblick	147
10	Résumé	149

A	ASTERIX- und MLU_EC-Schwellen	151
A.1	Bestimmung der ASTERIX-Akzeptanzkurven	151
A.1.1	Ortsabhängigkeit der Schwellenwerte	153
A.2	Bestimmung der MLU_EC-Akzeptanzkurve	155
A.3	Gesamtakzeptanz der KARMEN-Detektorschwellen	156
B	Neutrinooszillationen im 3-Flavor-Formalismus	158
B.1	Formale Beschreibung	158
B.2	Diskussion der Ergebnisse der $\nu_e \rightarrow \nu_x$ -Suche im <i>Disappearance Mode</i> . . .	160
	Literaturverzeichnis	163

Kapitel 1

Einleitung

In der Entwicklung unseres Verständnisses des Universums, von Teilchen und den auf sie wirkenden Kräften, hat das Neutrino in den letzten Jahrzehnten eine Schlüsselstellung eingenommen. Auch in Zukunft werden von Experimenten, die sich der Erforschung der Eigenschaften von Neutrinos widmen, weitere Schritte in dieser Richtung, auch über das heute existierende Standardmodell hinaus, zu erwarten sein. Im Zentrum aller experimenteller Untersuchungen wie auch theoretischer Überlegungen steht die Frage nach der Masse des Neutrinos, deren Beantwortung unser Bild des Universums wesentlich beeinflussen wird.

Die 'Geburtsstunde' des Neutrinos war ein Brief W. Paulis an die physikalische Gesellschaft in Tübingen aus dem Jahre 1929 [PAU29], in dem er zur Rettung des Energieerhaltungsprinzips beim β -Zerfall ein neues, elektrisch neutrales Teilchen postulierte. Aufgrund der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte von $\sigma \approx 10^{-41} \text{ cm}^2$ konnte erst 24 Jahre später zum ersten Mal ein Neutrino von Reines und Cowan [REI53] direkt nachgewiesen werden. Auf dem Weg der Erforschung des Neutrinos folgte durch Wu [WU 57] und Goldhaber [GOL58] die Erkenntnis, daß Neutrinos nur linkshändig und ihre Antiteilchen nur rechtshändig auftreten, d.h. die Parität zwischen links- und rechtshändigen Systemen bei Wechselwirkungen mit Neutrinos maximal verletzt ist.

Ein weiterer Schritt auf diesem Wege war die Entdeckung, daß Neutrinos in 3 verschiedenen Arten oder Flavours vorhanden sind [DAN62],[PER75]. Neben dem mit dem Elektron auftretenden Elektroneneutrino ν_e existiert das Myon- (ν_μ) und das Tauoneutrino (ν_τ), benannt nach ihren jeweiligen geladenen leptonischen Partnern. Den Schlußpunkt in dieser Reihe setzte der Nachweis bei LEP, daß es genau 3 Neutrinoarten im Massenbereich von $m_\nu < 45 \text{ GeV}$ gibt [STE91].

Trotz dieser Fortschritte sind wesentliche Eigenschaften von Neutrinos auch heute noch ungeklärt. So konnte auch unter großem experimentellem Aufwand bisher keine Evidenz für eine von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos gefunden werden. Die aktuellen Obergrenzen der Neutrinomassen sind:¹

¹Dabei ist zu beachten, daß bis heute nicht geklärt ist, ob die Neutrinozustände ν_e, ν_μ, ν_τ auch Masseneigenzustände sind oder ob eine Neutrinomischung, analog zur Situation der Quarks in der schwachen Wechselwirkung, vorliegt.

$$\begin{array}{llll}
m_{\nu_e} & < & 4.35 \text{ eV} & (95\% \text{ CL}) \quad [\text{BEL95}] \\
m_{\nu_\mu} & < & 160 \text{ keV} & (90\% \text{ CL}) \quad [\text{ASS94}] \\
m_{\nu_\tau} & < & 24 \text{ MeV} & (95\% \text{ CL}) \quad [\text{BUS95}]
\end{array}$$

Sie wurden aus der Untersuchung des β -Zerfallsspektrums von Tritium und aus dem π - bzw. τ -Zerfall bestimmt. Haben Neutrinos eine endliche Ruhemasse, wie es in vielen theoretischen Modellen gefordert wird, so stellt sich eine weitere Frage. Da Neutrinos die einzigen neutralen Fermionen sind, können Neutrinos nicht wie alle anderen Fermionen an ihrer elektrischen Ladung von ihren Antiteilchen unterschieden werden.

Verhalten sich Neutrinos wie alle anderen Fermionen (d.h. sie können mit Dirac-Spinoren beschrieben werden \Rightarrow 'Dirac'-Neutrinos), so ist trotz ihrer Neutralität ein elektrisches oder magnetisches Dipolmoment erlaubt. Sind Neutrino und Antineutrino hingegen nur zwei Zustände eines einzelnen Teilchens ('Majorana'-Neutrinos), so muß elektrisches und magnetisches Dipolmoment verschwinden. In diesem Falle wäre ein neutrinoloser doppelter β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$), z.B. von ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se}$ oder ${}^{136}\text{Xe} \rightarrow {}^{136}\text{Ba}$ möglich. Eine Evidenz für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall und somit für massive Majorana-Neutrinos konnte trotz vieler experimenteller Untersuchungen nicht erbracht werden [KIM93]. Die kleinste Obergrenze für die effektive Majorana-Neutrinomasse folgt aus dem Heidelberg-Moskau ${}^{76}\text{Ge}$ Experiment zu $\langle m_\nu \rangle < 0.68 \text{ eV}$ (90% CL) [MOE95].

Die Klärung der Neutrinomasse hat aber nicht nur für die Bestimmung der intrinsischen Teilcheneigenschaften große Bedeutung. Neutrinos sind nach den Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung die zahlreichsten Teilchen unseres Universums ($n_\nu = 113 \text{ cm}^{-3}$; $n_\nu/n_\gamma = 3/11$ für jeden Neutrino-Flavoreigenzustand). Daher könnten massive Neutrinos das Verständnis der Evolution des Universums beeinflussen, da der überwiegende Teil des Universums aus nicht strahlender Materie besteht und massive Neutrinos Kandidaten für diese dunkle Materie darstellen [FRE94]. Auch die Tatsache, daß der gemessene Fluß solarer Elektronneutrinos signifikant unter dem erwarteten Wert liegt (z.B. GALLEX: $79 \pm 10 \pm 6 \text{ SNU}$ statt erwarteten 123–132 SNU [ANS94]; 1 SNU = solar neutrino unit = 1 Wechselwirkung pro 10^{36} Targetatomen pro Tag) kann auf der Basis massiver Neutrinos geklärt werden.

Ein weiterer unerwarteter experimenteller Befund zeigt sich bei der Untersuchung des atmosphärischen Neutrinoflusses. Beim Auftreffen kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre werden über die Produktion und den Zerfall von π^\pm und K^\pm Myon- und Elektronneutrinos sowie deren Antiteilchen erzeugt. Das Verhältnis nachgewiesener Myon- zu Elektronneutrinos ist nun mit 54–60% des erwarteten Wertes deutlich zu klein [GAI94] und deutet möglicherweise auf massive Neutrinos.

Eine Antwort auf diese offenen Fragen wie auch die Möglichkeit, sehr kleine von Null verschiedene Neutrinoruhemassen zu bestimmen, wäre der Nachweis von Neutrino-Flavoroszillationen. Eine solche Konsequenz aus der Mischung massiver Neutrinos wurde bereits 1958 von B. Pontecorvo vorgeschlagen [PON58], und gerade in den letzten Jahren ist die Suche nach Neutrinooszillationen zu einem Forschungsschwerpunkt der Neutrinophysik geworden. Solche Oszillationen beruhen auf der im Quarksektor bereits nachgewiesenen Tatsache, daß Masseneigenzustände und Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung (Flavoreigenzustände) nicht identisch sind.

ν -Flavoroszillationen führen aufgrund unterschiedlicher Masseneigenwerte der ν 's in der zeitlichen Entwicklung eines Neutrinostrahls zum Auftauchen ursprünglich nicht vorhandener Flavorzustände (*Appearance Mode*) oder zur Abnahme des produzierten ν -Flusses einer definierten Flavor (*Disappearance Mode*). Dabei sind neben den die Oszillation definierenden Parametern — Mischungswinkel Θ und quadratische Massendifferenz Δm^2 — die experimentell festgelegten Größen E_ν (Neutrinoenergie) und L (Abstand Quelle–Detektor) für den Nachweis von Oszillationen entscheidend. Je größer der Quotient L/E_ν ist, desto kleinere Massendifferenzen Δm^2 können über eine Flavoroszillation nachgewiesen werden. Beschleuniger-Experimente mit $L \approx 20$ m und $E_\nu \approx 50$ MeV sind auf Massendifferenzen $\Delta m^2 \approx 0.1 - 100$ eV² bei ν -Mischungen bis hinab zu $\sin^2(2\Theta) \approx 10^{-3}$ sensitiv. Für Experimente, die den solaren ν_e -Fluß bestimmen, gelten Parameterbereiche von $\Delta m^2 \approx 10^{-4} - 10^{-8}$ eV² und $\sin^2(2\Theta) > 10^{-3}$.

Nachdem man in vielen Experimenten keine oder nur indirekte (Sonnen-Neutrinos, atmosphärische Neutrinos) Hinweise auf ν -Flavoroszillationen finden konnte, hat das Neutrinooszillationsexperiment LSND² am LAMPF *beam stop* in diesem Jahr eine erste mögliche Evidenz für eine Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ gemeldet [ATH95], die jedoch weiterer Prüfung und Bestätigung durch andere Experimente bedarf.

Das deutsch-britische Neutrinoexperiment KARMEN³, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand, widmet sich neben der Untersuchung von Neutrino-Kernstreuung ebenfalls der Suche nach ν -Oszillationen. Neutrinos der drei Flavorzustände ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ werden im *beam stop* Target des *rapid cycling synchrotron* ISIS aus der $\pi^+ - \mu^+$ -Zerfallskette mit ν -Energien bis zu 52.8 MeV erzeugt. Der Nachweis der Neutrinos findet in einem ca. 18 m entfernten, 56 t schweren Szintillationskalorimeter statt. Da $\bar{\nu}_e$'s praktisch nicht, ν_μ 's und ν_e 's aufgrund der einzigartigen Zeitstruktur von ISIS zeitlich klar getrennt produziert werden, wären nachgewiesene $\bar{\nu}_e$'s als ein starkes Indiz für Flavoroszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ zu werten. Analoges gilt für ν_e 's im Zeitbereich der ν_μ 's als eine Evidenz für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Die Nachweisreaktion ist hierbei der inverse β -Zerfall von Kohlenstoffkernen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$, für den Nachweis von $\bar{\nu}_e$ dient der inverse β -Zerfall von freien Protonen $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ des Szintillators. Zusätzlich zu diesem *Appearance Mode* kann mit KARMEN auch nach ν -Oszillationen im *Disappearance Mode* gesucht werden. Eine signifikante Abnahme des gemessenen ν_e -Flusses würde auf eine Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ schließen lassen.

Einen Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Analyse der Experimentdaten bezüglich möglicher Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ im *Appearance Mode* sowie $\nu_e \rightarrow \nu_x$ im *Disappearance Mode* (Kapitel 7). Da KARMEN zur Zeit neben LSND das einzige Daten aufnehmende ν -Experiment mit vergleichbarer Sensitivität auf Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ist, kommt der Suche nach Flavoroszillationen eine besondere Bedeutung im Hinblick auf das positive Resultat von LSND zu. Dabei sind auch andere Oszillationsmoden, wie sie unter anderem in dieser Arbeit untersucht werden, für eine komplette dreidimensionale Beschreibung der Neutrino-Mischungsmatrix von großer Wichtigkeit [BIL95], [FOG95].

Die Neutrinophysik dient jedoch nicht nur der Bestimmung der intrinsischen Eigenschaften

²Liquid Scintillator Neutrino Detector

³Das Karlsruhe Rutherford MittelEnergie Neutrino Experiment wird vom Forschungszentrum und der Universität Karlsruhe, der Universität Bonn, der Universität Erlangen-Nürnberg, der Universität Oxford, dem Daresbury Rutherford Appleton Laboratory und dem Queen Mary and Westfield College London betrieben.

des Neutrinos, sondern bietet aufgrund der zentralen Stellung des Neutrinos im Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik die Möglichkeit, dieses Modell selbst mit den darin definierten Strukturen der Wechselwirkungen zu testen.

Bereits kurze Zeit nach Paulis Postulat des Neutrinos entwickelte E. Fermi eine erste Theorie des β -Zerfalls in Analogie zum Strom-Strom Bild der elektromagnetischen Wechselwirkung [FER34]. Mit der dann folgenden Entdeckung immer neuer Teilchen, die wie das Neutrino an schwachen Prozessen teilnehmen, etablierte sich die schwache Wechselwirkung als eine weitere eigenständige Kraft (siehe Tab. 1.1). Mit der Erkenntnis, daß die

Wechselwirkung	Kopplung	Stärke
stark	$g_{NN\pi}^2/4\pi \simeq 15$	10^1
el.-magn.	$e^2/4\pi = 1/137.03598$	10^{-2}
schwach	$G_F \simeq 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	10^{-5}
gravitativ	$G_N \simeq 6.7078 \cdot 10^{-39} \text{ GeV}^{-2}$	10^{-40}

Tabelle 1.1: Klassifizierung der Wechselwirkungen nach ihrer Stärke ([MOH86])

fundamentalen Kräfte als Folgen aus einer lokalen Eichsymmetrie der ein System beschreibenden Lagrangefunktion hervorgehen, gelang Glashow, Salam und Weinberg [WEI67] die Vereinheitlichung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung als einer Austauschwechselwirkung mit massiven Vektorbosonen W^\pm und Z^0 sowie dem masselosen Photon γ als Austauscheteilchen. Die Evidenz neutraler schwacher Ströme [BAL78] sowie der Nachweis der Vektorbosonen mit den geforderten Massen [UA183] waren glanzvolle Bestätigungen dieses theoretischen Konzepts, in der die elektro-schwache Wechselwirkung auf eine spontan gebrochene Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)$ zurückgeführt wird.

Trotz der großen Erfolge verfügt das SM auch über Schwächen, die zu theoretischen Überlegungen Anlaß geben, das bestehende Modell mit Hilfe neuer, weitergehender Symmetrien zu erweitern. Zu diesen Schwächen zählen die große Anzahl freier Parameter (die Fermionmassen sind nicht bestimmt) sowie die 'per Hand' eingeführte maximale Paritätsverletzung und die strikte Einteilung der Leptonen in Familien, die untereinander nicht mischen (additive Leptonzahlerhaltung). Diese Forderungen sind bis heute auf kein Symmetriekonzept zurückzuführen, bedingen aber für das Neutrino eine verschwindende Ruhemasse.

In Erweiterungen des SM, den sogenannten Grand Unified Theories (GUT's), Supersymmetrischen (SUSY) und links-rechtssymmetrischen (LR) Modellen [MOH86], die die Schwächen des SM zu überwinden suchen, wird die Forderung nach masselosen Neutrinos und additiver Leptonzahlerhaltung nicht mehr aufrechterhalten. Der Nachweis leptonzahlverletzender Prozesse weist daher wie die ν -Flavoroszillation auf massive Neutrinos. Sensitive experimentelle Tests der Trennung nach Leptonfamilien können somit theoretische Konzepte zur Erweiterung des SM unterstützen bzw. Anhaltspunkte zu ihrer Entwicklung geben.

In SUSY- wie in LR-Modellen wird die Stärke für den μ^+ -Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ mit $\approx 10^{-4} - 10^{-2} G_F$ angegeben und ist somit dem KARMEN Experiment mit seiner hohen

Sensitivität prinzipiell zugänglich. Das KARMEN Experiment kann daher die Voraussagen dieser Modelle durch die Suche nach Zerfällen $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (rein leptonisch) oder $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ und $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ (semileptonisch), die wie die ν -Flavoroszillation die additive Leptonzahlerhaltung verletzen, testen. Das experimentelle Konzept besteht dabei darin, das für die Leptonzahlverletzung verantwortliche Elektron-Antineutrino direkt nachzuweisen. Diese Suche unter der Annahme, daß der Flavorzustand $\bar{\nu}_e$ bereits in der schwachen Wechselwirkung erzeugt wird und nicht durch Oszillation auf dem Weg von der Quelle zum Detektor entsteht, bildet den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit (Kapitel 8 und 9).

Um seltene ν -induzierte Prozesse wie Neutrinooszillationen oder leptonzahlverletzende Zerfälle untersuchen zu können, war es notwendig, Datenreduktionsprogramme zu entwickeln, die potentielle ν -induzierte Reaktionen effizient von einer Vielzahl an Untergrundprozessen zu trennen in der Lage sind. Außerdem waren umfangreiche *Monte Carlo* Simulationen der Detektorantwort auf ein ν -Signal durchzuführen. Nach einer Beschreibung der experimentellen Situation und der Datenreduktion (Kapitel 5) werden das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Konzept der Simulation und die erzielten Ergebnisse in Kapitel 6 dargestellt. Die Ergebnisse der hierfür notwendigen Spezialmessungen sind in Anhang A beschrieben.

Die für diese Arbeit ausgewerteten Experimentdaten wurden in Meßzyklen von Juli 1990 bis einschließlich Februar 1995 aufgezeichnet.

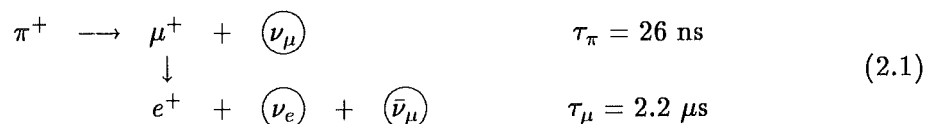
Kapitel 2

Neutrino-Produktion und Physikalische Ziele

2.1 ISIS Beschleuniger und KARMEN Detektor

Das KARMEN Experiment wird an der Spallationsneutronenquelle ISIS des Daresbury Rutherford Appleton Laboratory (DRAL) in Chilton, Großbritannien, durchgeführt. In einem *rapid cycling* Synchrotron werden Protonen auf eine kinetische Energie von 800 MeV beschleunigt, mit einer Frequenz von 50 Hz extrahiert und auf ein Uran-Schwerwasser ($U-D_2O$) oder Tantal-Schwerwasser ($Ta-D_2O$) Target geschossen. Dabei entstehen im wesentlichen Spallationsneutronen, die im schweren Wasser sowie im das Target umgebenden Methan moderiert werden und über Strahlrohre verschiedenen Streuexperimenten der Festkörperphysik zur Verfügung stehen (Abb. 2.1).

Neben den Neutronen entstehen beim Beschuß des Targets mit Protonen auch neutrale und geladene Pionen (π^0, π^\pm). Während die π^0 sehr schnell elektromagnetisch in zwei γ -Quanten zerfallen ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \tau_{\pi^0} = 8.4 \times 10^{-17} s$), werden die π^+ und π^- innerhalb von $10^{-10} s$ im Innern des Targets gestoppt. Die π^- werden von den Targetkernen eingefangen, sodaß Neutrinos ausschließlich aus der Zerfallskette positiver Pionen produziert werden:



Bei einer Produktionsrate von $4.59 \cdot 10^{-2} \pi^+$ pro 800 MeV-Proton und einem mittleren Strahlstrom von $200 \mu A$ ¹ entstehen $5.73 \cdot 10^{13}$ Neutrinos pro Sekunde in den jeweiligen Flavours ν_μ, ν_e und $\bar{\nu}_\mu$, die isotrop aus dem ISIS Target emittiert werden. Der KARMEN Detektor steht unter einem Winkel von 100° zum Protonenstrahl, in einem mittleren Abstand zur Neutrinoquelle von 17.64 m, der von ihm abgedeckte Raumwinkel beträgt ca. 0.06 sterad.

¹ Aktuell wird ein Strahlstrom von ca. $180 \mu A$ bei 800 MeV erreicht.

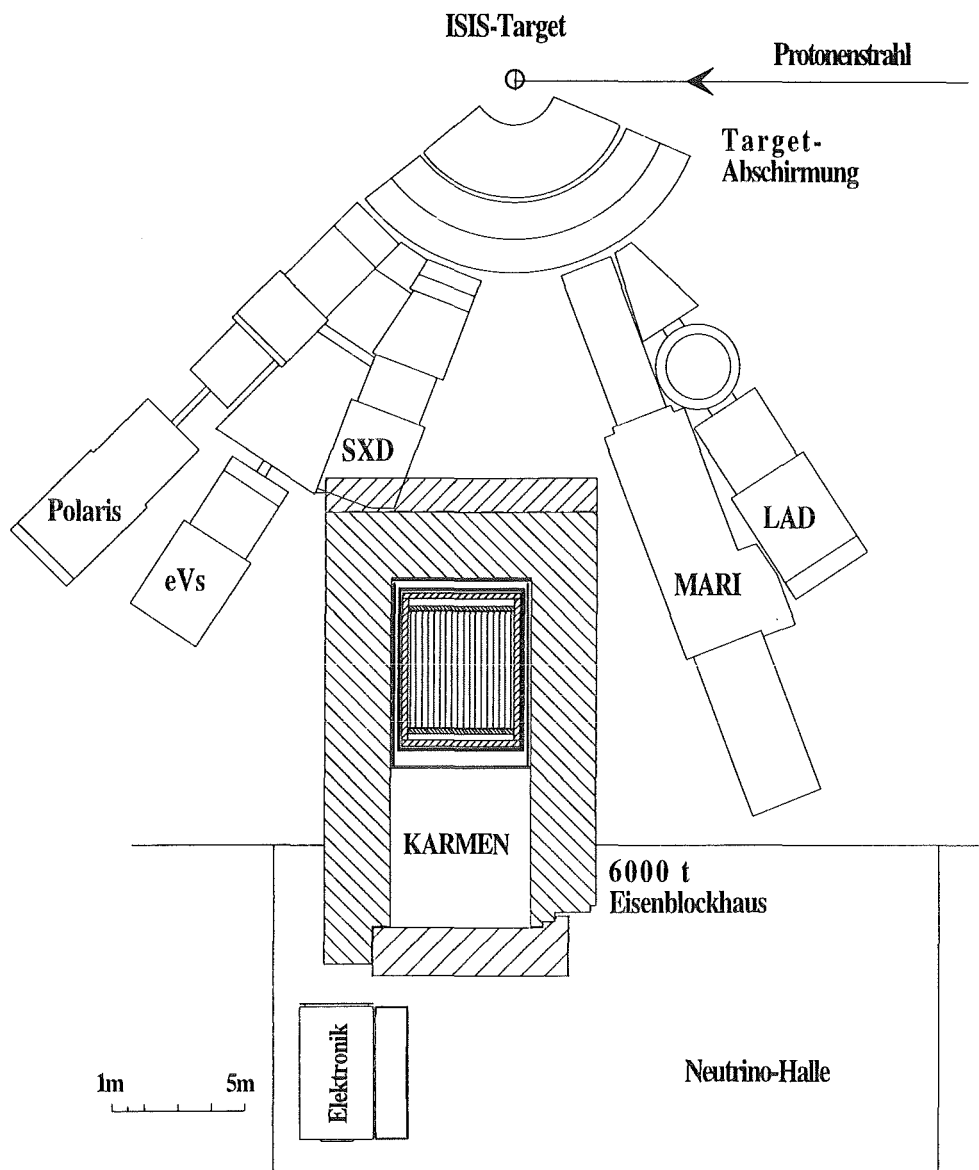


Abbildung 2.1: Lageplan mit ISIS Target und der Umgebung des KARMEN Detektors. Neben dem Eisenblockhaus zur Abschirmung des KARMEN Detektors befinden sich die Neutronenstrahlrohre für die Experimente Polaris, eVs, SXD, MARI und LAD.

2.2 Energien und Produktionszeiten der Neutrinos

Das Energiespektrum der Neutrinos ist aus der Kinematik der π^+ -Zerfallskette festgelegt. Der Zweikörperzerfall des gestoppten π^+ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) erzeugt monoenergetische Myon-

neutrinos mit einer Energie von $E_{\nu_\mu} = 29.8$ MeV. Im Gegensatz dazu haben die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem Dreikörperzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ein kontinuierliches Energiespektrum (Abb 2.2). Die Maximalenergie von $E_{max} = 52.83$ MeV ergibt sich aus der Tatsache, daß

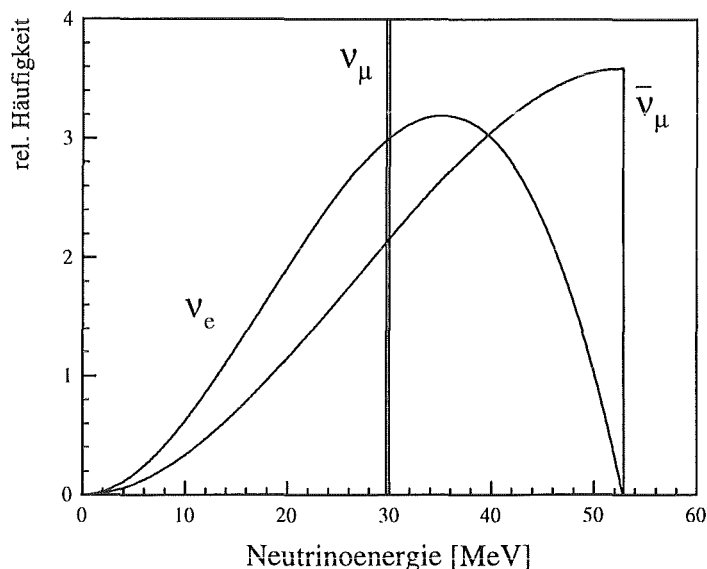


Abbildung 2.2: Energieverteilungen der bei ISIS produzierten Neutrinos

auch die μ^+ aus dem Pionzerfall vor ihrem Zerfall im Target gestoppt werden. Die Form der Neutrinospektren kann im Rahmen der (V-A)-Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt berechnet werden [BOU57]:

$$N(\epsilon)d\epsilon = 4\epsilon^2 \left[3(1-\epsilon) + \frac{2}{3}\rho(4\epsilon-3) \right] d\epsilon \quad (2.2)$$

$$\text{mit } \epsilon = \frac{E_\nu}{E_{max}} \text{ und dem Michelparameter } \rho = \begin{cases} 0 & \text{für } \nu_e \\ \frac{3}{4} & \text{für } \bar{\nu}_\mu \end{cases} \quad (2.3)$$

Eine weitere wichtige Eigenschaft der ISIS Neutrinoquelle ist die zeitliche Struktur der Neutrinoproduktion. Der ISIS Protonstrahl besteht aus zwei je 100 ns breiten parabelförmigen Pulsen im Abstand von 325 ns, die nach 20 ms wiederholt werden (Abb 2.3). Aufgrund der kurzen Pionlebensdauer ($\tau_\pi = 26$ ns) folgt die zeitliche Verteilung der ν_μ direkt den Protonpuls. Da die Myonlebensdauer mit $\tau_{\mu^+} = 2.2\mu s$ sehr viel größer ist, entstehen die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ im wesentlichen erst nach $0.5\mu s$ und klingen mit der Zeitkonstanten des Myonzerfalls ab.

Die Zeit nach dem Auftreffen der Protonenpulse auf das ISIS Target kann daher in zwei Fenster, das ν_μ - und das $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster, zerlegt werden. Während in einem Bereich von 0–150 ns und 330–480 ns 96.9% aller ν_μ , aber nur 6.5% der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ entstehen, gilt für das Fenster von $0.5\mu s$ bis $10\mu s$, daß hier nur noch 0.7% der ν_μ , aber 87.8% der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ produziert werden.

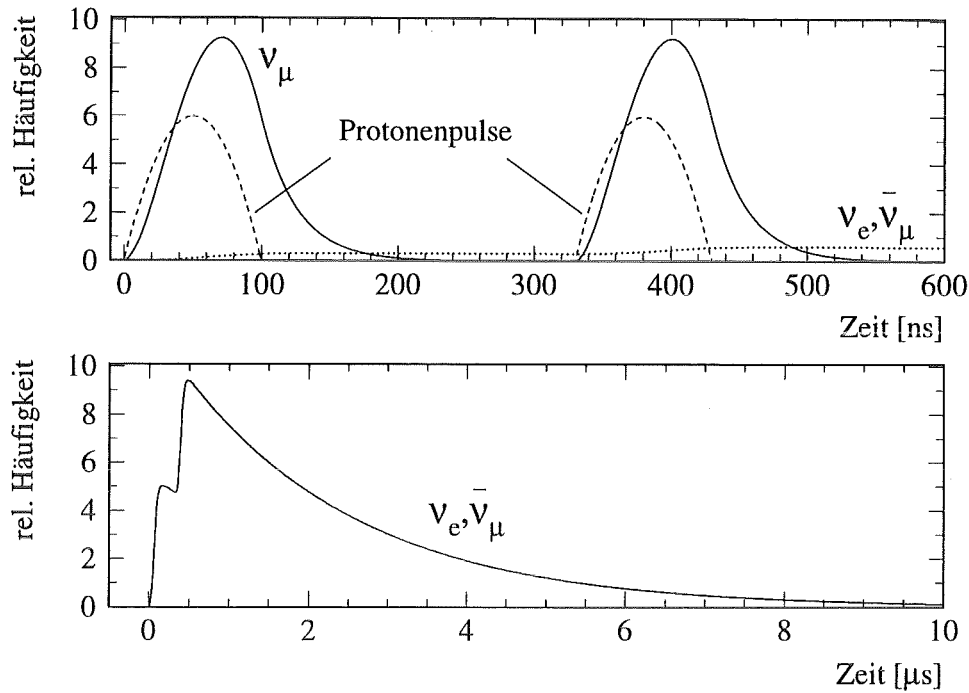


Abbildung 2.3: Zeitliches Verhalten der Protonenpulse von ISIS (gestrichelt) und die daraus resultierenden Entstehungszeiten der Neutrinos

Das Auftreten praktisch aller Neutrinos in diesen beiden schmalen Zeitfenstern führt zu einer effektiven Unterdrückung nicht strahlkorrelierten kosmischen Untergrundes (*duty factor* von 1.5×10^{-5} bzw. 5×10^{-4}), dessen Signaturen darüberhinaus in der 20 ms langen Strahlperiode analysiert werden können.

2.3 Physikalische Ziele des KARMEN Experiments

ISIS ist eine Quelle von Neutrinos dreier verschiedener Flavors mit gleicher Intensität, klar definierter Kinematik sowie einer einzigartigen Zeitstruktur. In Verbindung mit dem KARMEN Detektor ermöglicht dies neben genauen Messungen von Neutrino-Kern-Wechselwirkungen [ZEI94b] u.a. auch Präzisionstests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung. Als Target für neutrinoinduzierte Reaktionen dienen die ^{12}C und ^1H Kerne des großvolumigen Szintillationskalorimeters. Aufgrund der klaren Zeitstruktur der Neutrinoquelle können die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ von den ν_μ getrennt nachgewiesen werden. Mit dem KARMEN Experiment sind folgende physikalische Ziele verbunden:

1. Die Untersuchung neutrinoinduzierter Anregungen des ^{12}C Kerns über den geladenen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ und den neutralen $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ schwachen Strom.
2. Die spektroskopische Untersuchung der Energieverteilung von ν_e aus dem μ^+ -Zerfall mit Hilfe des geladenen schwachen Stroms an ^{12}C .

3. Die Überprüfung der $\nu_\mu - \nu_e$ - Universalität bezüglich der Kopplung an das Z^0 -Austauschboson anhand der Messung des neutralen Stroms an ^{12}C für verschiedene Neutrino flavors.
4. Die Suche nach im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung (SM) verbotenen Prozessen wie Neutrinooszillationen oder seltenen μ^+ - und π^+ -Zerfällen.
5. Die Untersuchung von Myoneinfangreaktionen an ^{12}C unter Benutzung kosmischer Myonen, die im Detektor gestoppt werden.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Suche nach seltenen Prozessen, die im SM verboten sind. Deshalb soll in Kapitel 3 über die Punkte 1) bis 3) nur eine kurze Übersicht gegeben werden. Für eine Beschreibung von Myoneinfangreaktionen sei auf [GRA93] und [JAN95] verwiesen.

Kapitel 3

Neutrinoreaktionen innerhalb des Standardmodells

Die Auswertung der KARMEN Experimentdaten der ersten Jahre beschränkte sich zunächst im wesentlichen auf den Nachweis und die Untersuchung neutrinoinduzierter Reaktionen, wie sie im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung (SM) vorhergesagt werden. Hier sollen die Resultate dieser Auswertungen in kurzer Form dargestellt werden, um die Fähigkeit des KARMEN Experiments zu verdeutlichen, ν -induzierte Reaktionen anhand ihrer Signaturen eindeutig und –teilweise fast untergrundfrei– mit spektroskopischer Qualität nachzuweisen.

Diese Fähigkeit erlaubt, auch nach im SM verbotenen Prozessen zu suchen und gewährleistet bei negativen Ergebnissen dieser Suche, verlässliche Ausschlußgrenzen anzugeben.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Reaktionen dienen außerdem bei der Suche nach Neutrinooszillationen als Referenz- und Normierungsreaktionen. Der im letzten Teil beschriebene Test der $\nu_\mu - \nu_e$ -Universalität im neutralen schwachen Strom zeigt bereits die Möglichkeit, die Struktur der schwachen Wechselwirkung, wie sie im SM theoretisch beschrieben ist, mit dem KARMEN Experiment zu beleuchten.

3.1 Neutrino-Kernstreuung

Die Untersuchung der Neutrino-Kernstreuung an ^{12}C dient zwei Zielen, der Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts sowie der inneren Struktur von Wechselwirkungen zwischen Neutrinos und Kernen bei mittleren Energien.

Diese sind in der Kern- und Teilchenphysik wie auch in der Astrophysik von großer Bedeutung, so z.B. bei der Beschreibung ν -induzierter Nukleosynthese in den äußeren Schalen einer Supernova. Prozesse in den Sternschalen wie $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{11}\text{C} + n$ und $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}^*$, $^{12}\text{N}^* \rightarrow ^{11}\text{C} + p$ mit dem nachfolgenden β -Zerfall $^{11}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + e^+ + \nu_e$ könnten die relativ hohe galaktische Häufigkeit von ^{11}B erklären [HAR91]. Um den bolometrischen Fluß von Supernova-Explosionen und anderen galaktischen Neutrinoquellen zu messen, sind in den letzten Jahren mehrere großvolumige Szintillationsdetektoren aufgebaut und

in Betrieb genommen worden. Der Nachweis astrophysikalischer Neutrinos beruht auch in diesen Experimenten auf der ν - ^{12}C - Wechselwirkung. Beide angeführte Beispiele verdeutlichen die Notwendigkeit, experimentell gesicherte Daten über Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Streuung an ^{12}C sowie deren Energieabhängigkeit zu erhalten.

Im KARMEN Experiment werden durch Neutrinos erlaubte Übergänge von $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ in Zustände des Isospintripletts $A = 12$ induziert (Abb. 3.1). Dabei handelt es sich um

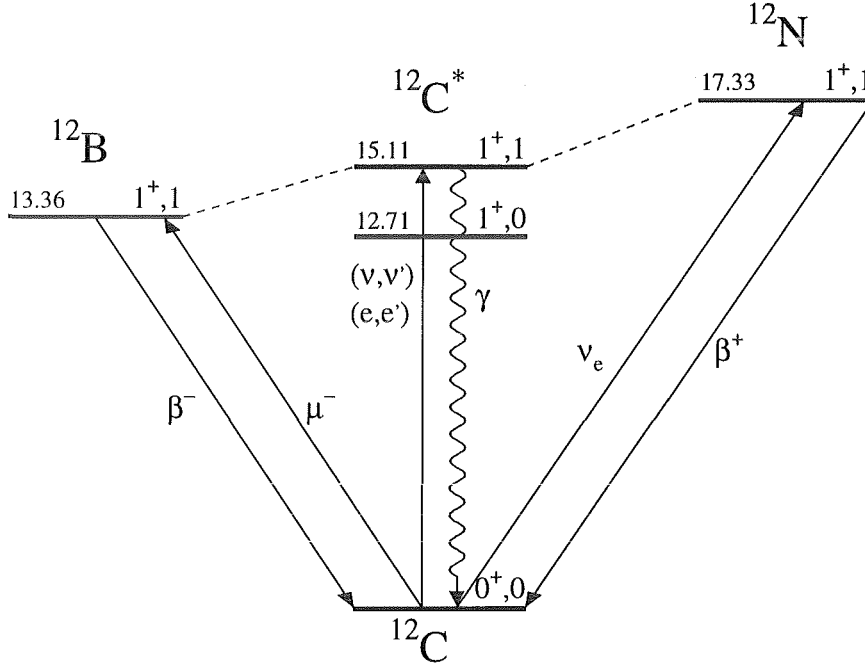


Abbildung 3.1: Isospintriplett ^{12}B , ^{12}C , ^{12}N und erlaubte Übergänge von und zu $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$

Übergänge, die vom geladenen schwachen Strom (*Charged Current, CC*)

$$\nu_e + ^{12}\text{C} \longrightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^- \quad (3.1)$$

oder vom neutralen schwachen Strom (*Neutral Current, NC*)

$$\nu + ^{12}\text{C} \longrightarrow ^{12}\text{C}^*(1^+; 15.1\text{MeV}) + \nu' \quad \nu = \nu_e, \bar{\nu}_\mu, \nu_\mu \quad (3.2)$$

übertragen werden. Da die Neutrinoquelle ISIS keine $\bar{\nu}_e$ produziert, kann ^{12}B im Detektor nur über kosmische Myonen erzeugt werden. Der inverse β -Zerfall von $^{12}\text{C}(0^+, 0)$ zu $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}(1^+, 1)$ initiiert beim Austausch eines W^\pm -Bosons sowohl eine Änderung des Isospins T wie auch des Kernspins J . Deshalb trägt nur die isovektorielle ($\Delta T = 1$), axialvektorielle ($\Delta J = 1$) Komponente zum schwachen hadronischen Strom bei. Diese Reaktion bildet somit einen Spin-Isospin-Filter.

Beim neutralen schwachen Strom sind im Gegensatz zum geladenen alle Neutrinoarten beteiligt. Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte für ν_μ und ν_e ermöglicht so, die Universalität der Kopplung verschiedener Neutrinos an das Z^0 zu testen, das beim neutralen Strom ausgetauscht wird.

Der Wirkungsquerschnitt für CC- und NC-Reaktionen wird mit Hilfe eines Strom-Strom-Ansatzes für das Matrixelement M berechnet,

$$M = \frac{G_F \cos \Theta_C}{\sqrt{2}} \cdot j_\mu^l \cdot J^{h\mu} \quad (3.3)$$

wobei der leptonische Strom j_μ^l nach dem SM bekannt ist. Aufgrund der Quarkmischung wird die Fermikonstante G_F rein leptonischer Prozesse um die Cabbibo-Mischung $\cos \Theta_C$ reduziert. Im hadronischen Strom $J^{h\mu}$ wird die unbekannte Struktur des Kerns durch theoretische Modelle beschrieben. Im bekanntesten, dem Elementarteilchenmodell (*Elementary Particle Model*, EPM) [FUK88], werden alle Informationen über die Struktur, Dynamik und Größe des Kerns durch schwache Formfaktoren $F_{A,M,P,T}(q^2)$ ¹ berücksichtigt, wodurch eine Beschreibung durch komplexe Kernmodelle vermieden wird. Im Energiebereich von $0 \leq E_\nu \leq 52.8 \text{ MeV}$ sind alle anderen Formfaktoren gegenüber dem axialen Formfaktor $F_A(q^2)$ vernachlässigbar [MIN89]. Da dessen q^2 -Abhängigkeit aber bisher nicht ausreichend genau bestimmt ist, wird diese aus dem magnetischen Formfaktor $\mu(q^2)$ der elektrischen Abregung M1 des Kohlenstoffs $^{12}\text{C}^*(1^+, 1) \rightarrow ^{12}\text{C}_{\text{g.s.}} + \gamma$ mit $E_\gamma = 15.1 \text{ MeV}$ abgeleitet.

In einem ersten Schritt wird die Hypothese benutzt, daß der vektorielle Strom in der elektroschwachen Wechselwirkung erhalten ist (*Conserved Vector Current*, CVC), wodurch der schwache magnetische Formfaktor $F_M(q^2)$ im geladenen Strom mit dem magnetischen Formfaktor $\mu(q^2)$ über

$$F_M^{CC}(q^2) = \sqrt{2} \mu(q^2) \quad (3.4)$$

verknüpft wird. Weiterhin ist die Annahme gerechtfertigt, daß sich axialer und magnetischer Formfaktor bei Änderung des Impulsübertrags gleich verhalten [KIM65]:

$$\frac{F_A^{CC}(q^2)}{F_A^{CC}(0)} \simeq \frac{F_M^{CC}(q^2)}{F_M^{CC}(0)} \quad (3.5)$$

Dies wurde durch Untersuchung der Myoneinfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ im Rahmen von 10% Ungenauigkeit bestätigt [NOZ83]. Somit ist $F_A^{CC}(q^2)$ gegeben, und der Wirkungsquerschnitt für die CC-Reaktion kann berechnet werden. Für Neutrinoenergien in der Nähe des Q-Wertes ($Q = 17.3 \text{ MeV}$) ist der Einfluß von $F_A^{CC}(q^2)$ gering. Es gilt in guter Näherung

$$\sigma_{CC}(E_{\nu_e}) \sim (E_{\nu_e} - Q)^2 \cdot |M|^2 \sim (E_{\nu_e} - Q)^2 \sim E_e^2 \quad (3.6)$$

was der Vergrößerung des Phasenraums des Elektrons bei zunehmender Neutrinoenergie entspricht.

Für den neutralen Strom kann in analoger Weise das Matrixelement berechnet werden. Lediglich die Kopplung der magnetischen Formfaktoren wird um einen Term mit dem Weinbergwinkel Θ_W erweitert:

$$F_M^{NC}(q^2) = (1 - 2 \sin^2 \Theta_W) \cdot \mu(q^2) \quad (3.7)$$

¹ A=axial, M=magnetisch, P=pseudoskalar, T=tensoriell; q^2 =(Vierer-Impulsübertrag)²

Außerdem ist zu berücksichtigen, daß sich der axiale Formfaktor im $A = 12$ Isospintriplett für den neutralen Strom um den Isospinfaktor $1/\sqrt{2}$ reduziert:

$$F_A^{NC}(q^2) = \frac{1}{\sqrt{2}} F_A^{CC}(q^2) \quad (3.8)$$

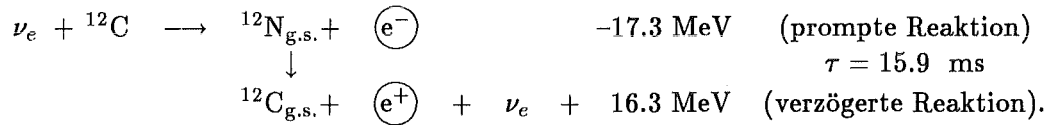
Da auch für den neutralen Strom die Relation 3.6 gilt, folgt daraus

$$\sigma_{NC} \simeq \frac{1}{2} \sigma_{CC} \quad (3.9)$$

Dies belegt, daß das Verhältnis $\sigma_{NC}/\sigma_{CC} \simeq 1/2$ weitgehend unabhängig von Annahmen über die schwache Struktur des Kerns ist. Da ein Verhältnis von Wirkungsquerschnitten in einer experimentellen Bestimmung unabhängig von systematischen Fehlern wie der Neutrinoflußbestimmung ist, bildet diese Untersuchung eine ideale Möglichkeit, theoretische Voraussage und experimentellen Befund mit kleinen systematischen Fehlern zu vergleichen.

3.2 Neutrino-Kernanregung über den geladenen Strom

Die exklusive Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ über den geladenen schwachen Strom ist eine eindeutige Signatur für ν_e 's und wird im KARMEN Detektor über eine Elektron-Positron Sequenz nachgewiesen:



Die Forderung dieser räumlichen und zeitlichen Koinzidenz ist so stringent, daß die e^-/e^+ -Signatur mit einem Signal/Untergrund-Verhältnis von 35:1 nachgewiesen wird. Aus den Daten der Runs 16–80 wurden 417.2 ± 20.7 Sequenzen bei einem kosmisch induzierten Untergrund von 11.8 ± 0.8 Ereignissen reduziert, was einem ν -flußgemittelten Wirkungsquerschnitt (WQ) von

$$\langle \sigma \rangle_{CC}^{\text{exkl.}} = (9.39 \pm 0.47_{(\text{stat.})} \pm 0.8_{(\text{syst.})}) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (3.10)$$

entspricht [FAI95]. Dieser Wert bestätigt Rechnungen auf der Basis des EPM, die zu $\langle \sigma \rangle_{CC}^{\text{exkl.}} = 9.2 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ führen [FUK88].

Aufgrund der sehr guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN Detektors können aus dem Energiespektrum der Elektronen (siehe Abb. 3.2a)² auch Aussagen über die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bzw. das Energiespektrum der ν_e 's abgeleitet werden. Dazu wird zunächst mit einer simulierten Detektorantwortfunktion das gemessene Elektronenspektrum entfaltet und die physikalische Energieverteilung der Elektronen ermittelt (Abb. 3.2b).

Da die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ebenfalls über eine e^-e^+ -Sequenz aus $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ nachgewiesen werden kann, ist die detaillierte Untersuchung dieser Sequenzen von großer Bedeutung für die Zuverlässigkeit der Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

²Energie- und Ortsverteilungen der vollen Sequenz sind detaillierter in Kap. 6.5.1 beschrieben.

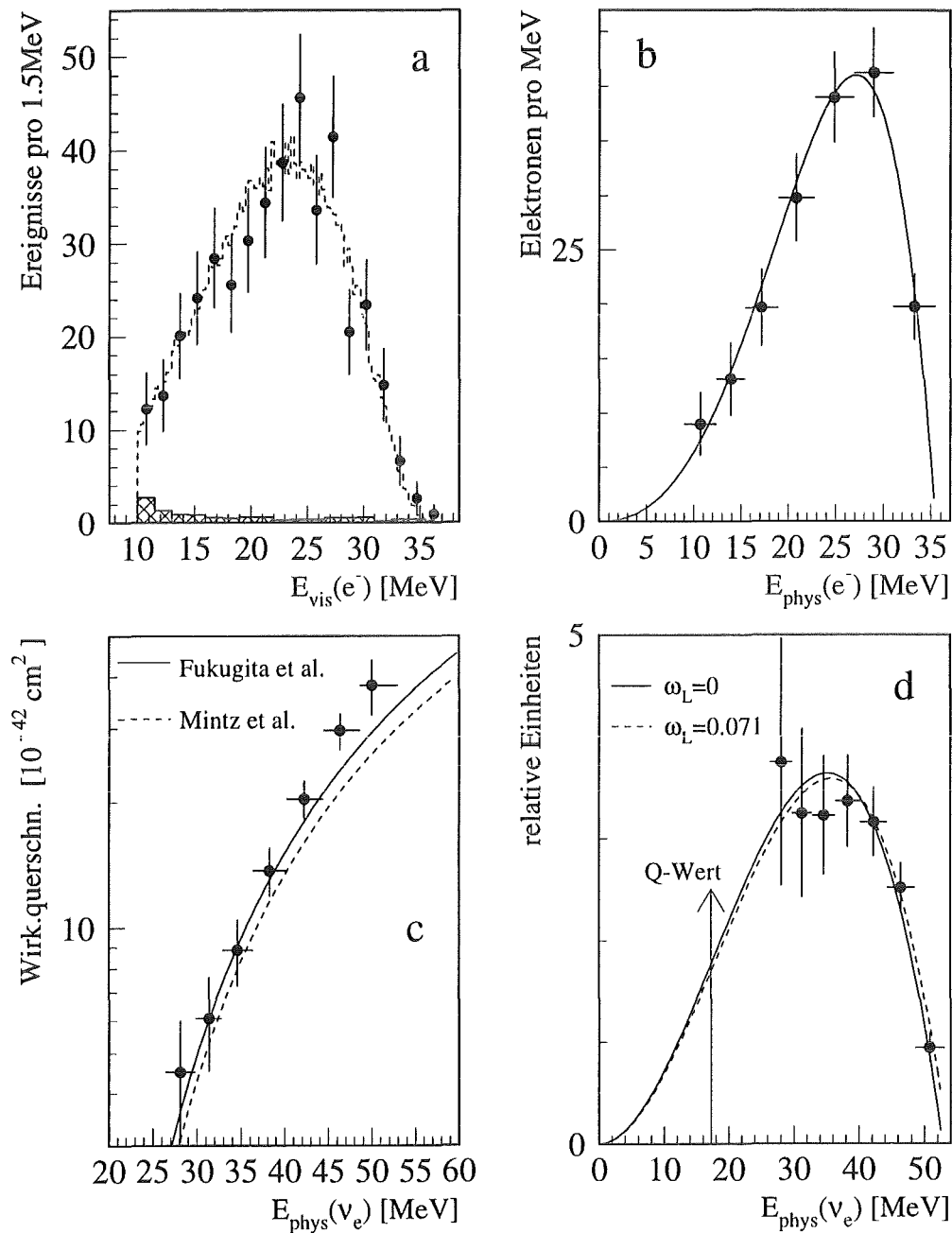


Abbildung 3.2: a: experimentell bestimmtes Energiespektrum der Elektronen aus der CC-Reaktion mit Untergrund (schraffierter Bereich) und MC-Erwartung (gestricheltes Histogramm) b: entfaltete e^- -Verteilung und (V-A)-Erwartung mit quadratisch ansteigendem Wirkungsquerschnitt c: Energieabhängigkeit des WQ's unter Annahme eines (V-A)-Neutrinospektrums d: ν_e -Energie unter Benutzung der berechneten Energieabhängigkeit des WQ's

3.2.1 Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt

Nimmt man die Energieverteilung der ν_e 's im Rahmen der (V-A)-Theorie (SM) als gegeben, so kann die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bestimmt werden (Abb. 3.2c). Aus der Form des Spektrums kann ebenfalls die Abhängigkeit des Formfaktors F_A^{CC} vom Impulsübertrag q^2 bestimmt werden. Unter der Annahme eines Dipolverhaltens

$$F_A^{CC}(q^2) = F_A^{CC}(0) \cdot \frac{1}{(1 - q^2/M_A^2)^2} \quad (3.11)$$

ergibt sich daraus die Dipolmasse zu $M_A = (180_{-45}^{+200}) MeV/c^2$ [BOD94] in Übereinstimmung mit in Rechnungen benutzten Werten [MIN89].

3.2.2 Energieverteilung der ν_e aus dem μ^+ -Zerfall

In einer weiteren Auswertung kann die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, den theoretischen Berechnungen folgend, als bekannt vorausgesetzt werden. Dies erlaubt, das Quellspektrum der Elektroneneutrinos zu bestimmen (Abb. 3.2d) und mit der Erwartung des SM zu vergleichen.

Das Matrixelement des μ -Zerfalls (d.h. des Erzeugungsprozesses der ν_e 's) kann in der allgemeinen³ Form [FET86] als Summe von Strömen definierter Lorentzstruktur dargestellt werden:

$$M = \frac{4}{\sqrt{2}} G_F \sum_{\substack{\gamma=S,V,T \\ \epsilon,\mu=R,L}} g_{\epsilon,\mu}^\gamma \langle \bar{\epsilon}_\epsilon | \Gamma^\gamma | (\nu_e)_n \rangle \langle (\bar{\nu}_\mu)_m | \Gamma_\gamma | \mu_\mu \rangle \quad (3.12)$$

Die Lorentzinvarianten Wechselwirkungsarten γ sind skalar (S), vektoriell (V) oder tensoriell (T), die massiven Leptonen e und μ treten in ihren linken (L) bzw. rechten (R) Chiralitätseigenzuständen ϵ, μ auf, wodurch die Chiralität n, m der Neutrinos festgelegt wird: Nur im Falle vektorieller Ströme sind die Chiralitäten der Neutrinos gleich der ihrer schweren Partner, für $\gamma = S, T$ entgegengesetzt. Die Stärke des Zerfalls wird durch die Fermikopplung G_F , die Struktur durch die jeweiligen Kopplungskonstanten $g_{\epsilon,\mu}^\gamma$ festgelegt. In der reinen (V-A)-Theorie des Standardmodells gilt

$$g_{LL}^V = 1 \quad , \quad g_{\epsilon,\mu}^\gamma = 0 \text{ sonst} \quad (3.13)$$

Tragen nun skalare und tensorielle Ströme zum μ -Zerfall bei, so wird die Emission links-händiger ν_e an ihrem kinematischen Endpunkt verstärkt, die Form des Spektrums verändert sich gegenüber dem Fall reiner Vektorströme (V-A) [FET92]. Das Energiespektrum von ν_e mit negativer Helizität (ν_{eL}) kann in einen (V-A)- und einen skalaren/tensoriellen Anteil zerlegt werden:

$$\frac{dN_L(E_\nu)}{dE_\nu} \sim F_{V-A}(E_\nu) + \omega_L F_{S,T}(E_\nu) \quad (3.14)$$

³In Kap. 4.3 wird das Matrixelement des μ -Zerfalls eingehender behandelt und noch um den Freiheitsgrad der Neutrino flavors erweitert.

Die kinematischen Funktionen F_{V-A} und $F_{S,T}$ können berechnet werden, sodaß der Parameter ω_L aus der Form der experimentellen Energieverteilung bestimmt wird. Das gemessene Energiespektrum stimmt mit der (V-A)-Erwartung überein [KLE94],[FAI95]⁴:

$$\begin{aligned}\omega_L^{fit} &= -0.005 \pm 0.043 \\ \omega_L &\leq 0.071 \quad (90\%CL)\end{aligned}\quad (3.15)$$

Der Parameter ω_L wiederum ist verknüpft mit den Kopplungskonstanten $g_{e,\mu}^\gamma$ des Matrixelements, sodaß sich eine obere Abschätzung für die dominanten Kopplungen ergibt:

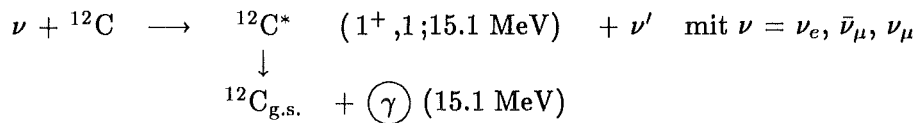
$$|g_{RL}^S + 2g_{RL}^T| \leq \sqrt{\frac{16}{3}\omega_L} = 0.62 \quad (90\% CL) \quad (3.16)$$

Bereits aus den extrahierten Energiespektren der ν_e 's läßt sich, wie gezeigt, die Struktur des μ -Zerfalls über den Parameter ω_L einschränken. In Kapitel 4.3 wird dargelegt, wie aus der Suche nach μ -primär bei ISIS nicht erzeugten $\bar{\nu}_e$'s Aussagen über das Matrixelement des Myonzerfalls erhalten werden, wenn die in 3.12 zu Grunde gelegte Leptonenzahlerhaltung nicht mehr gefordert wird.

Die dargestellten Resultate aus der Untersuchung der e^-e^+ -Signatur der CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ zeigen, daß ν_e 's im KARMEN Detektor mit spektroskopischer Qualität nachgewiesen werden. In Bezug auf die in dieser Arbeit untersuchte ν -Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ist dies von großer Bedeutung, da eine solche Oszillation zu einer e^-e^+ -Sequenz im Detektor ähnlich der hier detailliert untersuchten Signatur führen würde. Mögliche Oszillationen können somit durch eine wohlverstandene ν_e -induzierte Ereignissignatur im KARMEN Detektor nachgewiesen werden.

3.3 Neutrino-Kernanregung über den neutralen Strom

Im Gegensatz zur sequentiellen Signatur der geladenen Strom-Reaktion wird die Kernanregung über den neutralen schwachen Strom über ein einzelnes Ereignis (*single prong*) nachgewiesen:



Die weniger stringente Bedingung des einzelnen γ -Quants aus der Abregung des ^{12}C -Kerns, die zu 92% über die γ -Emission stattfindet [AJZ90], führt zu einer komplizierteren Untergrundtrennung. Dies ist insbesondere für die Anregung durch ν_μ , bei der vor allem strahlkorrelierter Untergrund zu beachten ist. Deshalb wurde die NC-Reaktion zunächst für das Zeitfenster der $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ ausgewertet. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt beträgt [WOL95]

$$\langle \sigma \rangle_{\nu_e + \bar{\nu}_\mu}^{NC} = (10.98 \pm 1.05_{(stat.)} \pm 0.82_{(syst.)}) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (3.17)$$

⁴Die hier angegebenen Werte beziehen sich auf eine Auswertung der Neutrino-Runs 16-80.

was wiederum in sehr guter Übereinstimmung mit Voraussagen des EPM von $\langle \sigma \rangle_{\nu_e + \bar{\nu}_\mu}^{NC} = 9.9 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ ist.

Durch verbesserte Abschirmung des Detektors gegen hochenergetische strahlkorrelierte Neutronen und verbesserte Bestimmung des Zeitnullpunkts, zu dem die ersten Myon-neutrinos der Quelle in den KARMEN Detektor gelangen, wurde es bei neueren Daten möglich, auch den Wirkungsquerschnitt mit ν_μ zu bestimmen [STE95]:

$$\langle \sigma \rangle_{\nu_\mu}^{NC} = (3.1 \pm 0.7_{(stat.)} \pm 0.5_{(syst.)}) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (3.18)$$

Im Rahmen der noch großen Fehler ist auch dieser experimentelle Wert in Übereinstimmung mit der Erwartung von $\langle \sigma \rangle_{\nu_\mu}^{NC} = 2.7 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ [FUK88].

3.4 $\nu_\mu - \nu_e$ – Universalität im neutralen schwachen Strom

Ein solider Test der Flavor-Universalität der Neutrinokopplung an das Z^0 -Boson im neutralen schwachen Strom ist durch das Verhältnis R der flußgemittelten Wirkungsquerschnitte der NC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ und der CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ gegeben:

$$R = \frac{\langle \sigma \rangle_{NC}(\nu_e + \bar{\nu}_\mu)}{\langle \sigma \rangle_{CC}(\nu_e)} \quad (3.19)$$

Wie in Kap. 3.1 beschrieben, gilt $\sigma_{NC}(\nu_e) \simeq 1/2\sigma_{CC}(\nu_e)$. Da der Übergang $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ gleichzeitig von 2 Neutrinoarten gleicher Intensität induziert wird, sollte $R \approx 1$ gelten bei gleich starker Kopplung von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ an das Austauschboson Z^0 .

Die etwas verschiedenen Energieverteilungen der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ sowie kleine Korrekturen bezüglich der $\nu - \bar{\nu}$ Unterschiede im NC führen zu einer theoretischen Erwartung, die leicht von $R = 1$ abweicht. Verschiedene Rechnungen liefern Werte von $R_{theor.} = 1.08$ [FUK88], $R_{theor.} = 1.21 \pm 0.09$ [POU90] oder $R_{theor.} = 1.13$ [KOL92]. Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten von NC (3.17) und CC (3.10) ergibt sich ein Quotient R von

$$R_{exp.} = 1.17 \pm 0.11 \quad (3.20)$$

Dieser Wert ist ν -flußunabhängig und bestätigt für den Energiebereich bis 50 MeV innerhalb der Fehler die $\nu_\mu - \nu_e$ – Universalität bezüglich der Kopplung an das Z^0 , wie sie im SM postuliert wird.

Diese Universalität ist gerade auch im Hinblick auf astrophysikalische ν -Experimente von großer Bedeutung, die den bolometrischen Fluß von Supernova-Neutrinos über NC-Reaktionen bestimmen möchten, da die Energien der bei ISIS produzierten Neutrinos einen großen Bereich des Spektrums von ν 's abdecken, die bei Supernova-Explosionen emittiert werden [EIT94b].

In Kap. 7.2 wird das hier bestimmte Verhältnis R für die Suche nach Neutrinooszillationen der Art $\nu_e \rightarrow \nu_x$ verwendet.

Kapitel 4

Neutrinoreaktionen in erweiterten Modellen

4.1 Grenzen des Standardmodells

Unsere heutige Sicht der elektroschwachen Wechselwirkung innerhalb einer Theorie mit lokaler Eichsymmetrie und spontaner Symmetriebrechung ist das Ergebnis einer langen Entwicklung der theoretischen Beschreibung des β -Zerfalls, die mit dem Fermi'schen Strom-Strom Ansatz beginnt. In Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung beschreibt der Hamiltonoperator

$$H_F \sim \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu^l \cdot j^{l\mu} \quad (4.1)$$

hierin eine punktförmige, paritätserhaltende Kopplung¹ zweier Leptonströme j_μ^l , die in der Form

$$j_\mu^l = \bar{l}\gamma_\mu\nu_l \quad \text{bzw.} \quad j^{l\mu} = \bar{\nu}_l\gamma^\mu l' \quad (4.2)$$

dargestellt werden. Allerdings reichte der Ansatz zweier Vektorströme j_μ^l nicht aus, die zuerst 1957 von Wu et al. [WU 57] beobachtete maximale Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung zu erklären. Darüberhinaus versagt der Fermi'sche Ansatz bei Prozessen der Hochenergiephysik mit großem Impulsübertrag.

Eine Lösung für dieses Problem ist die Beschreibung der schwachen Wechselwirkung als Emission und Absorption massiver Austauschbosonen W^\pm, Z^0 . Die Existenz solcher, in der Regel masseloser, Austauschbosonen ist eine generelle Eigenschaft von Eichtheorien. Während das Photon als Austauschteilchen in der elektromagnetischen Symmetriegruppe $U(1)_{em}$ masselos ist, wird die Masse der Vektorbosonen W^\pm und Z^0 über eine spontane Brechung der schwachen Eichtheorie zu Grunde liegenden Symmetrie $SU(2)$ erreicht.

In der von Glashow, Salam und Weinberg entwickelten Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, die auch Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung (SM) genannt wird, werden beide Eichtheorien zu einem direkten Produkt

¹Zur verständlicheren Darstellung sei hier der Hamiltonoperator auf den rein leptonen Anteil beschränkt. Für den Fall hadronischer Anteile wird j_μ^l durch J_μ^h ersetzt.

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mit spontaner Symmetriebrechung vereinheitlicht. $U(1)_{em}$ bildet darin eine Untergruppe mit ungebrochener Symmetrie. Der Hamiltonoperator aus 4.1 für eine Reaktion des geladenen Stroms geht dann über in den Austausch eines W^\pm -Bosons

$$H_{SM} \sim \frac{G_F M_W^2}{\sqrt{2}} j_\mu^l \cdot P_{\mu\nu} \cdot j^{l'\nu} \quad (4.3)$$

mit den leptonischen Strömen $j^{l'\mu} = \bar{l}' \gamma^\mu \nu_{l'}$ und den chiralen Eigenzuständen

$$l_L = P_L l \quad \text{bzw.} \quad \nu_{lL} = P_L \nu_l \quad , \quad P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \quad (4.4)$$

sowie dem Propagator des W^\pm -Bosons

$$P_{\mu\nu} = \frac{-i(g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_W^2)}{k^2 - M_W^2} \quad , \quad (4.5)$$

wie er im Impulsraum gegeben ist. Für im Vergleich zur Bosonenmasse $M_W = 80.22 \text{ GeV}$ kleine Impulsüberträge geht die Kopplungsstärke über in die Fermikopplung G_F . Der Chiralitätsprojektionsoperator P_L gewährleistet die maximale Paritätsverletzung, die **nicht** aus der spontanen Symmetriebrechung abgeleitet werden kann. Im Strom-Strom Bild ergibt $\gamma^\mu P_L = 1/2 \gamma^\mu (1 - \gamma_5)$ die bekannte vektorielle-axialvektorielle (V-A) Struktur. In Abb. 4.1 ist eine geladene schwache Wechselwirkung mit dem Fermi'schen Strom-Strom Ansatz und als Austausch eines W^- -Bosons dargestellt².

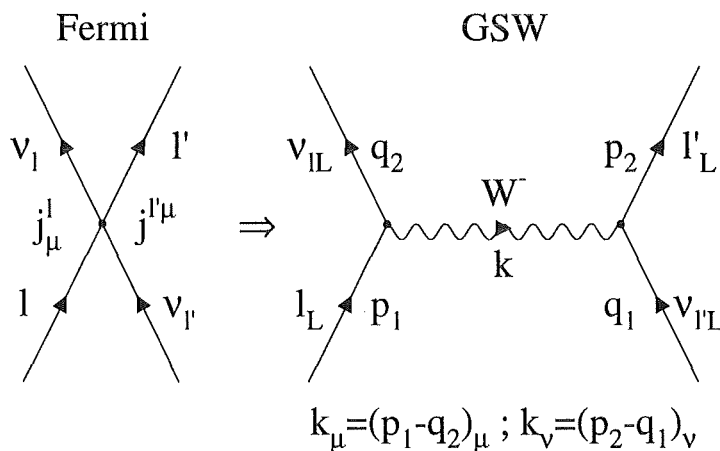


Abbildung 4.1: Rein leptoniche Wechselwirkung als geladene Stromreaktion im Fermi'schen Ansatz und als W^- -Austausch mit dem Impulsübertrag k im Standardmodell.

Im SM gelten für Neutrinos u.a. folgende Bedingungen:

1. Neutrinos wechselwirken maximal paritätsverletzend, d.h. nur linkshändige ν_L bzw. rechtshändige $\bar{\nu}_R$ koppeln an die Austauschbosonen W^\pm und Z^0 . Das Neutrino bildet mit dem linken Chiralitätseigenzustand l_L des massiven geladenen Leptons ein

²Setzt man $l = \mu^-$ und $l' = e^-$, so zeigt Abb. 4.1 den Feynman-Graphen für den Myonzerfall $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

Dublett, während der rechtshändige Eigenzustand l_R keinen Neutrinopartner besitzt und ein Singulett darstellt. Diese maximale Paritätsverletzung ist aber keine primäre Eigenschaft der spontan gebrochenen Eichsymmetrie.

2. Neutrinos wechselwirken immer mit ihrem entsprechenden schweren leptonischen Partner. Diese Eigenschaft führt zur Erhaltung einer additiven Leptonenzahl

$$L_l = \sum_{i=1,n} L_{li} = \text{const.} \quad l = e, \mu, \tau \quad (4.6)$$

wobei

$$L_l(\nu_l) = L_l(l) = 1 \quad \text{und} \quad L_l(\bar{\nu}_l) = L_l(\bar{l}) = -1 \quad (4.7)$$

definiert wird und n die Zahl der beteiligten Fermionen angibt. Auch diese strikte Ordnung in Leptonenfamilien kann nicht aus den dem SM zu Grunde liegenden Symmetrien abgeleitet werden.

3. Neutrinos koppeln an die Austauschbosonen W^\pm und Z^0 unabhängig von ihrem Flavorzustand ($\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$ - Universalität).
4. Neutrinos haben keine Ruhemasse.

Obwohl die Eichtheorie keine Vorhersage über die Masse der beteiligten Fermionen macht, ist die Forderung nach maximaler Paritätsverletzung äquivalent zu $m_\nu = 0$, da sonst über eine Lorentztransformation jeder linkshändige Zustand ν_L in einen rechtshändigen ν_R überführt werden kann.³

Obwohl das SM erfolgreich die Existenz neutraler schwacher Ströme und die Massen der W^\pm, Z^0 -Bosonen vorhersagte und bis heute in zahlreichen Experimenten auf dem Niveau von Strahlungskorrekturen bestätigt wurde, können damit weder die Massen der Fermionen bestimmt noch die strikte Einteilung der Fermionen in Familien erklärt werden. Auch auf die Frage, warum Neutrinos masselos sind oder im Vergleich zu den Fermionen der gleichen Familie extrem kleine Massen haben, gibt es innerhalb des Standardmodells keine Antwort. Die Masselosigkeit der Neutrinos wurde ja vielmehr als Konsequenz aus der beobachteten Paritätsverletzung und der additiven Leptonenzahlerhaltung in das SM aufgenommen. Da die Neutrinos mit ihren leptonischen und hadronischen Partnern zu den die Materie bildenden Fermionfamilien zählen, ist eine Ruhemasse $m_\nu = 0$ im Gegensatz zu $m_0 \neq 0$ aller anderen Fermionen eher schwer zu rechtfertigen.

Zusätzlich gibt es aus der Astrophysik Indizien, die für massive Neutrinos sprechen. Darin sind Neutrinos aufgrund ihrer enormen Häufigkeit im Universum ein Kandidat für die dunkle Materie auch bei extrem kleinen Neutrinomassen. Ein weiteres ungeklärtes Problem ist der auf der Erde gemessene Fluß solarer Elektronenneutrinos, der nur bei 1/2 bis 2/3 des aus Sonnenmodellen erwarteten Wertes liegt [ANS94].

Neutrinos tragen keine elektrische Ladung. Dennoch können sie prinzipiell über magnetische und elektrische Momente elektromagnetisch wechselwirken. Dazu können 4 Komponenten beitragen, die in Tab. 4.1 aufgelistet sind. Ladungsradius und Dipolmomente

³Dies gilt in strengem Sinne nur für Dirac-Neutrinos. Im Falle massiver Majorana-Neutrinos ist jedoch die additive Leptonenzahlerhaltung verletzt ($\Delta L_l = \pm 2$ beim Wechsel der Chiralität $\nu_L \leftrightarrow \bar{\nu}_R = \nu_R$)

Komponente	Struktur der Ww	Dirac- ν	Majorana- ν
magnet. Dipolmoment μ	$\Gamma \sim \mu(q^2) \cdot \sigma$	erlaubt	0
elektr. Dipolmoment d	$\Gamma \sim d(q^2) \cdot \gamma_5 \cdot \sigma$	0 für $m(\nu_D) = 0$ ^a	0
Ladungsradius R	$\Gamma \sim R(q^2)$	erlaubt	0
axialer Ladungsradius r	$\Gamma \sim r(q^2) \cdot \gamma_5$	erlaubt	erlaubt

^aDie hier gelisteten Prozesse können als Schleifen in Feynmangraphen dargestellt werden. Eine Wechselwirkung über ein elektrisches Dipolmoment ist für massive Dirac- ν 's auf dem 1-Schleifen-Niveau verboten.

Tabelle 4.1: Mögliche Komponenten für eine elektromagnetische Wechselwirkung von Neutrinos und ihre Einschränkungen im SM je nach CPT -Verhalten der Neutrinos (Dirac- oder Majoranateilchen) [MOH91]

können als Formfaktoren für Impulsüberträge $q^2 = 0$ interpretiert werden. Die Wechselwirkung mit einem elektromagnetischen Feld ist vereinfacht

$$H \sim \mu \langle \vec{\sigma} \cdot \vec{B} \rangle + d \langle \vec{\sigma} \cdot \vec{E} \rangle \quad (4.8)$$

Unter einer CPT -Transformation bleiben die Felder \vec{E}, \vec{B} invariant, während der ν -Spin $\vec{\sigma}$ die Richtung invertiert: $CPT(\vec{\sigma}) = -\vec{\sigma}$. Da Neutrinos elektrisch neutral sind, besteht die Möglichkeit, daß sie unter einer CPT -Transformation invariant sind, d.h. ν 's wären ihre eigenen Antiteilchen $\nu_l \equiv \bar{\nu}_l$, sogenannte Majorana-Neutrinos. Sind Neutrino und Antineutrino nicht identisch, dann spricht man von Dirac-Neutrinos. Da die Wechselwirkung in Glg. 4.8 nicht CPT -invariant ist, muß für Majorana- ν 's $\mu = d = 0$ gelten. Lediglich ein von Null verschiedener axialer Ladungsradius r ist erlaubt.

Eine Reduktion des solaren ν -Flusses, die zu den beobachteten Nachweisraten führt, könnte über eine Wechselwirkung des magnetischen Moments μ mit dem Magnetfeld \vec{B} der konvektiven Zone der Sonne erfolgen. Dabei könnte der Spin der ν_e gedreht werden ($\nu_L \rightarrow \nu_R$, *spin flip*), sodaß die ν_{eR} auf der Erde nicht mehr über linkshändige Ströme nachweisbar wären. Dazu ist ein magnetisches Moment von

$$\mu_{\nu_e} \approx 10^{-10} \cdot \mu_B \quad \mu_B = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e} \quad \text{Bohr'sches Magneton} \quad (4.9)$$

notwendig, was von bisherigen Experimenten noch nicht ausgeschlossen wird ($\mu_{\nu_e} < 1.08 \cdot 10^{-9} \mu_B$, 90% CL [PDG94]). Im SM mit Dirac- ν 's gilt dagegen [MOH91]

$$\mu_{\nu_e} \approx 3 \cdot 10^{-19} \cdot \mu_B \cdot \left(\frac{m_{\nu_e}}{1 \text{ eV}} \right) \quad (4.10)$$

d.h. ein *spin flip* der benötigten Größenordnung ist im SM nicht zu erreichen.

Aus diesen Gründen theoretischer wie experimenteller Art gibt es zahlreiche Ansätze, das SM so zu erweitern, daß sich eine theoretische Vorhersage für die Fermionmassen, insbesondere der ν -Masse ergibt, und daß die Eigenschaften der ν 's nicht postuliert, sondern aus übergeordneten Symmetrieprinzipien abgeleitet werden. Für diese Erweiterungen

des Standardmodells liefern wiederum Experimente der Neutrinophysik vielversprechende Aussagen auf dem Weg über das SM hinaus. Dabei sind zwei Aspekte von wesentlicher Bedeutung:

Können experimentelle Befunde für eine endliche Ruhemasse der ν 's entdeckt werden? Sehr kleine Neutrinomassen könnten den Weg zu neuen verborgenen Symmetrien weisen und die Frage entscheiden, ob Neutrinos Dirac- oder Majorana-Teilchen sind. Wenn Neutrinos endliche Ruhemasse besitzen, so gibt es keinen zwingenden theoretischen Grund, warum die Flavor-Eigenzustände ν_e, ν_μ, ν_τ auch Masseneigenzustände sein sollten. Generell sind diese Eichtheorie-Eigenzustände dann Überlagerungen der Masseneigenzustände ν_1, ν_2, ν_3 , und die Neutrinozustände ν_e, ν_μ, ν_τ würden sich analog zu den Quarkzuständen mischen. Die Suche nach Neutrinooszillationen ist daher eine sensitive Methode, auf diese Fragen experimentelle Antworten zu erhalten.

Die zweite wichtige experimentelle Prüfung gilt der Ordnung der Neutrinos in Fermionfamilien und das damit verbundene Konzept der additiven Leptonzahl- bzw. Leptonflavor-Erhaltung. Der Nachweis seltener, rein leptonischer Prozesse (z.B. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) oder semileptonischer Zerfälle wie $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$, die im SM aufgrund ihrer additiven Leptonenzahlverletzung verboten sind, kann Aufschluß darüber geben, wie das heutige SM zu erweitern ist, ob z.B. statt der additiven eine multiplikative Leptonenzahl erhalten ist.

4.2 Neutrinooszillationen

Für das Phänomen der Neutrinooszillationen müssen zwei Voraussetzungen gegeben sein. Neutrinos müssen endliche Ruhemassen haben und die Flavoreigenzustände $\nu_l = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots$ sind nicht auch gleichzeitig die Masseneigenzustände $\nu_k = \nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ mit $m(\nu_k) = m_k \neq 0$. Dann kann jeder Flavoreigenzustand, wie er in einer schwachen Wechselwirkung am Ort $x=0$ zum Zeitpunkt $t=0$ erzeugt wird, als kohärente Überlagerung der Masseneigenzustände dargestellt werden [BIL87]:

$$|\nu_l(x=0, t=0)\rangle = \sum_{k=1}^n U_{lk} |\nu_k(x=0, t=0)\rangle \quad (4.11)$$

Ist die unitäre Mischungsmatrix U nicht diagonal, so führt dies zu Neutrinooszillationen, da sich die Phase zwischen den Komponenten $|\nu_k\rangle$ aufgrund deren unterschiedlicher zeitlicher Entwicklung

$$|\nu_k(x, t)\rangle = e^{-i(E_k t - p_k x)} |\nu_k(x=0, t=0)\rangle \quad (4.12)$$

verändert. Beschränkt man sich der einfacheren Darstellung wegen auf nur zwei Neutrinozustände⁴ mit CP-Erhaltung, so kann die der Kobayashi-Maskawa-Matrix für den Quarksektor analoge Mischungsmatrix U mit nur einem Parameter, dem Mischungswinkel Θ , dargestellt werden:

$$(U_{lk}) = \begin{pmatrix} \cos\Theta & \sin\Theta \\ -\sin\Theta & \cos\Theta \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

⁴Eine 3-Flavor-Darstellung von Neutrinooszillationen ist in Anhang B gegeben.

Wird nun z.B. ein Strahl von Neutrinos des Flavours l am Ort $x=0$ zur Zeit $t=0$ mit dem Impuls $p = p_1 = p_2$ emittiert, so gilt für $|\nu_l(x, t)\rangle$ nach der Zeit t am Ort x

$$\begin{aligned} |\nu_l(x, t)\rangle &= \cos\Theta e^{-i(E_1 t - px)} |\nu_1(0, 0)\rangle + \sin\Theta e^{-i(E_2 t - px)} |\nu_2(0, 0)\rangle \quad (4.14) \\ &= (\cos^2\Theta e^{-i(E_1 t - px)} + \sin^2\Theta e^{-i(E_2 t - px)}) |\nu_l(0, 0)\rangle \\ &\quad + \cos\Theta \sin\Theta (e^{-i(E_1 t - px)} - e^{-i(E_2 t - px)}) |\nu_l(0, 0)\rangle \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeit, im ν_l -Strahl nach einer Fluglänge $x=L$ Neutrinos des Flavorzustandes l' , die ursprünglich nicht erzeugt wurden, nachzuweisen, ergibt sich dann zu [BOE92]⁵

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = |\langle \nu_{l'}(0, 0) | \nu_l(x = L, t) \rangle|^2 \quad (4.15)$$

$$= \sin^2(2\Theta) \cdot \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \quad (4.16)$$

mit Θ	Mischungswinkel
$\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2 $	Differenz der Massenquadrate [eV ²]
L	Abstand zur Quelle [m]
E_ν	Neutrinoenergie [MeV]

Da diese Wahrscheinlichkeit P des Flavorwechsels periodisch zu- und abnimmt, spricht man von Flavor- oder Neutrinooszillationen. Die Amplitude der Oszillation ist durch den Mischungswinkel Θ definiert, während die Oszillationslänge

$$L_{Osz.} = \pi \cdot \frac{E_\nu}{1.27 \cdot \Delta m^2} \quad (4.17)$$

vom Verhältnis der Neutrinoenergie zu den Massenquadraten abhängt. Der Effekt der Neutrinooszillation entsteht durch die Interferenz der Neutrino-Wellenpakete und ist daher nur innerhalb der Kohärenzbedingung beobachtbar. Die Kohärenzlänge ist aber im allgemeinen sehr groß, für ν 's aus dem Pionzerfall beträgt sie etwa 10^{14} Oszillationslängen [OBE92].

Da in einem ν -Experiment wie KARMEN sowohl die Neutrinoenergie E_ν wie auch der Abstand L von der Quelle zum Detektor sehr genau definiert sind, ist die Größe $L_{Osz.}/E_\nu$ ein Maß für den Δm^2 -Sensitivitätsbereich eines Experiments, da P nur noch von den Parametern Θ und Δm^2 abhängt. Abb. 4.2 zeigt die in verschiedenen Experimenten zugänglichen L/E -Bereiche. Hieraus wird ebenfalls ersichtlich, daß die Suche nach ν -Oszillationen einen weiten Bereich der potentiellen Neutrinomasse unterhalb 1 eV abdeckt und daher, im Vergleich zur direkten Massenbestimmung, die sensitivste Methode darstellt, kleine Neutrinomassen zu entdecken.

Aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte für ν -Wechselwirkungen wird die Suche nach Flavoroszillationen mit großvolumigen Detektoren durchgeführt. Die Neutrinos ν_l werden an der Quelle außerdem in der Regel mit kontinuierlichen Energien E_ν erzeugt.

⁵Dabei wurde von der Annahme $|pc| \gg m_k c^2$ Gebrauch gemacht, was zu $E_k \approx pc + m_k^2 c^4 / 2pc$ führt.

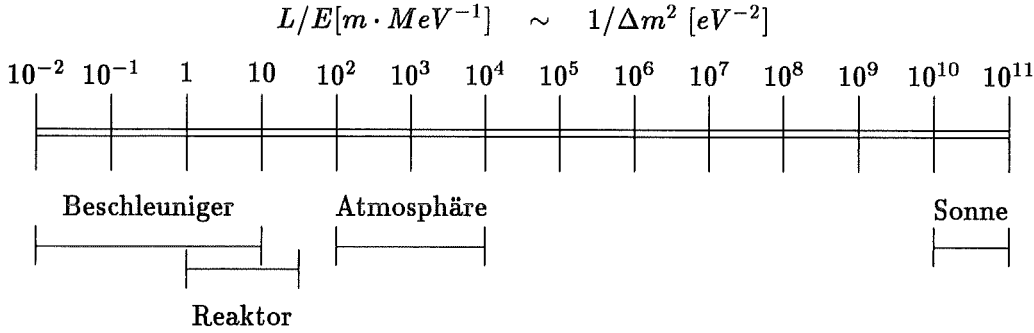


Abbildung 4.2: Sensitivitätsbereiche verschiedener Typen von Experimenten (gegliedert nach der Neutrinoquelle) zur Suche nach Neutrinooszillationen [BOE92]

Die Wahrscheinlichkeit für eine Oszillation $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$ im Detektor muß daher über den Neutrinofluß Φ_ν und das Detektorvolumen V gemittelt werden:

$$P^{exp}(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sin^2(2\Theta) \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{V} \cdot \int \int_{E_\nu, V} \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 \cdot L(x, y, z)}{E_\nu}\right) \Phi_\nu(E_\nu) dx dy dz dE_\nu \quad (4.18)$$

$$\text{mit } V = \int_V dx dy dz \quad \text{und} \quad N = \int_{E_\nu} \Phi_\nu(E_\nu) dE_\nu \quad (4.19)$$

Im Grenzfall großer Massendifferenzen Δm^2 führt die Integration auf einen Mittelwert $1/2$, sodaß unabhängig von der Detektorgeometrie gilt:

$$P^{exp}(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \xrightarrow{\Delta m^2 \text{ groß}} \frac{1}{2} \cdot \sin^2(2\Theta) \quad (4.20)$$

Für die Suche nach ν -Oszillationen gibt es 2 Klassen von Experimenten. Im ersten Fall wird nach Neutrino flavors $\nu_{l'}$ gesucht, die ursprünglich in der Quelle nicht produziert wurden (*Appearance Mode*) und aus der Wahrscheinlichkeit $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})$ auf die Parameter Θ und Δm^2 geschlossen. In diese Klasse fällt bei KARMEN die Suche nach Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (siehe Kap. 7.1) und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

In der zweiten Kategorie von Experimenten wird der ν -Fluß von in der Quelle erzeugten Neutrinos ν_l gemessen. Eine statistisch signifikante Reduktion des Flusses wird dann als Oszillation in einen anderen Flavorzustand $\nu_{l'}$ interpretiert (*Disappearance Mode*), da $P(\nu_l \rightarrow \nu_l) = 1 - P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})$. Ein Beispiel hierfür ist die Suche nach Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_x$, wie sie in Kap. 7.2 beschrieben wird.

Werden keine Hinweise auf ν -Oszillationen gefunden, so können je nach Detektorgeometrie und Neutrinoenergie bestimmte Bereiche einer durch die zwei Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 aufgespannten Ebene ausgeschlossen werden. In Kap. 7 werden Resultate des KARMEN Experiments gezeigt und in den Kontext anderer experimenteller Ergebnisse gestellt (Kap. 7.4).

4.3 Der seltene Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

Der wesentliche Zerfallsmodus für positive Myonen ist der Zerfall in ein Positron und zwei Neutrinos

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + n + n' \quad (4.21)$$

Im SM ist die additive Leptonzahl L_e und L_μ nach Glg. 4.6 erhalten. Mit masselosen, linkshändigen Neutrinos gilt dann in 4.21 $n = \nu_{eL}$ und $n' = \bar{\nu}_{\mu R}$. Der entsprechende Hamiltonoperator ist gegeben durch

$$H_{V-A}^\mu = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) e + H.k. \quad (4.22)$$

Bereits 1961 wurde jedoch von Feinberg und Weinberg [FEI61] eine multiplikative Leptonzahl eingeführt, die hier um die Tau-Familie erweitert wurde:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1,l} L_{ei} + \sum_{i=1,m} L_{\mu i} + \sum_{i=1,n} L_{\tau i} &= \text{const.} \\ (-1)^{\sum L_{li}} &= \text{const.} \quad l = e, \mu, \tau \end{aligned} \quad (4.23)$$

Während der μ -Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ die additiven Leptonzahlen L_e und L_μ verletzt, ist er bezüglich der multiplikativen Leptonzahlerhaltung erlaubt. In erweiterten Modellen sind solche μ^+ -Zerfälle möglich. Hinweise auf Verletzung der additiven Leptonzahl im μ^+ -Zerfall kann man nur beobachten, wenn die emittierten Neutrinos direkt detektiert werden, da für masselose Neutrinos alle Observablen der beteiligten Fermionen μ^+ und e^+ unabhängig von den Neutrino flavors sind [LAN89]. Der Hamiltonoperator 4.22 muß dann erweitert werden um alle möglichen, Leptonzahl-verletzenden Neutrinozustände (siehe Glg. 4.24).

Myonzerfälle $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + n'$ im ISIS Target werden über den inversen β -Zerfall freier Protonen $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ im KARMEN Szintillator nachgewiesen (siehe auch Kap. 8.1). Während die $\bar{\nu}_e$ aus dem μ^+ -Zerfall somit eindeutig identifiziert werden können, kann über den Flavorzustand des zweiten emittierten Neutrinos n' keine Aussage gemacht werden. Die Annahme von $n' = \nu_\mu$ ist aber plausibel, da es sich somit um ein leichtes Neutrino handelt und die Gesamtleptonenzahl L trotz Verletzung der additiven Leptonzahlen L_e und L_μ erhalten bleibt. Im allgemeinsten Fall, bei dem weder die Chiralität des e^+ noch der Neutrinozustand n' definiert sind, kann auch die Annahme über die Zerfallskinetik ($E(\bar{\nu}_e) = E(\bar{\nu}_\mu)_{SM}$) nicht mehr aufrecht erhalten werden.

4.3.1 Bestimmung der beteiligten Kopplungskonstanten

Die allgemeinste Form für den Hamiltonoperator des μ^- -Zerfalls, die auch Leptonzahlverletzung zuläßt, ist unter Benutzung der Chiralitätseigenzustände für massive Leptonen

$l_{R(L)} = P_{R(L)}l$ und Neutrinos $n_{R(L)} = P_{R(L)}n$ gegeben durch [HER92]

$$\begin{aligned}
H = 4 \sum_{i,j} [& (g_{LL}^V)_{ij} \bar{e}_L \gamma^\lambda n_{iL} \bar{n}_{jL} \gamma_\lambda \mu_L + (g_{LR}^V)_{ij} \bar{e}_L \gamma^\lambda n_{iL} \bar{n}_{jR}^c \gamma_\lambda \mu_R \\
& + (g_{RL}^V)_{ij} \bar{e}_R \gamma^\lambda n_{iR}^c \bar{n}_{jL} \gamma_\lambda \mu_L + (g_{RR}^V)_{ij} \bar{e}_R \gamma^\lambda n_{iR}^c \bar{n}_{jR}^c \gamma_\lambda \mu_R \\
& + (g_{LL}^S)_{ij} \bar{e}_L n_{iR}^c \bar{n}_{jR}^c \mu_L + (g_{LR}^S)_{ij} \bar{e}_L n_{iR}^c \bar{n}_{jL} \mu_R \\
& + (g_{RL}^S)_{ij} \bar{e}_R n_{iL} \bar{n}_{jR}^c \mu_L + (g_{RR}^S)_{ij} \bar{e}_R n_{iL} \bar{n}_{jL} \mu_R \\
& + (g_{LR}^T)_{ij} \bar{e}_L t^{\alpha\beta} n_{iR}^c \bar{n}_{jL} t_{\alpha\beta} \mu_R + (g_{RL}^T)_{ij} \bar{e}_R t^{\alpha\beta} n_{iL} \bar{n}_{jR}^c t_{\alpha\beta} \mu_L] \\
& + H.k.
\end{aligned} \tag{4.24}$$

Die Neutrinozustände sind wie folgt definiert:

$$n_{1L} = \nu_{eL}, n_{2L} = \bar{\nu}_{eL}, n_{3L} = \nu_{\mu L}, n_{4L} = \bar{\nu}_{\mu L} \tag{4.25}$$

$$n_{1R}^c = \bar{\nu}_{eR}, n_{2R}^c = \nu_{eR}, n_{3R}^c = \bar{\nu}_{\mu R}, n_{4R}^c = \nu_{\mu R} \tag{4.26}$$

Im Spezialfall der Leptonzahlerhaltung reduziert sich die Summe über die Neutrinofelder i, j auf wenige Kopplungen $g_{e\mu}^\gamma$ (siehe Gleichung 3.12) mit den entsprechenden Chiralitäten der Neutrinos⁶.

Beim Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + n$ oder CP-konjugiert $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + n$ ist aus der Untersuchung des $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ Zerfalls die Annahme gerechtfertigt, daß das μ^+ rechtshändig ist: $\mu^+ \equiv \mu_R^+$. Da lediglich das rechtshändige $\bar{\nu}_{eR}$ aus dem μ^+ -Zerfall nachweisbar ist, kann über die Chiralität des Positrons keine Aussage gemacht werden. Das zweite Neutrino n ist ebenfalls unbestimmt. Der Hamiltonoperator aus 4.24 verkürzt sich dann zu

$$H_{\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e n} = \sum_j [(g_{LL}^S)_{1j} \bar{e}_L n_{1R}^c \bar{n}_{jR}^c \mu_L + (g_{RL}^V)_{1j} \bar{e}_R \gamma^\lambda n_{1R}^c \bar{n}_{jL} \gamma_\lambda \mu_L] + H.k. \tag{4.27}$$

Wird außerdem $e^+ \equiv e_R^+$ (im CP-kojugierten Fall 4.27 also $e^- \equiv e_L^-$) vorausgesetzt, so fällt der 2. Term mit (g_{RL}^V) ebenfalls weg und der leptonzahlverletzende Myonzerfall wird nur über eine skalare Wechselwirkung beschrieben.

Gleichung 4.24 ist die allgemeinste, Modell-unabhängige Darstellung des Hamiltonoperators des Myonzerfalls. Viele Erweiterungen des SM führen zu μ -Zerfällen, in denen mehrere $(g_{e\mu}^\gamma)_{ij} \neq 0$ sind. Im folgenden sollen aus der Vielzahl von GUT-Modellen (*Grand Unified Theories*) zwei Modelle, ein links-rechts-symmetrisches mit erweitertem Higgs-Sektor und ein supersymmetrisches, als Beispiele solcher SM-Erweiterungen kurz beschrieben werden, in denen der Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ erlaubt ist.

4.3.2 Links-rechts-symmetrische Modelle

Links-rechts-symmetrische Modelle (LR-Modelle) sind attraktive Erweiterungen des SM, die sich im wesentlichen in Energiebereichen oberhalb 1 TeV manifestieren. Ein wesentlicher Gesichtspunkt ergibt sich aber aus der Tatsache, daß auch bei 'Niederenergie'-Phänomenen wie dem μ -Zerfall seltene Prozesse (z.B. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) induziert werden. In

⁶Im SM mit Leptonzahlerhaltung und V-A Struktur gilt $(g_{LL}^V)_{13} = 1, (g_{e\mu}^\gamma)_{ij} = 0$ sonst.

LR-Modellen wird angenommen, daß links- und rechtshändige Fermionen vor einer Symmetriebrechung (bzw. bei sehr hohen Energien) identisch wechselwirken. Daraus ergibt sich für den symmetrischen Bereich ('Hochenergie'-prozesse $\gg 1 \text{ TeV}$) eine paritätserhaltende Wechselwirkung, wie sie auch für die elektromagnetische, starke und gravitative Wechselwirkung gegeben ist. Insofern passen sich diese Erweiterungen besser in das Bild einer vereinheitlichten Theorie ein als das SM.

Gleiche Behandlung aller links- und rechtshändigen Fermionen bedeutet sofort, daß auch rechtshändige ν_R existieren und daß Neutrinos wie alle anderen Fermionen Massen besitzen.

Die kleinste Eichgruppe, die die LR-Symmetrie der schwachen Wechselwirkung beinhaltet, ist $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ [MOH91], wobei B-L die Differenz zwischen Baryon- und Leptonzahl angibt. Die Quarks und Leptonen bilden darin Dubletts

$$\begin{aligned} q_L &= \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} : (2, 1, 1/3) & q_R &= \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix} : (1, 2, 1/3) \\ \psi_L &= \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} : (2, 1, -1) & \psi_R &= \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ e_R \end{pmatrix} : (1, 2, -1) \end{aligned} \quad (4.28)$$

Die Ziffern (i,k,q) geben die Multiplizität der Fermionen i,k in den Untergruppen $SU(2)_L$, $SU(2)_R$ an, q steht für die Summe der elektr. Ladung der Dublettspartner

$$q = \sum Q = \sum (I_{3L} + I_{3R} + \frac{B-L}{2}) \quad , \quad (4.29)$$

die Ähnlichkeit mit der Gell-Mann-Nishijima Relation

$$Q = (I_{3L} + \frac{1}{2}Y) \quad \text{mit} \quad Y = B + S \quad (4.30)$$

für die elektr. Ladung Q aufweist [QUI83]. I_3 ist hierin die 3. Komponente des jeweiligen schwachen Isospins, Y die Hyperladung.

LR-Modelle unterscheiden sich in der Implementierung von Higgs-Bosonenfeldern (Higgs-Multipletts) zur Bildung von Fermionenmassen. Das im folgenden beschriebene Modell wurde bereits vor 20 Jahren erstellt [MOH75] und dann kontinuierlich weiterentwickelt.

Der Higgssektor in diesem LR-Modell besteht aus einem Higgs-Dublett $\Phi(2,2,0)$ und links- bzw. rechtshändigen Triplettsfeldern $\Delta_L(3,1,2)$ und $\Delta_R(1,3,2)$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1^0 & \Phi_2^+ \\ \Phi_1^- & \Phi_2^0 \end{pmatrix} \quad , \quad \Delta_{L,R} = \begin{pmatrix} \Delta^+/\sqrt{2} & \Delta^{++} \\ \Delta^0 & -\Delta^+/\sqrt{2} \end{pmatrix}_{L,R} \quad (4.31)$$

Sowohl das Bi-Dublett Φ wie auch die Triplettsfelder Δ sind in der üblichen 2×2 Darstellung angegeben (d.h. $\Delta \equiv \vec{\tau} \cdot \vec{\Delta}$ mit den Pauli-Matrizen τ_i). Die Brechung der Eichsymmetrie erfolgt in 2 Schritten. Zunächst nimmt die elektrisch neutrale Komponente Δ_R^0 einen Vakuumerwartungswert (VEV) $\langle \Delta_R^0 \rangle \neq 0$ an und bricht damit die Symmetrie in eine Untergruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mit der Hyperladung $Y = 2I_3 + B - L$. Auf dieser Ebene gilt keine Paritätserhaltung mehr.

Im zweiten Schritt führen die VEV's der neutralen Komponenten Φ_1^0 und Φ_2^0 zu einer weiteren Symmetriebrechung, aus der die el.magn. Untergruppe $U(1)_{em}$ hervorgeht.

Da die LR-Symmetrie bereits bei sehr hohen Energien gebrochen wird, andererseits eine weitere Brechung der $SU(2)_L$ nicht beobachtet wurde, muß für die VEV's gelten:

$$\langle \Delta_R^0 \rangle \gg \langle \Phi_1^0 \rangle, \langle \Phi_2^0 \rangle \gg \langle \Delta_L^0 \rangle \quad (4.32)$$

Die Massen der Fermionen, insbesondere die der Neutrinos, können über die Kopplung der Fermionen an die Higgsfelder in der Lagrangefunktion abgeleitet werden. Es gilt [HER92b]:

$$m_{\nu_l} = 2f_{ll}\gamma \cdot \frac{\langle \Phi_1^0 \rangle^2}{\langle \Delta_R^0 \rangle} - \frac{m_l^2}{2f_{ll} \langle \Delta_R^0 \rangle} \quad l = e, \mu, \tau \quad (4.33)$$

mit f_{ll} Kopplungskonstante des Fermions l an das Higgsstriplet Δ_L

$\gamma \sim \frac{\langle \Delta_L^0 \rangle \langle \Delta_R^0 \rangle}{\langle \Phi_1^0 \rangle \langle \Phi_2^0 \rangle}$ Verhältnis der VEV's des Higgssektors

Der im SM verbotene μ -Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ist im LR-Modell erlaubt und erfolgt unter Austausch eines Δ_L^\pm -Higgsbosons [MOH92] (Abb. 4.3). Für den Austausch eines

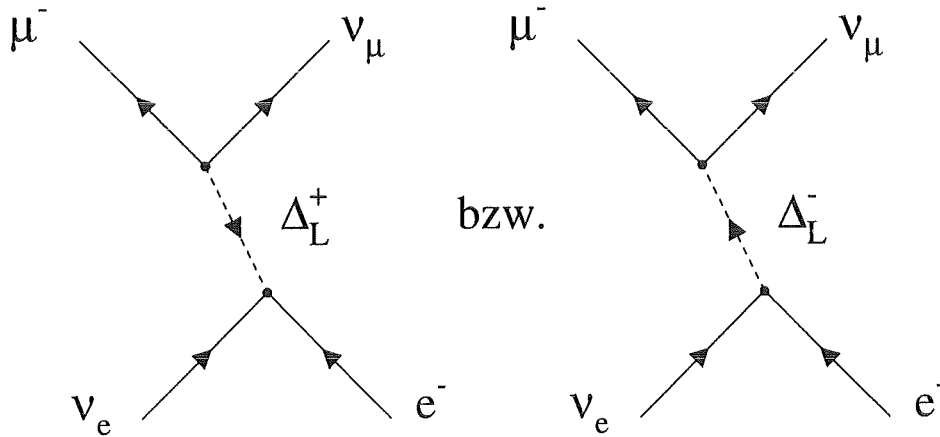


Abbildung 4.3: Feynman-Graph für den Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ im links-rechts-symmetrischen Modell

Δ_L^\pm kann der Hamiltonoperator in der Form

$$H_{LR} = 2 \frac{G_+}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) e \bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \nu_e + H.k. \quad (4.34)$$

dargestellt werden mit der Kopplungskonstanten

$$G_+ \simeq \sqrt{2} \cdot \frac{f_{ee} f_{\mu\mu}^*}{4m_\pm^2} \quad ; \quad m_\pm = m(\Delta_L^\pm) \quad (4.35)$$

Die Größen f_{ll} beschreiben dabei die Stärke der Kopplung des massiven Fermions l an das Higgsboson Δ_L^\pm . Für den experimentellen Nachweis eines seltenen Zerfalls ist es entscheidend, daß wegen des Austauschs eines linkshändigen Δ_L^\pm auch linkshändige Ströme

vorhanden sind, d.h. die Neutrinozustände $\bar{\nu}_e$ und ν_μ haben die Chiralitäten $\bar{\nu}_{eR}$ und $\nu_{\mu L}$ wie im SM und können ohne Chiralitätsunterdrückung nachgewiesen werden⁷.

Die Stärke der Kopplung G_+ wird nur durch die Kopplung der Fermionen an das Higgsboson Δ_L^\pm und dessen Masse festgelegt und kann daher a priori auch Werte im Bereich der schwachen Kopplungskonstanten G_F annehmen. Durch Messung des Verzweigungsverhältnisses

$$\begin{aligned} R &= \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \text{Neutrinos})} \\ &= \frac{4|G_+|^2}{4|G_+|^2 + |G_F|^2} \end{aligned} \quad (4.36)$$

kann die Kopplungskonstante G_+ bestimmt werden. Im folgenden soll aus experimentellen Ergebnissen und theoretischen Überlegungen eine Abschätzung von G_+ vorgenommen werden [HER92b], die dann mit dem KARMEN Resultat für G_+ in Kap. 8 verglichen wird.

G_+ ist wesentlich gekoppelt an die Masse des Myonneutrinos m_{ν_μ} . Eine obere Grenze für m_{ν_μ} kann aus dem Zerfall gestoppter Pionen bestimmt werden zu [ASS94]

$$m_{\nu_\mu} \leq 160 \text{ keV} \quad (4.37)$$

Für $m_{\nu_\mu} \geq 35 \text{ eV}$ müssen Myonneutrinos instabil sein und hinreichend schnell zerfallen, d.h. die Zerfallsrate Γ muß hinreichend groß sein, da sonst aufgrund der Neutrinodichte im Universum die totale Energiedichte des Universums die aktuelle Obergrenze überschritte [DIC77]. Als dominanter Zerfallsmodus kommt hierfür nur der Zerfall $\nu_\mu \rightarrow \nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$ unter Austausch eines Δ_L^0 in Frage. Radiative Zerfälle $\nu_\mu \rightarrow \nu_e + \gamma$'s oder $\nu_\mu \rightarrow \nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$ über Z^0 -Austausch hätten keine ausreichend kurzen ν_μ -Lebensdauern. Ähnlich wie für G_+ gilt auch für die Kopplungskonstante G_0 des ν_μ -Zerfalls

$$G_0 \sim \frac{f_{ee}^* f_{e\mu}}{4m_0^2} \quad ; \quad m_0 = m(\Delta_L^0) \quad (4.38)$$

Aus der Zerfallsrate

$$\Gamma = \frac{2G_0^2 m_{\nu_\mu}^5}{192\pi^3} > 1.85 \cdot 10^{-11} \times \left(\frac{m_{\nu_\mu}}{100 \text{ keV}}\right)^2 \text{ s}^{-1} \quad (4.39)$$

folgt dann für die Kopplung G_0

$$|G_0| \geq (1.9 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-1/2}) \cdot m_{\nu_\mu}^{-3/2} \quad (4.40)$$

Mit der Relation 4.38 ergibt sich eine Beziehung zwischen den Massen des Myonneutrinos und des Higgsbosons Δ_L^0 :

$$m_0 \leq (9.4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^{1/4}) \cdot m_{\nu_\mu}^{3/4} \quad (4.41)$$

⁷Diese Eigenschaft ist in vielen Erweiterungen des SM nicht gegeben, da dort nur rechtshändige Ströme zu den bereits im SM existierenden linkshändigen hinzutreten.

Für die Masse m_0 kann aus der unsichtbaren Breite Γ_{inv}^Z des Z^0 -Zerfalls⁸ eine Untergrenze angegeben werden. Gilt nämlich $m_0 < m(Z^0)/2$, so ist der Zerfallsmode $Z^0 \rightarrow \Delta_L^0 \bar{\Delta}_L^0$ als Konkurrenz zu $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ mit der Breite Γ_ν möglich und

$$\frac{\Gamma_{inv}^Z}{\Gamma_\nu} = N_\nu + 2 \cdot \left(1 - 4 \frac{m_0^2}{m_{Z^0}^2}\right)^{3/2} . \quad (4.42)$$

Aus $\Gamma_{inv}^Z/\Gamma_\nu = 2.985 \pm 0.023_{stat} \pm 0.004_{syst}$ [PDG94] und $N_\nu = 3$ folgt daraus

$$m_0 > 0.4818 \cdot m_{Z^0} = 43.93 \text{ GeV} \quad 90\% \text{ CL} \quad (4.43)$$

Der Untergrenze 4.43 für m_0 folgt nach 4.38 auch eine Obergrenze für die Kopplung G_0 , sodaß G_0 einen nach oben wie unten beschränkten Wertebereich besitzt. Die Kopplung G_+ des μ^+ -Zerfalls und die Kopplung G_0 des ν_μ -Zerfalls sind wiederum über die Relation

$$G_+ \sim G_0 \cdot \frac{f_{\mu\mu}}{f_{ee} - f_{\mu\mu}} \cdot \frac{m_0^2}{m_+^2} \quad (4.44)$$

miteinander verknüpft. Da die Kopplungskonstanten f_{ll} wie auch die Massen m_0 und m_+ ebenfalls obere und untere Grenzen besitzen [HER92], so folgt für G_+ die Einschränkung auf

$$4 \cdot 10^{-4} \leq \frac{|G_+|}{G_F} \leq 10^{-2} \quad (4.45)$$

Für die Neutrinomasse m_{ν_μ} ergibt sich aus 4.37, 4.41 und 4.43 in diesem LR-Modell ein erlaubter Bereich von

$$35 \text{ keV} \leq m_{\nu_\mu} \leq 160 \text{ keV} \quad (4.46)$$

Für $m_{\nu_\mu} \leq 35 \text{ eV}$ sind allerdings keine Aussagen zu den Kopplungskonstanten G_0 bzw. G_+ möglich, da ein Zerfall $\nu_\mu \rightarrow \nu_e \nu_e \bar{\nu}_e$ dann nicht notwendig ist.

Mit der Bestimmung von $|G_+|/G_F$ aus dem Verzweigungsverhältnis R des μ^+ -Zerfalls kann somit gegebenenfalls der Massenbereich für ν_μ 's eingeschränkt bzw. dieses LR-Modell als Erweiterung des SM ausgeschlossen werden.

4.3.3 Supersymmetrische Modelle

Eines der Hauptziele supersymmetrischer Modelle (SUSY-Modelle) ist die Einbeziehung der Gravitation in eine vereinheitlichte Theorie, aus der sich dann auch die Massen der Fermionen und Bosonen erklärt. Dazu wird eine weitere Symmetrie, die Supersymmetrie zwischen Teilchen verschiedener Spins, den Fermionen und den Bosonen, eingeführt. Jedes Fermion erhält dann in einem Super-Multiplett einen bosonischen Partner und umgekehrt. Der bosonische Partner ist ein skalares Teilchen ($J=0$), trägt den Namen des Fermions mit dem Buchstaben S versehen (s-Lepton, s-Quark, s-Neutrino) und erhält eine hochgestellte Tilde (z.B. \tilde{e} für s-Elektron). Um Teilchen von ihren supersymmetrischen Partnern zu unterscheiden, wird eine R-Parität eingeführt. Für normale Teilchen gilt $R = +1$, für SUSY-Partner $R = -1$. Das Superpotential einer SUSY-Erweiterung kann nun so gewählt

⁸Im LR-Modell ist Z^0 streng genommen eine Überlagerung aus zwei massiven neutralen Z-Bosonen Z_1, Z_2 [MOH91]. In guter Näherung gilt hier aber $Z^0 \simeq Z_1$.

werden, daß die R-Parität erhalten ist, was bedeutet, daß z.B. ein SUSY-Partner nicht in ausschließlich normale Teilchen zerfallen kann.

Allerdings kann die R-Parität in bestimmten SUSY-Modellen spontan gebrochen sein, was dann zu seltenen Prozessen wie dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ führt mit Raten, die im beobachtbaren Bereich liegen [HER93]. In einem solchen R-paritätsverletzenden SUSY-Modell mit Baryonenzahlerhaltung, aber Verletzung der additiven Leptonzahl, wird der seltene μ^+ -Zerfall über den Austausch eines skalaren $\tilde{\tau}$ induziert (siehe Abb. 4.4 [HAL93]). Der Hamiltonoperator ist dann gegeben durch⁹

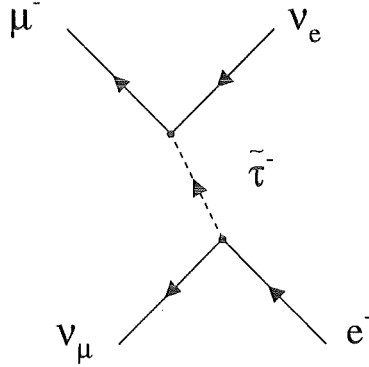


Abbildung 4.4: Feynman-Graph für den Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ in einem R-paritätsverletzenden SUSY-Modell

$$H_{\text{SUSY}} = \frac{\tilde{G}}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) e \bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \nu_e + H.k. \quad (4.47)$$

mit

$$\tilde{G} = \sqrt{2} \cdot \frac{\lambda_{321}^* \lambda_{312}}{m_{\tilde{\tau}}^2} \quad (4.48)$$

wobei die λ_{ijk} die Kopplungskonstanten der Leptonzahl-verletzenden Kopplung zweier Fermionen an ein skalares SUSY-Teilchen in der Lagrangefunktion sind:

$$L_{\text{SUSY}} = \lambda_{ijk} \cdot [\bar{\nu}_L^i \bar{l}_R^k l_L^j + \bar{l}_L^j \bar{l}_R^k \nu_L^i + \bar{l}_R^{k*} \bar{\nu}_R^i l_L^j - (i \rightarrow j)] + H.k. \quad (4.49)$$

Der erste Term der Lagrangefunktion zeigt die Kopplung eines skalaren Neutrinos an zwei geladene Fermionen, die zur Myonium-Antimyonium Konversion $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$ führt. Die anderen Terme beschreiben Kopplungen, die unter anderen Reaktionen auch $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ergeben. Mit Annahmen von $m_{\tilde{\tau}} = 100 \text{ GeV}$ und $|\lambda_{312}| |\lambda_{321}| < (2 - 3) \times 10^{-3}$ [BAR89] ergibt sich eine Kopplungsstärke von

$$\tilde{G} < 2 \cdot 10^{-2} G_F \quad (4.50)$$

⁹Im Gegensatz zum LR-Modell wird hier der rechtshändige Chiralitätseigenzustand $(1 + \gamma_5)e$ projiziert, woraus sich eine unterschiedliche Vorhersage bezgl. der e^+ -Polarisation ergibt.

Auch in Bezug auf diese SUSY-Erweiterungen kann mit Hilfe des experimentell bestimmten Verzweigungsverhältnisses R der Parameterbereich der Kopplungskonstanten λ_{ijk} und der Masse der beteiligten s -Leptonen weiter untersucht werden.

4.4 Seltene Pionzerfälle

Hinweise auf Erweiterungen des SM können nicht nur aus rein leptonischen, sondern auch aus seltenen semi-leptonischen Prozessen gewonnen werden, bei denen die additive Leptonzahlerhaltung verletzt ist, so z.B. aus den Pionzerfällen

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e \quad \text{oder} \quad \pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e \quad (4.51)$$

nach denen mit dem KARMEN Experiment gesucht wird. Während die relativen Raten der verschiedenen Zerfallsmoden des π^+ (siehe Tab. 4.2 [PDG94]) meist durch den Nachweis

π^+ -Zerfallsmode	relative Rate Γ_i/Γ	CL	erhaltene Leptonzahl
$\mu^+ + \nu_\mu$	$(99.98770 \pm 0.00004)\%$		L_e, L_μ, L
$\mu^+ + \nu_\mu + \gamma$	$(1.24 \pm 0.25) \times 10^{-4}$		L_e, L_μ, L
$e^+ + \nu_e$	$(1.230 \pm 0.004) \times 10^{-4}$		L_e, L_μ, L
$e^+ + \nu_e + \gamma$	$(1.61 \pm 0.23) \times 10^{-7}$		L_e, L_μ, L
$e^+ + \nu_e \nu \bar{\nu}$	$< 5 \times 10^{-6}$	90%	L_e, L_μ, L
$\mu^+ + \bar{\nu}_e$	$< 1.5 \times 10^{-3}$	90%	
$\mu^+ + \nu_e$	$< 8.0 \times 10^{-3}$	90%	L
$\mu^- + e^+ \nu$	$< 1.6 \times 10^{-6}$	90%	L

Tabelle 4.2: Einige Zerfallsmoden des π^+ mit ihren relativen Raten bzw. ihren Obergrenzen nach [PDG94].

des dabei emittierten massiven Leptons bestimmt werden, besteht mit KARMEN die Möglichkeit, das beteiligte Neutrino $\bar{\nu}_e$ direkt nachzuweisen.

Bei der Untersuchung des π^+ -Zerfalls ist das Verhältnis $R_{\pi e \nu}$ der Zerfallsraten

$$R_{\pi e \nu} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu) + \Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu) + \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma)} \quad (4.52)$$

ein sensibler Test des SM. Die Vorhersage von $R_{\pi e \nu}^{theo} = (1.2345 \pm 0.0010) \cdot 10^{-4}$ stimmt hervorragend mit dem gemessenen Wert von $R_{\pi e \nu}^{exp} = (1.2346 \pm 0.0035_{stat} \pm 0.0036_{syst}) \cdot 10^{-4}$ überein [CZA93]. Der kleine Wert von $R_{\pi e \nu}$ ergibt sich dabei im wesentlichen wegen der Helizitätsunterdrückung $(1 - \frac{v}{c})$ des Positrons, da das π^+ den Spin $J_\pi = 0$ hat und in Ruhe zerfällt. In Gleichung 4.52 wird deutlich, daß über die beteiligten ν -Zustände mittels der dazu durchgeführten Experimente keine Aussage gemacht werden kann.

Geht man von massiven Neutrinos aus, so muß der π^+ -Zerfall als inkohärente Summe separater Zerfallsmoden gesehen werden [SHR81]

$$\pi^+ \rightarrow \sum_{k=1,n} U_{lk} \cdot (l^+ + \nu_k) \quad l^+ = e^+, \mu^+ \quad (4.53)$$

mit den Matrixelementen U_{lk} der unitären $(n \times n)$ -Mischungsmatrix U zwischen Leptonflavoreigenzuständen ν_l und Masseneigenzuständen ν_k (siehe auch U_{lk} bei Neutrinooszillationen). Dabei gilt, daß aufgrund obiger Helizitätsüberlegungen Zerfallsmoden mit Beimischungen schwerer Neutrinos ν_k gegenüber dem Standardzerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ kinematisch überhöht werden (z.B. $2 \cdot 10^3$ für $m(\nu_k) = 30 \text{ MeV}$ bei $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_k$), da der Impuls der schweren Leptonen l^+ und damit die Helizitätsunterdrückung $(1 - \frac{v}{c})$ kleiner ist. Bei Zerfallsmoden mit rechtshändigen Neutrinos $\bar{\nu}_{lR}$ ($= \nu_{lR}$ im Falle von Majorana-Neutrinos) entfällt diese Unterdrückung ganz.

Diese Arbeit im Rahmen des KARMEN Experiments befaßt sich u.a. mit der Suche nach π^+ -Zerfällen mit $\Delta L = \Delta(\sum L_{li}) = -2$ unter Emission eines $\bar{\nu}_{eR}$ ¹⁰. Die Ruhemasse des $\bar{\nu}_{eR}$, die sich aus den Massen der beteiligten Eigenzustände ν_k ergibt, kann gegenüber dem Impuls des Neutrinos vernachlässigt werden:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_{eR} & \text{mit } E(\bar{\nu}_{eR}) &= 29.8 \text{ MeV} \\ \pi^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_{eR} & \text{mit } E(\bar{\nu}_{eR}) &= 69.8 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Nachzuweisen sind diese Zerfälle über den inversen β -Zerfall des Protons $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ im Szintillator. Damit besteht die volle Signatur solch seltener Pionzerfälle aus einem monoenergetischen Positron mit $E_{e^+} = E(\bar{\nu}_{eR}) - Q = E(\bar{\nu}_{eR}) - 1.8 \text{ MeV}$ in räumlicher und zeitlicher Koinzidenz mit dem verzögerten Einfang eines thermalisierten Neutrons.

Im Zusammenhang mit seltenen π^+ -Zerfällen ist auch eine Anomalie im Zeitspektrum der von KARMEN gemessenen CC- und NC-Reaktionen von ν 's aus dem μ^+ -Zerfall zu erwähnen [ARM95]. Die Abweichung der Zeitverteilung von einem exponentiellen Abklingen mit der Myonlebensdauer von $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ könnte ein Indiz für den Pionzerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + X$ in ein Myon und ein massives ($m_x = 33.9 \text{ MeV}$), neutrales und schwach wechselwirkendes Teilchen X sein. Je nach Lebensdauer von X wäre ein Verzweigungsverhältnis Γ_x/Γ bis hinab zu Werten von 10^{-16} mit der Zahl der diesem Zerfall zuzuordnenden Ereignisse verträglich. Der bisher beobachtete Effekt bedarf jedoch weiterer Messungen und der Bestätigung durch andere Experimente zur Verifizierung obiger Hypothese.

¹⁰Bei $\bar{\nu}_{eR}$ handelt es sich dann um den rechtshändigen Zustand des Majorana-Neutrinos $\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$.

Kapitel 5

Der KARMEN Detektor

Der Nachweis von Neutrinos mit Energien bis zu 50 MeV, wie sie bei ISIS produziert werden, erfordert aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte ($\sigma \approx 10^{-41} \text{cm}^2$) einen großvolumigen Neutrinodetektor. Um die trotz des großen Detektorvolumens seltenen Neutrinosignaturen¹ von Untergründereignissen zu separieren, ist neben guten Auflösungsfunktionen für die Messung von Energie, Zeit und Ort des Neutrinoereignisses auch eine effiziente Unterdrückung von Untergrund kosmischen wie strahlkorrelierten Ursprungs notwendig. Diese Anforderungen führten zum Bau eines 56 t schweren Szintillationskalorimeters als Zentraldetektor, der von mehreren Lagen aus aktivem Detektormaterial und passiven Abschirmungen umgeben ist.

Bereits für die Untersuchung ν -induzierter Prozesse, die im SM beschrieben werden, ist aufgrund der sehr kleinen Ereignisrate eine lange, mehrjährige Meßzeit notwendig. Dies gilt um so mehr für die Suche nach seltenen Prozessen wie ν -Oszillationen und leptonzahlverletzenden Zerfällen, da die Sensitivität bei guter Untergrundunterdrückung wesentlich von der zu erwartenden Ereigniszahl abhängt. Für die Komponenten und die Elektronik des KARMEN Detektors erfordert dies Langzeitstabilität sowie die Fähigkeit, Hardware-Veränderungen, die bei jahrelangem Meßbetrieb unvermeidbar sind, in der Detektorkalibration und -simulation ausreichend genau zu berücksichtigen.

Im folgenden soll auf die einzelnen Komponenten und deren Funktionsweise näher eingegangen werden. Gegen Ende des Kapitels wird ein schematischer Abriss der Detektorkalibration gegeben und das Prinzip der Rohdatenauswertung erläutert.

5.1 Zentraldetektor mit innerem Antizähler

Dem eigentlichen Nachweis von Neutrinos dient der Zentraldetektor, der einschließlich des inneren Antizählers aus einem quaderförmigen, 6 m hohen, 3.53 m langen und 3.20 m breiten Edeltank besteht, der mit 65000 l organischem Flüssigszintillator PPP gefüllt ist. Dieser Szintillator wurde am Forschungszentrum Karlsruhe speziell entwickelt und besteht aus 75 Vol.% Paraffinöl, 25 Vol.% Pseudocumol und 2g/l der Szintillatorsubstanz

¹Pro Meßtag ca. 2-3 nachgewiesene Neutrinoereignisse bei $6 \cdot 10^8$ Untergründereignissen

PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin). Er ist unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie auf eine hohe Lichtausbeute von 7.2 ± 2.1 Photonen pro keV deponierter Energie ($\cong 55\%$ Anthrazen) und auf eine große Abschwächlänge von $\Lambda = 5$ m bei einer Wellenlänge $\lambda = 425$ nm optimiert [EIT91],[EIT94a].

Der Szintillatortank ist durch eine optische Segmentierung aus dünnen, totalreflektierenden Doppelplexiglasplatten in 16 Spalten \times 32 Reihen = 512 Zentraldetektormodule und 96 innere Antizähler unterteilt (Abb.5.1) [DRE90]. Der Querschnitt eines so gebildeten

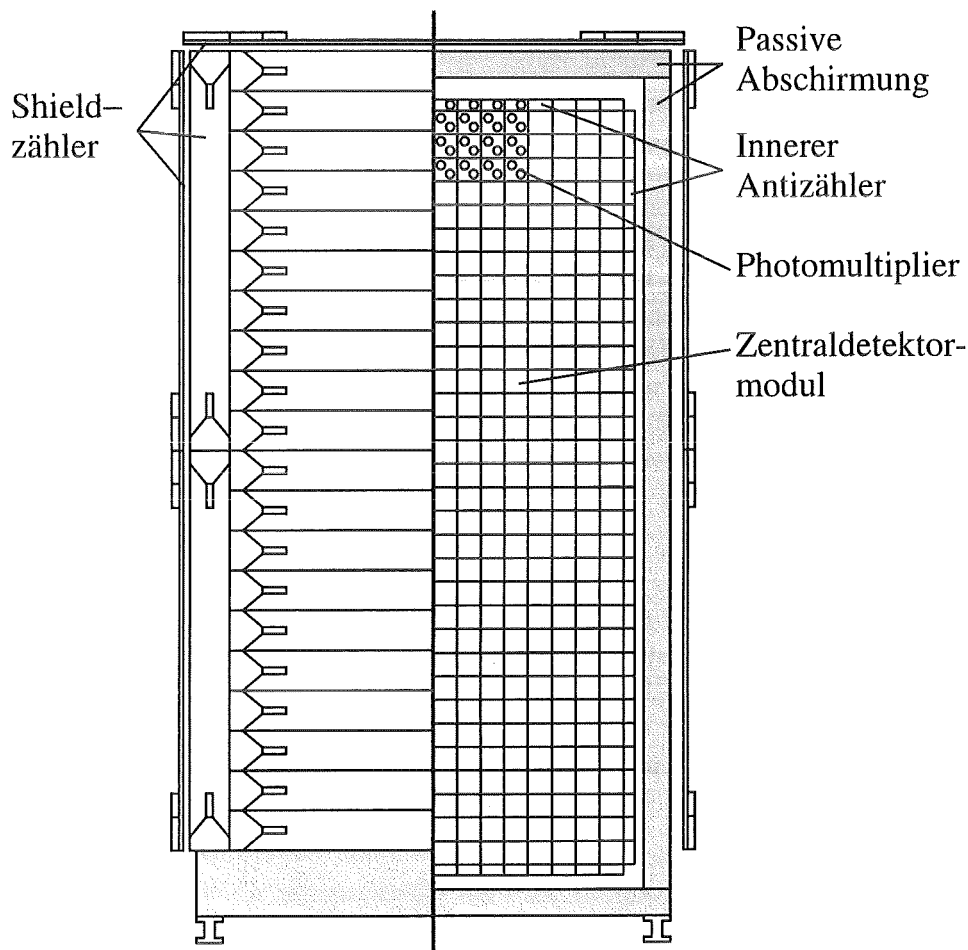


Abbildung 5.1: Frontsicht des KARMEN Detektors ohne Eisenblockhaus mit Zentraldetektormodulen und versch. Abschirmebenen

Zentraldetektormoduls beträgt $18.1 \times 17.7 \text{ cm}^2$. Alle Module des Zentraldetektors sowie die Antizählermodule (mit halber Querschnittsfläche) sind 3.53 m lang. Die Wände jedes Moduls bestehen aus zwei 1.5 mm dicken Plexiglasplatten, die an ihren Rändern so miteinander verklebt sind, daß zwischen ihnen ein kleiner Luftspalt verbleibt. Das in den Modulen erzeugte Szintillationslicht gelangt über Totalreflexion an diesem Luftspalt zu den Stirnflächen der Module, wo es von je zwei 3"-Photomultipliern (PM) des Typs VALVO XP 3462 ausgelesen wird. Die Antizählermodule besitzen aus geometrischen Gründen

nur einen PM pro Seite.

Die insgesamt 2048 PM sind in den Stirnwänden des Detektortanks eingelassen und durch eine Glasscheibe vom Szintillator getrennt. Die optische Ankopplung der PM-Röhren erfolgt über dünnflüssiges Paraffinöl, das in einem geschlossenen Kreislauf umgepumpt und gekühlt wird. Auf diese Weise wird die beim Betrieb der PM entstehende Wärme von 43 kJ je Röhre und Tag abgeführt und der Zentraldetektor auf einer konstanten Temperatur von $(18.2 \pm 0.5)^\circ\text{C}$ gehalten.

In den Luftspalt der Doppelplexiglassegmentierung ist zusätzlich ein homogen mit Gadoliniumoxid Gd_2O_3 beschichtetes Papier mit einer Flächenbelegung von 73.8 g Gd pro m^2 eingebracht (Abb.5.2). Dies entspricht etwa 0.1 Gewichts% der aktiven Detektormasse. Gadolinium ist wegen seines extrem hohen Wirkungsquerschnitts von $\sigma \approx 49000\text{barn}$

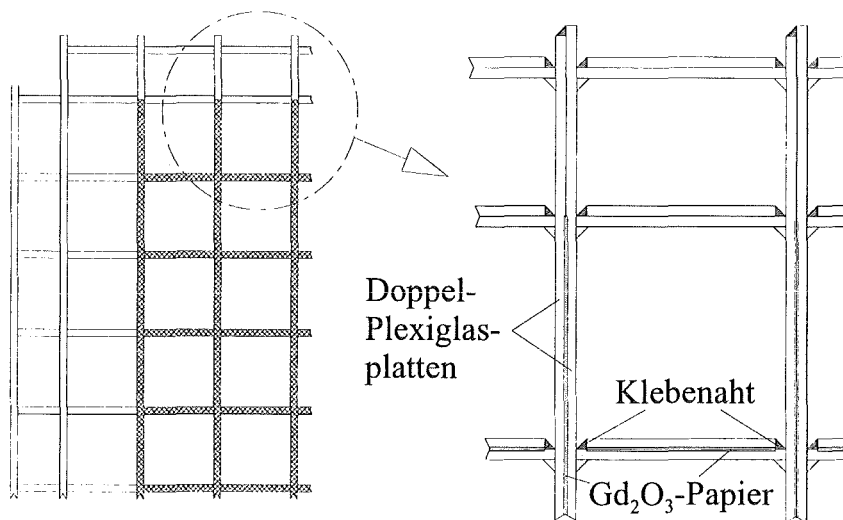


Abbildung 5.2: Ausschnitt der Doppelplexiglassegmentierung, mit Ausnahme der Randmodule und der Antizähler befindet sich in den Modulwänden zwischen den Plexiglasplatten mit Gd beschichtetes Papier

[MUG73] für den Einfang thermischer Neutronen besonders geeignet, die z.B. beim $\bar{\nu}_e$ -induzierten inversen β -Zerfall von freien Protonen des Szintillators entstehenden Neutronen nachzuweisen. Dieser Nachweis erfolgt durch im Mittel 3 γ -Quanten mit $\sum E_\gamma = 8\text{ MeV}$, die beim Neutroneinfang emittiert werden. In den Wänden der inneren Antizählermodule sowie der äußeren Lage der Segmentierung befindet sich allerdings kein Gd, um eine Erhöhung der Untergrundrate von Neutronen zu vermeiden, die aus Reaktionen von in den Detektorwänden gestoppten Myonen stammen und dann in den Zentraldetektor eindringen [DRE90a]. An beiden Stirnwänden der Module können über Glasfasern kurze Lichtpulse aus einem Laserkalibrationssystem in die Szintillatormodule geleitet werden [MAL93]. Dieses Lasersystem dient der Bestimmung des Zeitnullpunkts T_0 relativ zum ISIS-Puls [RAP95], der Messung von Differenzzeiten zwischen verschiedenen Modulen [WOL95] sowie der Bestimmung der Energie- und Zeitauflösung. Die Energieauflösung wurde individuell für jedes Modul mit dem Laser gemessen [DOD93] und mit Ergebnissen aus der Analyse von Energieverlustspektren kosmischer Myonen verglichen [WÖL92].

Beide Methoden kommen, im Mittel über alle Module, zu Werten von

$$\bar{R}_E = \frac{\bar{\sigma}_E}{E} = \frac{11.5\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}}[\text{DOD93}] \quad \text{bzw.} \quad \frac{13.4\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}}[\text{WÖL92}] \quad (5.1)$$

Neben dieser guten Energieauflösung trägt auch der hohe Anteil von 96.5 Vol.% des Gesamtdetektors an aktivem Szintillator zu einer sehr guten Energiemessung bei. So wird nahezu die gesamte Energie eines Ereignisses im Szintillator deponiert, in Licht umgewandelt und von den PM nachgewiesen.

Für eine detailliertere Beschreibung der Energie- und Ortsauflösung sei auf Kapitel 6 verwiesen.

5.2 Innere passive Abschirmung und äußerer Antizähler

Der Szintillatortank des Zentraldetektors mit seinen 2cm starken Wänden ist an allen 6 Seiten vollständig von 18cm dicken Eisenplatten umgeben. Diese innere Abschirmung verleiht dem Tank die mechanische Stabilität und schirmt den Detektor gegen im Eisenblockhaus erzeugte Untergrundstrahlung, vor allem gegen γ -Quanten der Bremsstrahlung von Zerfallspositronen kosmischer Myonen, ab.

Als äußerer aktiver Antizähler oder *Shieldzähler* umgibt den KARMEN Detektor eine dicht gepackte Lage von Antizählermodulen. Sie haben die Aufgabe, in den Detektor eindringende kosmische Myonen möglichst effizient zu erkennen, um mögliche myoninduzierte Reaktionen und deren Nachfolgeprozesse verwerfen zu können.

Dieses Vetosystem besteht aus 136 NE 110-Feststoffsintillatorplatten, 3cm stark, 30cm breit und 2.4 bis 3.1m lang, die so angeordnet sind, daß außer der Bodenplatte alle Detektorseiten lückenlos überdeckt sind [BOD88]. Das erzeugte Szintillationslicht wird an den Plattenenden durch Reflexion an einer Aluminiumfolie um 165° umgelenkt und über Lichtleiter zu je einem 2" Photomultiplier (Typ EMI 9813 KB) an beiden Enden geführt, die parallel zu den Platten an deren Oberseite angebracht sind. Diese Konstruktion erlaubt bei geringer Bauhöhe den Nachweis eindringender Myonen mit einer Leckrate von $< 1\%$. In Kombination mit den inneren Antizählern ist dieses Vetosystem in der Lage, $(99.79 \pm 0.01)\%$ der in den Detektor eindringenden kosmischen Myonen zu erkennen und somit zu verwerfen [SCH93].

5.3 Abschirmung und Eisenblockhaus

Der KARMEN Detektor befindet sich im südlichen Teil der ISIS-Experimentierhalle in einem mittleren Abstand von 17.6m vom Spallationstarget (Abb.2.1, Anordnung ISIS und KARMEN). Die biologische Abschirmung des Targets, bestehend aus einer mehrere Meter dicken Wand aus Eisen und Beton, erlaubt zwar den Aufenthalt in der Experimentierhalle während der Strahlzeit, das KARMEN Experiment benötigt aber einen um viele Größenordnungen niedrigeren Strahlungsuntergrund. Aus diesem Grund steht der KARMEN Detektor in einem 6000t schweren Eisenblockhaus, dessen Front- und Seitenwände

2m stark sind. Der Innenraum hat eine lichte Höhe von 7m und wird von einem 3m mächtigen Dach bedeckt. Auf der dem Target abgewandten Seite befindet sich eine auf Rädern verschiebbare Eisentür (1.5m stark, 600t schwer), durch die der Detektor in seine Meßposition innerhalb des Blockhauses gebracht wurde. Durch einen kleinen Spalt in dieser Tür werden auch die Signalkabel vom Detektor zum Elektronikturm geführt, der sich außerhalb des Blockhauses befindet.

Mit diesem Eisenbunker wird nicht nur strahlkorrelierter Untergrund vom KARMEN Detektor abgeschirmt, sondern auch fast vollständig die hadronische und elektromagnetische Komponente des kosmischen Strahlung. Lediglich der Anteil von Myonen, die im wesentlichen über Ionisationsprozesse ihre Energie abgeben, kann nur um 60% reduziert werden. Die noch verbleibenden Myonen, die mit einer Rate von 1.2kHz in den Detektor eindringen, müssen daher über das Vetozählersystem erkannt werden.

Bereits beim Testbetrieb des KARMEN Experiments unter Strahlbedingungen im Herbst 1988 zeigte es sich, daß die so konzipierte Abschirmung nicht ausreichte, um strahlkorrelierten Untergrund auf ein tolerables Maß zu reduzieren [DRE90a]. Deshalb wurden zur weiteren Reduzierung schneller und langsamer strahlkorrelierter Neutronen seither die folgenden Maßnahmen durchgeführt:

- Zur Verstärkung der dem Target zugewandten Bunkerwand wurde eine weitere 1.2m dicke Eisenwand vor das Blockhaus gestellt. Somit befinden sich jetzt einschließlich der Targetabschirmung 7.2m Eisen zwischen Target und Detektor.
- Ein Versorgungs- und Zugangstunnel unterhalb der Targetsüdseite wurde mit einer 1.2m dicken und 3m hohen Eisenwand ausgekleidet.
- Um speziell langsame strahlkorrelierte Neutronen abzuschirmen, die etwa 10–100 μ s nach dem ISIS Puls im KARMEN Detektor nachgewiesen wurden, brachte man 5cm starke Bor-Polyethylen-Platten an den vier Seitenwänden sowie der Decke zwischen Bunkerwand und äußerem Antizähler an. Nach der Thermalisierung der Neutronen in Polyethylen werden sie an Bor über die Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ eingefangen. Auf diese Weise konnte der Untergrund langsamer Neutronen um etwa einen Faktor 20 unterdrückt werden [EBE92].
- Nach der Verstärkung der Stirnwand des Neutrinobunkers auf eine Dicke von 3.20m war die Bunkerdecke an der Dachneigung mit 2m Dicke unter einem Winkel von 30° deutlich weniger massiv als andere Bunkerelemente in der Nähe des Targets. Deshalb wurden während der Neutrinoruns 67–69 (März bis April 1994) die Stufen an der Frontseite der Dachneigung mit weiteren 147t Eisen belegt. Im Moment werden darüberhinaus noch vor die 2 Bunkerseiten auf eine Länge von 4.50m jeweils 7.5m hohe und 0.6m dicke Eisenwände aufgestellt, um auch die Seitenwände im targetnahen Bereich weiter zu verstärken.

Die hier beschriebenen Abschirmmaßnahmen reduzierten die Rate nachgewiesener schneller strahlkorrelierter Neutronen auf einen Wert von $N_n = 0.5$ Neutronen pro Coulomb ([WEB95], Stand *run 72*). Dieser Neutronenfluß liegt immer noch etwa einen Faktor 10 über der zu erwartenden Ereignisrate der Neutrino-Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ innerhalb der ersten 500ns nach beam-on-target. Mit geeigneten Software-Schnitten ist eine

Untersuchung von Neutrinoreaktionen in diesem Zeitfenster aber dennoch möglich (siehe auch Kap.7).

Weitere Abschirmmaßnahmen werden jedoch aufgrund der Nähe des Neutrino bunkers zu benachbarten Experimenten zunehmend schwieriger.

5.4 Elektronik mit Triggersystem und Datenaufnahme

Für die eindeutige Identifikation neutrinoinduzierter Ereignisse im KARMEN Detektorsystem ist eine möglichst genaue Information der Energie, des Orts sowie der Zeit des Ereignisses relativ zum ISIS-Strahl notwendig. Um strahlkorrelierten Untergrund und Reaktionen kosmischen Ursprungs effizient zu unterdrücken, ist ebenfalls die Kenntnis der räumlichen wie zeitlichen Umgebung des potentiellen Neutrinoereignisses von großer Bedeutung. Die Auslese dieser Vielzahl an Informationen in Verbindung mit der hohen Rate an Primäreignissen von ca. 4000 Hz — die Energieschwelle für ein Ereignis im Zentraldetektor liegt derzeit bei etwa 1-2 MeV — würde ohne den Einsatz eines intelligenten Triggersystems und einer effizienten Datenauslese zu einer unakzeptabel hohen Totzeit durch Meßzeitverluste führen. Die Elektronik des KARMEN Detektors ist deshalb in drei Teile gegliedert:

- Die **Front End Elektronik** mit 192 ASTERIX²-Karten für die 512 Zentraldetektormodule, 96 Antizähler- und 136 Shieldmodule erzeugt aus den Pulsen der Photomultiplier der Module analoge Energie- und Zeitsignale sowie eine analoge Summenenergie und Multiplizität für die verschiedenen Detektorbereiche. Diese analogen Signale werden u.a. einer ersten Triggerebene zur Entscheidung zugeführt.
- Die **Triggerlogik** entscheidet innerhalb von 800ns, ob ein Ereignis für die Datenaufnahme akzeptiert wird. Jedes Ereignis erhält unabhängig von der Triggerentscheidung in einem Speicher (*data stack*) einen Eintrag mit seiner Zeit und einem Ereignismuster. Die Detektordaten werden mit den Zeitsignalen des ISIS-Beschleunigers verknüpft und die Triggerlogik, je nach zeitlicher Korrelation potentieller Neutrinodaten mit ISIS, modifiziert.
- Die **Datenaufnahme** wird von einem Auxiliary Crate Controller (ACC) gesteuert. Über den CAMAC-Bus werden die Informationen der ADC's, TDC's und des *data stack* am Ende der Strahlperiode ausgelesen, formatiert und an einer LSI 11/73 auf Magnetband oder Festplatte weggeschrieben.

Im folgenden sollen die verschiedenen Elemente der KARMEN-Elektronik vorgestellt werden. Für eine detailliertere Darstellung sei auf [KLE94] oder [WOC89] verwiesen.

5.4.1 Front End Elektronik

Die Signale A_u und A_d (Anode *upstream* bzw. *downstream*) jeweils zweier Photomultiplier am Ende eines Moduls werden noch am Detektor passiv addiert und dann über 75 Ω

²Analog Signal and Time Range Integrator and MultipleXer

Koaxialkabel auf die ASTERIX-Karten geführt. Da das Kabel der *upstream* Seite um 13m länger als das der *downstream* Seite ist, wird das *upstream*-Signal A_u um $T_{delay} = 53\text{ns}$ verzögert. Deshalb startet bei einer Koinzidenz immer A_d die Elektronik mit der Zeitmarke T_d . Überschreitet dann innerhalb eines Zeitraums von 190ns nach T_d auch das zweite Anodensignal A_u die Schwelle des *leading edge* Diskriminators ($T_u - T_d < 190\text{ns}$), so bleiben die beiden integrierten Ladungen als Energiesignale E_u und E_d gespeichert und ein Zeitsignal $T_{or} = T_d$ startet einen TDC. Die T_{or} aller Module, die bei einem Ereignis ansprechen, werden über eine Oder-Funktion miteinander verbunden. Das erste T_{or} -Signal definiert hierbei die Ereigniszeit und aktiviert die Triggerlogik. Diese stoppt nach 90ns die Relativzeitmessung der beteiligten Module durch ein gemeinsames Stoppsignal T_{ro} . Die jeweiligen Differenzzeiten $T_{rel} = T_{ro} - T_{or}$ legen somit die relativen Modulzeiten fest und erlauben eine zeitliche Ordnung der angesprochenen Module.

Aus den Differenzzeiten $dT = T_u - T_d - T_{delay}$ der Anodensignale A_u und A_d der jeweiligen Module läßt sich der Ereignisort entlang der Modulachse festlegen. Dies wird durch die Integration eines konstanten Stroms auf einen *Time-to-Amplitude-Converter* (TAC) realisiert.

Jede ASTERIX-Karte erzeugt auf diese Weise für jeweils 4 Module die individuellen Signale E_u , E_d , dT , T_{or} und T_{rel} . Daneben werden auch durch passive Addition analoge Signale der Summenenergie und der Modulmultiplizität für die Triggerlogik bereitgestellt.

Jeweils 16 ASTERIX-Karten befinden sich in einem Doppel-Europa-Rahmen (DECC) mit einem Analogtreiber, der die Summenenergie- und Multiplizitätssignale der einzelnen Karten aktiv addiert. Die gesamte Front End Elektronik besteht aus 12 DECC-Rahmen, 8 für den Zentraldetektor und 4 für die Anti- und Shieldzähler. Für das Erstellen der Summenenergie SE und der Multiplizität m des Zentraldetektors steht ein *SE-m-Compander* zur Verfügung, der die Signale der 8 Zentraldetektorrahmen aufaddiert. Über die entsprechenden Analogtreiber werden die anderen Energiesignale so aufsummiert, daß letztendlich für jede Detektorkomponente SE, AL, AR, AT, AB, (SummenEnergie Zentraldetektor, AntiLeft, -Right, -Top und -Bottom), SL, SR, ST, SU, SD (ShieldUpstream, -Downstream) ein Summenenergiesignal sowie das Multiplizitätssignal m des Zentraldetektors bereitsteht. Die Kombination dieser Signale dient im weiteren der Triggerlogik als Entscheidungsgrundlage.

Die individuellen Moduldaten E_u , E_d , dT , und T_{rel} werden in jedem der 12 DECC-Rahmen mittels eines *ADC-Interface* an einen 10-bit CAMAC-ADC übertragen. In ihm werden die 4 analogen Signale parallel konvertiert und um die zuvor gespeicherten Modulindividuellen Pedestal-Werte reduziert.

Da ein ADC für die Konversion von Signalen von bis zu $16 \times 4 = 64$ Modulen eingesetzt wird und die Konversionszeit pro Modul ca. $3.2\mu\text{s}$ beträgt, kann im Prinzip die Konversion, insbesondere für Ereignisse mit hoher Modulmultiplizität, zu großen Totzeiten führen. Um dies zu vermeiden wurde die Zuordnung von Detektormodulen zu einem ADC so vorgenommen, daß die zu verarbeitenden Module über den ganzen Detektor verteilt sind. Somit sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß ein ADC pro Ereignis die Daten mehrerer Module zu konvertieren hat. Darüberhinaus gilt für typische Neutrinoereignisse eine Multiplizität $m \leq 3$, sodaß für diese Ereignisklasse nur 3 oder weniger Konversionen über den gesamten Zentraldetektor und somit von 8 ADC's durchgeführt werden. Die Konversionstotzeit

ist in fast allen Fällen mit $5\mu\text{s}$ ($3.2\mu\text{s}$ zuzüglich einmalig $1.8\mu\text{s}$ für die Triggerentscheidung) minimiert. Jeder ADC hält die digitalisierten Moduldaten von bis zu 51 Modulen zwischengespeichert, ehe diese am Ende einer Strahlperiode ausgelesen werden.

Um den zuverlässigen Betrieb der Front End Elektronik über Jahre hinweg zu gewährleisten, wurde das Test- und Überwachungssystem SCEPTU³ erstellt. Mit SCEPTU können Testpulse verschiedener Höhe und Breite sowie variablem zeitlichen Abstand zwischen *upstream* und *downstream* Puls auf die Eingänge der ASTERIX-Karten gegeben werden. Auf diese Weise kann die Elektronik effizient und zuverlässig über einen großen dynamischen Bereich überprüft werden.

Mit einem gesonderten *Scalermultiplexer* kann darüberhinaus die Triggerrate der Einzelphotomultiplier überprüft werden. Dies dient der Kontrolle der Photomultiplier- und Moduleigenschaften, da ihre Veränderung zu einer abnormalen Triggerrate führt. Nach etwa 15 Minuten Meßzeit stehen die Zählraten von 1488 Kanälen mit einer Genauigkeit von 1% zur Verfügung.

5.4.2 Triggerlogik und Triggerprozessor

Die hohe Primärdatenrate erfordert eine schnelle und effiziente Triggerentscheidung, ob ein Ereignis zur Datenaufnahme gelangen soll oder verworfen wird. Außerdem wurde die Triggerlogik so entwickelt, daß sie flexibel ist und je nach Meßanforderung verschiedene Klassen von Ereignissen ausselektiert. Bei der Aufnahme normaler Neutrinodaten unterscheidet man 3 Klassen von Ereignissen:

1. Potentielle Neutrinoereignisse ('neutrals'), d.h. Ereignisse nur im Zentraldetektor mit Energien bis zu ca. 60MeV, die zeitlich korreliert zum ISIS-Strahl auftreten.
2. Im Zentraldetektor gestoppte kosmische Myonen ('SMU'). Diese Ereignisse sind von großer Bedeutung, da ihre Folgeprodukte eine wesentliche Untergrundquelle für Neutrinoreaktionen darstellen.
3. Durchgehende kosmische Myonen ('CalCos'), mit deren Signaturen die Energie- und Ortskalibration des Detektors durchgeführt wird. Als Eichmyonen werden nur solche Myonen akzeptiert, die den Detektor vertikal nur in einer Spalte ('VerCos') oder horizontal in nur einer Reihe ('HorCos') durchqueren.

Um die erforderliche geringe Totzeit für die Triggerentscheidung zu erreichen, ist die Triggerlogik in mehrere Stufen gegliedert, die in Abb. 5.3 schematisch dargestellt sind. In der untersten Triggerebene wird zunächst eine Modulkoinzidenz der Photomultiplier (PM) der *upstream* und *downstream* Seite gefordert. Durch diese Bedingung erzielt man eine Unterdrückung von PM-Rauschen und sehr niederenergetischen Ereignissen, bei denen das Szintillationslicht nur die PM's einer Seite erreicht. Die mittlere Triggerrate des Gesamtsystems reduziert sich dadurch auf ca. 3.7 kHz (Runs 40–80 mit 15 mV *front end* Schwellen).

³Software Controlled Event Pattern Test Unit

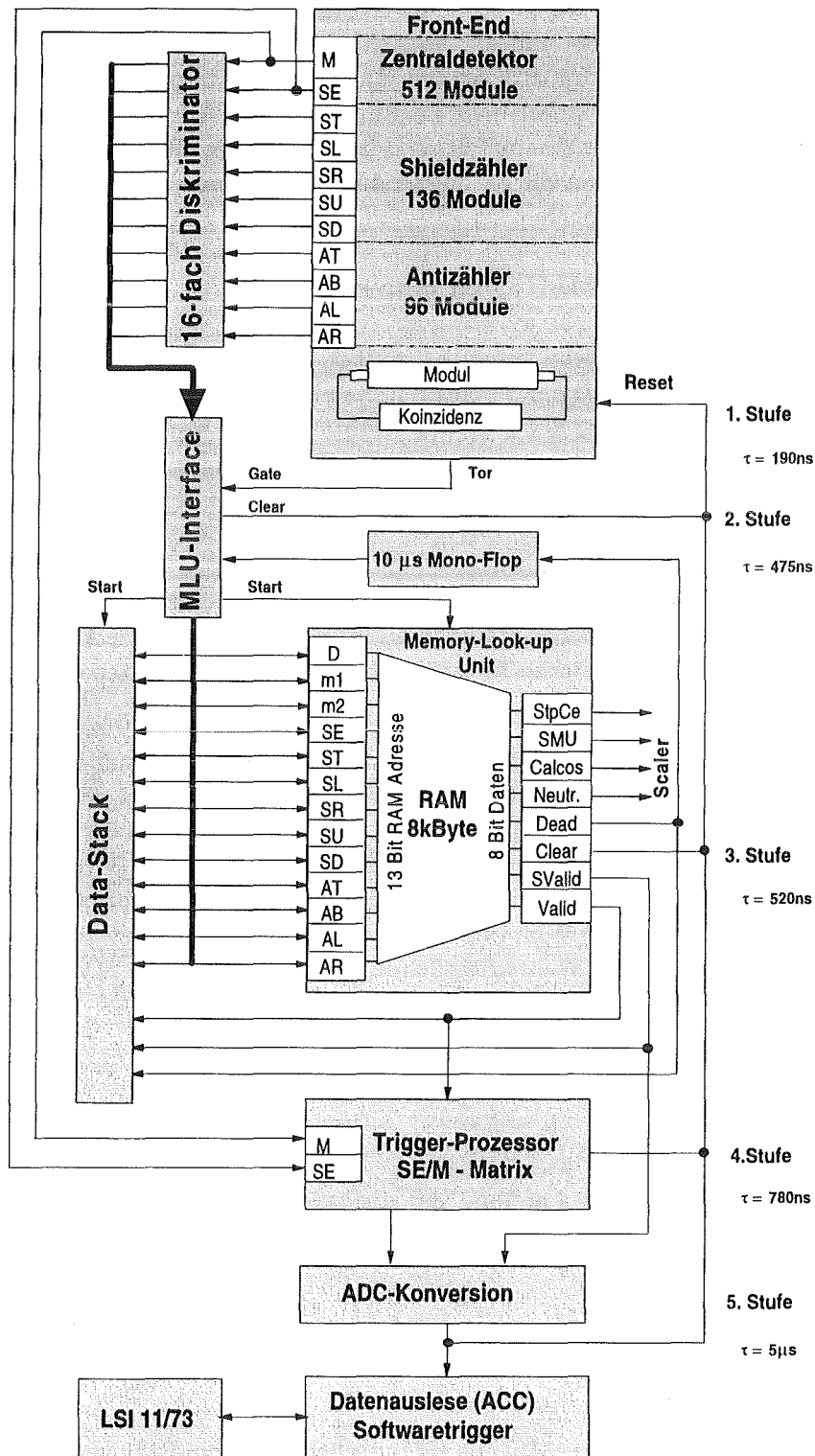


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Triggerlogik mit ihren verschiedenen Entscheidungsstufen und den entsprechenden Totzeiten

Die Ereignisse werden dann in der 2. Stufe des Triggers nach ihrer Topologie klassifiziert. Aus den Summenenergiesignalen und der Multiplizität der einzelnen Detektorkomponenten werden über einen programmierbaren CAMAC-Diskriminator logische Signale gebildet, die anzeigen, welches Detektorelement angesprochen hat. Alle entsprechenden Signale werden auf dem MLU-*interface* gesammelt und, falls mindestens ein Signal vom Diskriminator durchgeschaltet wurde, an die 3. Triggerstufe, die Memory-Look-Up-Unit (MLU) und den *data-stack*, weitergegeben.

Memory-Look-Up-Unit (MLU) und *data-stack*

Die Eingabe für die MLU besteht aus den logischen Signalen AL, AR, AT, AB der Antizähler und SL, SR, ST, SU, SD der Shieldzähler sowie der Summenenergie SE und zweier Multiplizitätssignale m1 und m2 des Zentraldetektors. Je nach Kombination der Eingangssignale setzt die MLU bestimmte Ausgangssignale. Diese Zuordnung kann frei programmiert und auf die MLU übertragen werden. So wird z.B. ein Ereignis als *neutral event* eingestuft, falls nur der Zentraldetektor, jedoch kein Anti- oder Shieldzähler anspricht. Für jedes Ereignis wird das Eingangsmuster zusammen mit der Entscheidung der MLU und der Ereigniszeit auf dem *data-stack* zwischengespeichert und am Ende der Strahlperiode ausgelesen. Diese *stack*-Daten erlauben aufgrund der lückenlosen Aufzeichnung eine effiziente Unterdrückung kosmischen Untergrunds in der 'off-line' Datenauswertung.

Neben einem *neutral event* akzeptiert die MLU eine weitere Klasse von Ereignissen, die Eichmyonen, als gültiges Ereignis (*valid event*). Bei Eichmyonen muß folgende Kombination von angesprochenen Detektorkomponenten vorliegen: ST, AT, SE, m1, AB (für 'VerCos') oder SL, AL, SE, m1, AR, SR (für 'HorCos'). Spricht nur der Zentraldetektor und eine Seite der Antizähler an, so wird das Ereignis als gestopptes Myon (SMU) eingestuft. Die MLU setzt dann ein Testbit, gibt das SMU an den Triggerprozessor weiter und verhindert über ein Totzeitbit (D-bit) für $10\mu\text{s}$, daß ein nachfolgendes neutrales Ereignis akzeptiert wird, das mit großer Wahrscheinlichkeit vom Myonzerfall im Detektor herrührt.

Wird ein Ereignis von der MLU als *valid event* eingestuft, wird es zur weiteren Entscheidung an die 4. Triggerebene, den Triggerprozessor, weitergegeben.

Triggerprozessor (Trip)

Der Triggerprozessor entscheidet anhand der digitalisierten Signale der Summenenergie und Multiplizität des Zentraldetektors, ob ein Ereignis verworfen oder mit einem einstellbaren Untersetzungsfaktor von $N = 1 \dots 4095$ akzeptiert wird.

In einer SE-m-Matrix können dazu die Werte von N für 64×32 Wertepaare (SE,m) gesetzt werden. Zwei verschiedene Matrizen sind im Trip gespeichert und werden über ein Triggerbit (TrB) ausgewählt.

Gilt $\text{TrB}=0$, wird die **Neutrino-Matrix** als Entscheidungsgrundlage genommen. Mit ihr selektiert der Triggerprozessor neutrinoähnliche Ereignisse mit $m < 14$ angesprochenen Zentraldetektormodulen und beliebiger Energie. Über eine zweite Matrix, die **CalCos-Matrix**, die bei $\text{TrB}=1$ aktiviert ist, werden horizontale und vertikale Kalibrationsmyonen ausgewählt.

Zur Auswahl der jeweiligen Matrix wird die Ereigniszeit relativ zum ISIS-Strahl benötigt (siehe Abb. 5.4). T_0 bezeichnet hier den Zeitpunkt, zu dem die ersten Neutrinos einer

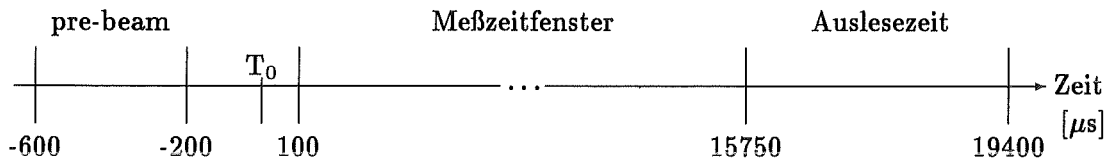


Abbildung 5.4: 20ms lange Strahlperiode mit Zeitmarken relativ zu T_0

Strahlperiode den KARMEN Detektor erreichen. Die Synchronisation der KARMEN Elektronik wird mit Hilfe des ISIS *extract request*-Signals realisiert, das die Extraktion des Proton-Doppelpulses aus dem Synchrotron aktiviert. Das *extract request*-Signal der jeweils vorhergehenden Strahlperiode startet die KARMEN Elektronik etwa $600\mu\text{s}$ vor T_0 . Bereits in einem $400\mu\text{s}$ langen *pre-beam* Zeitfenster werden *stack*-Daten aufgenommen, um die Vorgeschichte eines potentiellen Neutrinoereignisses analysieren zu können. Das eigentliche Neutrinoereignis tritt in einem nur wenige Mikrosekunden breiten Zeitfenster um T_0 auf. Deshalb beginnt die eigentliche Meßzeit mit der Aktivierung der Triggermatrix (durch $\text{TrB}=0$) $200\mu\text{s}$ vor T_0 . Erfüllt ein neutrales Ereignis innerhalb der nächsten $300\mu\text{s}$ bis $T = T_0 + 100\mu\text{s}$ die Triggerbedingungen, so bleibt die Neutrino-Matrix für den Rest der Strahlperiode maßgebend, um Folgeereignisse einer potentiellen Neutrinoereaktion aufzunehmen. Wird im Zeitfenster um T_0 jedoch kein solches Ereignis registriert, so wird ab $T = T_0 + 100\mu\text{s}$ über $\text{TrB}=1$ die Selektion von durchgehenden Myonen aktiviert, die für Eichzwecke bis zum Ende der Strahlperiode aufgenommen werden. Die für die Kalibration benötigten Daten werden somit ebenfalls kontinuierlich während eines Neutrino-Meßzyklus aufgezeichnet und gewährleisten dadurch eine ständige Aktualisierung der Detektoreichung.

Um auch neutrinoinduzierte Koinzidenzen mit Koinzidenzzeiten auf der ms-Skala (^{12}N -Zerfall mit $\tau = 15.9\text{ms}$) mit hoher Effizienz nachweisen zu können, kann über den ACC auch die nachfolgende Strahlperiode mit fester Neutrino-Matrix für die Aufnahme neutraler Ereignisse betrieben werden (*enable 2. period*). Dies ist der Fall, wenn ein neutrales Ereignis im Zeitfenster von $-200\mu\text{s}$ bis $50\mu\text{s}$ um T_0 stattfindet.

5.4.3 Datenauslese

Am Ende der Strahlperiode, 15.75ms nach T_0 , beginnt die Auslese der Daten durch den ACC. Mit Hilfe des ACC werden mit den ausgelesenen Daten Spektren von Zählraten, Modulenergien, Multiplizitätsverteilungen und weiteren Parametern erstellt, die eine kontinuierliche Kontrolle des Experiments on-line an der LSI ermöglichen. Außerdem können im ACC weitere Schnitte angewandt werden, bevor die Daten in 8kByte großen Blöcken an die LSI übertragen werden. So akzeptiert der ACC nur Eichmyonen, wenn die oberen und unteren Antizähler in der gleichen Spalte ('VerCos') oder die linken und rechten Antizähler in der gleichen oder benachbarten Reihe ('HorCos') Ansprechere haben.

Die Rate der weggeschriebenen Daten betrug bis zu Run 80 (Februar 1995) etwa 9 Stunden für ein Datenfile von 150MByte Größe.

5.5 Detektorkalibration und Auswertung der Rohdaten

Eine Auswertung der mit dem KARMEN Detektor aufgenommenen Daten ist nur dann möglich, wenn die digitalisierten Signale der Modulenergien E_{up} und E_{down} , der Differenzzeit dT der PM's an den Stirnseiten, der Ereigniszeit T_{or} sowie der Relativzeiten T_{rel} der beteiligten Module in physikalisch aussagefähige Größen überführt werden können. Dazu dient die Detektorkalibration, mit deren Hilfe aus den Rohdaten eines Ereignisses die deponierte Energie [MeV], der Ereignisort [cm] entlang der Modulachse sowie die Ereigniszeit [ns] relativ zum Auftreffen des Protonenpulses auf das ISIS Target bestimmt werden.

Die Kalibration berücksichtigt dabei die Module auf einer individuellen Basis, um Abweichungen von Mittelwerten, die trotz des möglichst gleichen Aufbaus der Detektorkomponenten und der Elektronikkonfiguration auftreten, zu korrigieren. Da die zur Kalibration notwendigen Daten in den Pausen zwischen den Protonenpulsen kontinuierlich aufgezeichnet werden, wird garantiert, daß zeitliche Veränderungen des Detektorverhaltens in die Kalibration eingehen. Diese ständige Aktualisierung ermöglicht erst, über Jahre Meßdaten mit gleich guter Qualität aufzunehmen.

Im weiteren wird hier nur schematisiert auf das Prinzip der Kalibration eingegangen, für detailliertere Darstellungen sei auf [WOL95] verwiesen.

5.5.1 Kalibration der Ereigniszeit

Die Protonen des ISIS Beschleunigers haben eine Doppelpulsstruktur mit zwei 100ns breiten parabelförmigen Pulsen im Abstand von 325 ns. Für die Untersuchung von Signaturen, die von Neutrinos aus dem π^+ -Zerfall induziert werden ($\tau_{\pi^+} = 26$ ns), ist eine Zeitinformation auf der Nanosekundenebene erforderlich, wenn man die ISIS-Zeitstruktur detailliert ausnutzen möchte. Dies gilt in besonderer Weise für die Suche nach $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen und nach seltenen π^+ -Zerfällen.

Eine direkte Zeitmessung der Protonen, wie sie auf das Target treffen, etwa über dabei entstehende γ -Quanten, ist wegen der effizienten Abschirmung des KARMEN Detektors nicht möglich. Deshalb wird für die Synchronisation der KARMEN Ereigniszeiten mit der ISIS Strahlstruktur ein weiteres Zeitsignal benutzt. Dazu befindet sich 9.25m vor dem Haupttarget ein Monitor im Strahlrohr, der das zeitliche Profil der Doppelpulse über die Influenz an seinen Kondensatorwänden analog abbildet. Dieses wird dann in einem Transientenrecorder in 10ns-Schritten digitalisiert (*beam profile monitor* BPM). Überschreitet das Strahlprofil einen *leading edge* Diskriminator, so wird das Zeitsignal T_{BPM} in einem TDC registriert und das Strahlprofil ausgelesen.

Die Zeiten T_{or}^E aller Ereignisse im KARMEN Detektor werden auf einem *wide range* TDC mit 1ns Auflösung aufgezeichnet. Außerdem wird die Zeit des 1. Ereignisses, $T_{or}^{1,E}$, auch in einem 2. TDC gemeinsam mit T_{BPM} registriert, wodurch eine Verknüpfung von T_{BPM}

mit allen T_{or}^E erzielt wird. Die Zeit eines Ereignisses relativ zum erstmöglichen Eintreffen⁴ eines Neutrinos im KARMEN Detektor, T_0 , ist somit gegeben durch:

$$T_{ISIS}^E = T_{or}^E - T_0 = T_{or}^E - (T_{BPM} + \Delta T_0) \quad (5.2)$$

Um die Zeit T_0 zu erhalten, muß T_{BPM} korrigiert werden um die Differenzzeit

$$\Delta T_0 = T_{BPM-Target-KARMEN}^{p,\nu} + T_{Modul-TDC}^{Elektr.} - T_{BPM-TDC}^{Elektr.} \quad (5.3)$$

$$= T_{BPM-Target-KARMEN}^{p,\nu} + \Delta T_{Modul-BPM} \quad (5.4)$$

die sich einerseits aus der Flugzeit der Protonen vom BPM zum Target bzw. der ν 's vom Target zum Modul $T_{BPM-Target-KARMEN}^{p,\nu}$ sowie aus der Verzögerung $T_{Modul-TDC}^{Elektr.}$ der Kabellängen sowie der Elektronik ergeben. Hierbei kann die Flugzeit über die gegebenen Distanzen zu $T_{BPM-Target-KARMEN}^{p,\nu} = 90.0 \pm 0.7ns$ berechnet werden⁵.

Auch das Signal T_{BPM} wird entsprechend um $T_{BPM-TDC}^{Elektr.}$ verzögert, wobei auch *walk*-Effekte des BPM-Diskriminators eingehen. Die zu bestimmende Differenzzeit $\Delta T_{Modul-BPM}$ wird durch zwei unabhängige Verfahren ermittelt:

1. Bestimmung von $\Delta T_{Modul-BPM}$ mit dem Lasersystem

Bei dieser Methode wird ein Čerenkov-Zähler benutzt, der sich in einem 12.3m vor dem *beam profile*-Monitor liegenden Zwischentarget befindet, das zur Erzeugung von Myonen dient. Dieser Zähler detektiert am Zwischentarget entstehende γ -Strahlung. Die Aufnahme beider Zeitsignale T_{BPM} und T_C erlaubt unter Berücksichtigung der Protonenlaufzeit vom Zwischentarget zum BPM, die Differenz

$$\Delta T_{BPM-C} = T_{BPM-TDC}^{Elektr.} - T_{C-TDC}^{Elektr.} \quad (5.5)$$

zu bestimmen. In einer speziellen Eichmessung werden mit Laserpulsen durch identische, gleich lange Lichtleiter gleichzeitig der Čerenkov-Zähler und ein KARMEN-Referenzmodul beleuchtet. Beide Zeitsignale werden wiederum im TDC aufgenommen, woraus sich

$$\Delta T_{Laser-C} = T_{Modul-TDC}^{Elektr.} - T_{C-TDC}^{Elektr.} \quad (5.6)$$

ergibt. Da die Elektronikkonfiguration in beiden Messungen die gleiche ist, folgt hieraus

$$\Delta T_{Modul-BPM} = T_{Modul-TDC}^{Elektr.} - T_{BPM-TDC}^{Elektr.} \quad (5.7)$$

$$= \Delta T_{Laser-C} - \Delta T_{BPM-C} \quad (5.8)$$

Tabelle 5.1 zeigt die gemessenen Differenzzeiten bei versch. Meßzyklen [WOL95]. Der Fehler der Meßwerte beträgt $\pm 2ns$.

2. Direkte Messung der Verzögerungszeiten

In einem zweiten Verfahren werden die Verzögerungszeiten aller Kabel und elektronischen Elemente analog vermessen. Die Ansprechzeit der KARMEN Elektronik, von

⁴Die aktuelle Lage des Ereignisses im Detektor führt zu einer weiteren, nur durch die Geometrie definierten, Flugzeitkorrektur.

⁵für Protonen mit einer kinetischen Energie von 800MeV

Runs	$\Delta T_{Modul-BPM}$	ΔT_0
16-23	66.3	156.3
26-37	71.3	161.3
40-44	134.8	224.8
46	145.0	235.0
48-72	134.7	224.7
75-80	166.4	256.4

Tabelle 5.1: Mit Hilfe der Laser-Methode bestimmte Korrekturzeiten

$$\Delta T_0 = T_{BPM-Target-KARMEN}^{p,\nu} + \Delta T_{Modul-BPM}$$

den PM's mit ihren Transferzeiten über die ASTERIX-Karten bis hin zum TDC, wird mit Laserpulsen und einem variablen Pulser bestimmt [RAP95]. Die hieraus ermittelten Werte sind

$$\begin{aligned} T_{BPM-TDC}^{Elektr.} &= 819.2 \pm 1.4 \text{ ns} \\ T_{Modul-TDC}^{Elektr.} &= 951.7 \pm 0.6 \text{ ns} \\ \Delta T_0 &= T_{BPM-Target-KARMEN}^{p,\nu} + T_{BPM-TDC}^{Elektr.} - T_{Modul-TDC}^{Elektr.} \quad (5.9) \\ &= 222.5 \pm 1.6 \text{ (stat.)} \pm 2.5 \text{ (syst.) ns} \quad (5.10) \end{aligned}$$

Die Messungen wurden für die Elektronikkonfiguration der Runs 48–72 durchgeführt.

Beide Differenzzeitbestimmungen liefern innerhalb der kleinen Fehler einen übereinstimmenden Wert (vgl. Tab. 5.1 mit Glg. 5.10). Die Synchronisation von KARMEN-Ereigniszeiten mit den ISIS-Neutrinopulsen ist mit einer Genauigkeit von $\pm 2.5\text{ns}$ in zwei unabhängigen Meßverfahren bestimmt. Dies ermöglicht die Benutzung der genauen Zeitstruktur der ISIS-Quelle für die Auswertung der KARMEN Daten.

5.5.2 Energie- und Ortskalibration

Für die Festlegung der Energie und des Ortes eines Ereignisses durch die Kalibration werden Eichmyonen verwendet. Dies sind kosmische Myonen, die den Detektor senkrecht zur Achse der Zentraldetektormodule durchqueren. Ihr Energiesignal pro Modul $E^m = E_u^m + E_d^m$ ist größer als 100 ADC-Kanäle, was einer Energie von etwa 10MeV pro Modul entspricht. Die Signalgröße minimiert Effekte des Amplitudenwalks an den *leading edge* Diskriminatoren.

Der Ort entlang der Modulachse (x-Achse) wird durch die Differenzzeit dT festgelegt. Für Eichmyonen, deren Spuren über den ganzen Detektor verteilt sind, ergibt sich nahezu ein Rechteckspektrum, dessen Flanken den Modulenden entsprechen (linke Flanke $\hat{=}$ *upstream* $\hat{=}$ $x=-175\text{cm}$; rechte Flanke $\hat{=}$ *downstream* $\hat{=}$ $x=+175\text{cm}$). Aus dem dT-Wert in Kanälen eines Ereignisses kann dann durch lineare Interpolation zwischen den so definierten Modulenden der Modulort x in cm bestimmt werde.

Für Ereignisse mit kleinen Modulenergien ist der Amplitudenwalk nicht zu vernachlässigen. Er führt zur Verschiebung des Ereignisortes zum dem Ereignis nahen Modulende. Dieser Effekt wird in einer zweiten Kalibrationsstufe korrigiert, in der das Verhältnis zwischen Signalamplitude und individueller Modulschwelle benutzt wird.

Die Energiesignale E_u^m und E_d^m sind prinzipiell proportional der deponierten Energie in einem Modul. Zu beachten ist allerdings, daß durch Reflexionsverluste an den Wänden und Abschwächung im Szintillator abhängig vom Entstehungsort im Extremfall (fernes Ende) nur 30% des ursprünglich erzeugten Szintillationslichts die PM an den Stirnflächen des Moduls erreicht. Das nachgewiesene Signal pro MeV deponierter Energie ist damit stark abhängig vom Ereignisort. Um dies zu berücksichtigen, wird die Lichtausbeute als Funktion des Ereignisortes bestimmt.

Für je 12.5cm breite Intervalle entlang der Modulachse werden Energiespektren der Eichmyonen aufgenommen und der Kanal der wahrscheinlichsten Energiedeposition, d.h. das Maximum der Landauverteilung, bestimmt. Die Ortsabhängigkeit dieses Wertes wird für jedes Modul mit Polynomen 4. Grades parametrisiert, was zu je 2 Lichtausbeutekurven (*upstream* und *downstream*) führt (siehe auch Abb. 6.2a).

Die diesen Werten entsprechende Energie ergibt sich aus der Landautheorie für minimal ionisierende Myonen. Berücksichtigt man die Modulgeometrie sowie die Spurlängenverteilung der Myonen, so ergibt sich ein Wert von

$$E_L = 31.0 \pm 0.6 \text{ MeV} \quad (5.11)$$

als wahrscheinlichste Energiedeposition in einem Zentraldetektormodul. Der Fehler von E_L beinhaltet die Unsicherheiten sowohl der Bestimmung des Landau-Maximums wie auch der Spurlängenverteilung und der aus einer MC Simulation bestimmten Energiedeposition. Der Vergleich des Energiespektrums von Elektronen bzw. Positronen aus dem Zerfall gestoppter Myonen $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ mit dem einer entsprechenden MC Simulation mit GEANT 3.21 ist ein sensitiver Test der Energiekalibration. Innerhalb des Fehlers von E_L bestätigt dieser Vergleich die Landauenergie (siehe Kap. 6.4.1), wie sie für die Kalibration verwendet wird.

Ist für jedes der N an einem Ereignis beteiligten Module die Modulenergie $E^m = E_u^m + E_d^m$ und der Ort \vec{x}^m ($x^m \hat{=}$ Modulachse, $y^m \hat{=}$ Modulspalte, $z^m \hat{=}$ Modulreihe) kalibriert, so ergibt sich die Ereignisenergie sowie der Ereignisort als Energie-gewichteter Schwerpunkt:

$$E_{sum} = \sum_{m=1}^N E^m \quad ; \quad \vec{x} = \frac{\sum_{m=1}^N \vec{x}^m E^m}{E_{sum}} \quad (5.12)$$

5.5.3 Auswertung der Rohdaten

Die dieser Arbeit zu Grunde liegenden Rohdaten wurden im Zeitraum von Juli 1990 bis Februar 1995 aufgenommen. Die Strahlzeiten am ISIS-Beschleuniger gliedern sich in Perioden von ca. 4–6 Wochen. Die mit KARMEN aufgenommenen Rohdaten folgen im wesentlichen dieser Unterteilung in Meßzyklen (*Runs*). Jeder Run ist in bis zu 99 *files* mit einem jeweiligen Datensatz von ca. 154 MByte unterteilt. Die ausgewerteten Daten umfassen die Runs 16–80 und summieren sich zu einer Rohdatenmenge von etwa 290 GByte.

Runs	Meßzeitraum	Target	E_{Proton} [MeV]	Ladung [C]
16–23	Juli 90 – Feb. 91	U	750	561.10
26–35	Apr. 91 – Okt. 91	U	800	624.04
36–40	Okt. 91 – Mai 92	Ta	800	704.47
41–42	Mai 92 – Juli 92	U	800	346.90
44–80	Sep. 92 – Feb. 95	Ta	800	5085.16
16–80	Juli 90 – Feb. 95	–	–	7321.67

Tabelle 5.2: Übersicht über die ausgewerteten Meßzyklen, die verwendeten ISIS-Targetmaterialien, die Protonenenergie und die akkumulierte Protonenladung.

Die Auswertung dieser Rohdaten gliedert sich in 3 Reduktionsschritte mit zunehmend strengeren Auswertekriterien:

1. Vorreduktion:

Als Basis der Auswertung dient das FORTRAN Programmpaket *REDUCE_KARMEN_DATA* [PLI95]. Mit dieser Routine wird ein reduzierter Datensatz mit gleicher Datenstruktur angelegt. In den neu erstellten Datensatz werden nur Strahlperioden aufgenommen, bei denen ein neutrales Ereignis mit $E_{vis} > 3.5\text{MeV}$ in einem Intervall von $-200 \leq T_{or} - T_0 \leq +100\mu\text{s}$ um den ISIS-Neutrinoimpuls aufgezeichnet wurde. Lediglich wenn es sich um eine *second beam period* handelt, bei der die zuvor aufgezeichnete Periode obige Bedingung erfüllt, wird diese 2. Strahlperiode ohne weitere Einschränkung akzeptiert. Mit diesen Kriterien wird die Rohdatenmenge auf 6% der ursprünglichen Größe reduziert und kann auf 8 DATs (Digital Audio Tapes) gespeichert werden.

2. Erstellen von N-Tupeln:

Der in der Vorreduktion erstellte Datensatz wird erneut mit *REDUCE_KARMEN_DATA* ausgewertet. In diesem zweiten Schritt werden die Informationen von Einzelereignissen (*single prong events*) oder Sequenzen von 2 Ereignissen in Form von N-Tupeln [BRU93] zusammengefaßt und bei Erfüllung der Reduktionskriterien gespeichert. Zu einem Ereignis in solchen N-Tupeln gehören auch Informationen über den Status der Strahlperiode sowie der räumlichen und zeitlichen Umgebung des Ereignisses (*data stack*, SMU). Die Struktur der N-Tupel erlaubt eine variable Auswertung der Ereignisse sowie das schnelle Anlegen von Spektren mit entsprechenden Auswahlkriterien.

Aufgrund der engeren Schnitte dieser Reduktion beinhalten die N-Tupel je nach Auswertung 20000 bis 100000 Ereignisse bzw. Ereignispaare. Der hierfür benötigte Speicherplatz beträgt etwa 10–30 MByte.

3. Reduktion mit endgültigen Schnitten:

In einem letzten Reduktionsschritt werden auf der Basis der N-Tupel mit endgültigen Auswahlkriterien Ereignisse reduziert, die aufgrund ihrer Signatur Kandidaten für

Neutrino-Oszillationen oder seltene Myon- bzw. Pion-Zerfälle sind. Sie werden dann mit statistischen Verfahren wie der *maximum likelihood* Methode untersucht. Die Zahl solcher reduzierter Kandidaten beläuft sich je nach untersuchter Reaktion auf 50 bis 300 Ereignisse.

5.5.4 Das *maximum likelihood* Verfahren

Das *maximum likelihood* Verfahren ist eine der effizientesten statistischen Methoden, Abschätzungen und damit Kenntnisse von unbekanntem Parametern r_i , $i = 1 \dots n$ zu erlangen, wenn die Größen $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ von N unabhängigen Ereignissen gemessen werden [CRA58]. Seine Aussagekraft bezieht dieses Verfahren u.a. dadurch, daß die gemessenen Ereignisgrößen direkt, d.h. ohne vorheriges Zusammenfassen in Histogrammen wie bei einem χ^2 -Test, mit der experimentellen Auflösung und in ihrer vollen Korrelation für das einzelne Ereignis benutzt werden können.

Für jedes Ereignis k kann eine Wahrscheinlichkeit angegeben werden als

$$L_k(r) = f(\alpha_k, \beta_k, \gamma_k, \dots; r_1, \dots, r_n) \quad (5.13)$$

mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion f , für deren Integration über alle Meßwerte $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ sowie für alle Parameterkombinationen (r_1, \dots, r_n) gelten muß

$$\int_{\alpha} \int_{\beta} \int_{\gamma} \dots f(\alpha, \beta, \gamma, \dots; r_1, \dots, r_n) d\alpha d\beta d\gamma \dots = 1 \quad (5.14)$$

Die Wahrscheinlichkeit L , eine bestimmte Verteilung von N Ereignissen zu erhalten, ist das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten

$$L(r_1, \dots, r_n) = \prod_{k=1}^N L_k = \prod_{k=1}^N f(\alpha_k \dots; r_1 \dots) \quad (5.15)$$

Die unbekanntem Parameter r_i werden nun so variiert, daß $L(r_1, \dots, r_n)$ maximal wird, d.h. es wird die Parameterkombination (r_1, \dots, r_n) gesucht, für die die Wahrscheinlichkeit der gemessenen Ereignisverteilung maximal wird. Voraussetzung dieser Optimierung ist, daß die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion f in Abhängigkeit der zu optimierenden Parameter r_i bekannt ist. Im weiteren soll anhand eines konkreteren Beispiels die Vorgehensweise erläutert werden.

Aus N gemessenen Ereignissen soll der Anteil $S/N = r$ von Ereignissen eines Signals über einem Untergrund $(N - S)/N = B/N = (1 - r)$ bestimmt werden. Meßgrößen seien die Energie E_k , Ereigniszeit t_k und -Ort x_k . Für Signal wie Untergrund seien die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $s(E, t, x)$ bzw. $b(E, t, x)$ bekannt. Die Wahrscheinlichkeit, daß in den N gemessenen Ereignissen S Signalereignisse enthalten sind, ist dann

$$L(r) = \prod_{k=1}^N \left[r \cdot s(E_k, t_k, x_k) + (1 - r) \cdot b(E_k, t_k, x_k) \right] \quad (5.16)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichten s und b sind dabei in den entsprechend der Auswertung festgelegten Wertebereichen von E, t, x zu normieren.

Statt $L(r)$ zu optimieren, ist es oftmals einfacher, den negativen Logarithmus der *Likelihood*-Funktion zu minimieren

$$lhd(r) = -\ln L(r) = -\sum_{k=1}^N \ln L_k(r) \quad (5.17)$$

In Abb. 5.5 ist eine solche logarithmische *Likelihood*-Funktion dargestellt. Aus ihr werden

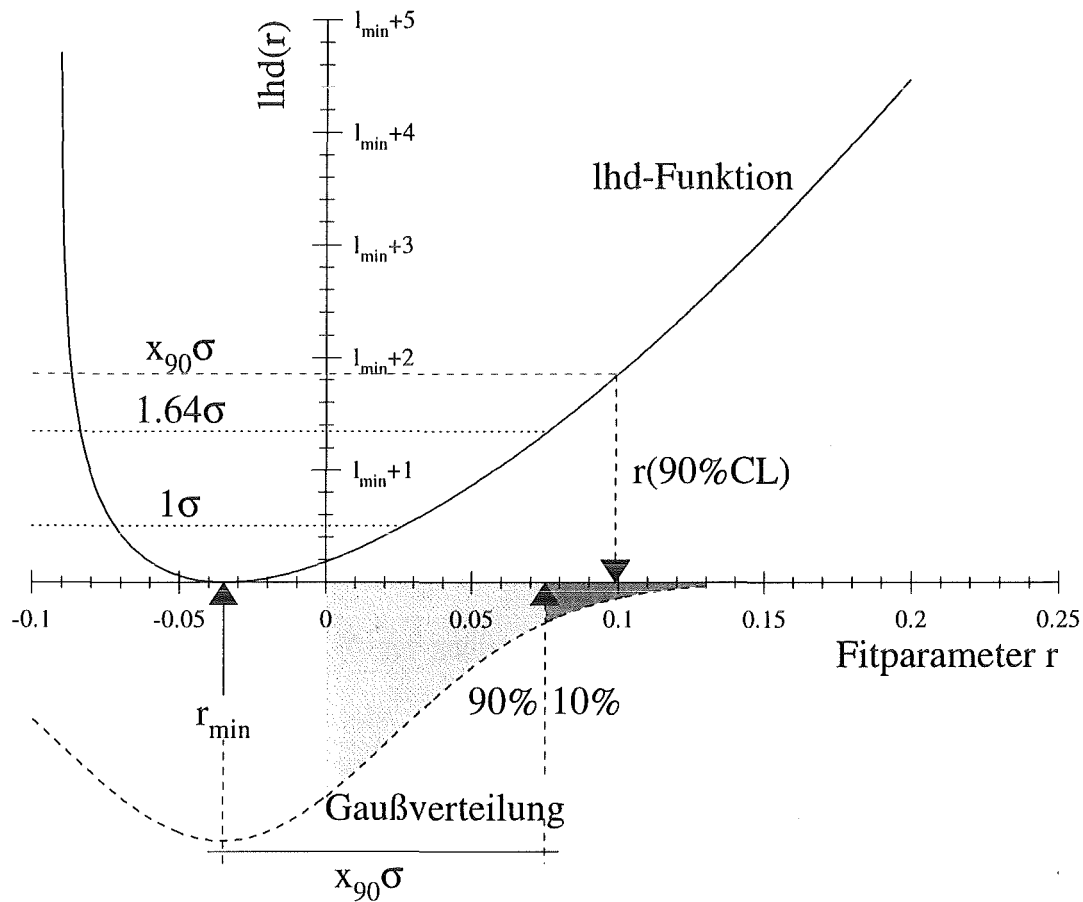


Abbildung 5.5: *Likelihood*-Funktion mit schematischer Extraktion einer 90% *CL* - Obergrenze für r nach Renormalisierung

nun Aussagen über den Parameter r abgeleitet. Um den wahrscheinlichsten Wert r_{min} mit $\frac{\partial lhd}{\partial r} = 0$ ⁶ kann die *lhd*-Funktion von einer Parabel angenähert werden:

$$lhd(r - r_{min}) = l_{min} + \frac{1}{2} \cdot \frac{(r - r_{min})^2}{\sigma^2} + \dots \quad (5.18)$$

Da $L(r) = \exp(-lhd(r))$ können analog zu einer Gaußschen Normalverteilung Intervalle $[r_*, r^*]$ mit der entsprechenden Wahrscheinlichkeit abgeleitet werden, daß der gesuchte Parameter \tilde{r} in ihnen enthalten ist. Die in der letzten Zeile der Tab. 5.3 gezeigte Relation

⁶In ungünstigen Fällen erreicht die *lhd*-Funktion innerhalb des Fitbereichs kein echtes Minimum. Dann kann das Minimum evtl. über eine Extrapolation bestimmt werden. Im folgenden wird ein solcher Fall jedoch nicht behandelt.

Intervall $[r_*, r^*]$	Wahrsch.keit $P(r \in [r_*, r^*])$	$lhd(r_*) = lhd(r^*)$
$r_{min} \pm \sigma$	68.3%	$l_{min} + 0.5$
$r_{min} \pm 1.64 \cdot \sigma$	90.0%	$l_{min} + 1.35$
$r_{min} \pm x \cdot \sigma$	P aus Normalvertlg.	$l_{min} + \frac{1}{2}x^2$

Tabelle 5.3: Intervalle des Fitparameters r um r_{min} mit Wahrscheinlichkeitsinhalt und lhd-Funktionswert der Intervallgrenzen

zwischen den Intervallgrenzen $r_{min} \pm x \cdot \sigma$ und den dazugehörigen Werten der lhd-Funktion $l_{min} + x^2/2$ gilt selbst für nicht parabelförmige lhd-Funktionen (wie z.B. in Abb. 5.5). Jede lhd-Funktion kann nämlich in eine parabolische Form transformiert werden, wobei der Parameter r der gleichen Transformation unterliegt. Somit bleibt die obige Relation erhalten [EAD71]⁷. Die ermittelten Intervalle sind offensichtlich nicht mehr symmetrisch bezüglich r_{min} . Auch gilt nicht mehr zwingend, daß es keine kleineren Intervalle gleicher Wahrscheinlichkeit $P(r \in [r_*, r^*])$ gibt.

Ist das Fitresultat r_{min} mit Null verträglich ($r = 0 \in [r_{min} - \sigma, r_{min} + \sigma]$), d.h. wird im hier dargelegten Beispiel die Hypothese bestätigt, daß die N Ereignisse kein Signal enthalten, so ist man an einer Obergrenze für den Parameter r interessiert, die gerade noch mit dem experimentellen Resultat verträglich ist. Dazu wird i.a. der Wert $r(90\% CL)$ gesucht mit

$$P(r \in [r(90\% CL), \infty)) \leq 10\% \quad (5.19)$$

Dabei ist die Möglichkeit zu beachten, daß bestimmte Bereiche des Fitparameters r aus physikalischen Gründen nicht erlaubt sind. So kann der Beitrag des Signals nicht negativ sein, es muß $r \geq 0$ gelten. Deshalb muß eine Renormierung, d.h. eine Beschränkung der lhd-Funktion auf den physikalisch erlaubten Bereich, vorgenommen werden (Bayes'scher Ansatz). Dabei wird ebenfalls die asymptotische Transformation der lhd-Funktion benutzt. Ihre Basis ist die Tatsache, daß bei großen Ereigniszahlen $N \rightarrow \infty$ die Fitresultate r_{min} vieler separat durchgeführter lhd-Fits eine Normalverteilung um den wahren Wert \tilde{r} bilden, unabhängig davon, welche physikalische Größe mit dem Fitparameter r verknüpft ist.

Aus $lhd(0) = l_{min} + x^2/2$ wird der Abstand von r_{min} zum Nullpunkt $r = 0$ in Vielfachen von σ festgelegt

$$|r_{min}| = x \cdot \sigma \quad \Rightarrow \quad \sigma = \frac{|r_{min}|}{\sqrt{2 \cdot (lhd(0) - l_{min})}} \quad (5.20)$$

und damit eine Gaußsche Normalverteilung mit r_{min} und σ definiert. Aus ihr wird der Wert $x_{90\%} = x_{90} \cdot \sigma$ entnommen, oberhalb dem — renormiert auf den physikalisch erlaubten Bereich — mit weniger als 10% Wahrscheinlichkeit der wahre Wert \tilde{r} liegt. Über die lhd-Funktion wird dann der entsprechende Parameterwert $r(90\% CL)$ gesucht, für den gilt

$$lhd(r(90\% CL)) = l_{min} + \frac{x_{90}^2}{2} \quad (5.21)$$

⁷Diese Relation gilt streng nur für die asymptotische Näherung $N \rightarrow \infty$. Der relative Fehler der Transformation von $\Delta \sim 1/N$ ist bei hinreichend großer Statistik jedoch vernachlässigbar.

Der Fehler von $r(90\% CL)$, der auf der Basis dieser Parabelnäherung entsteht, kann mit $\Delta r/r < 5\%$ abgeschätzt werden, solange $r = 0 \in [r_{min} - \sigma, r_{min} + \sigma]$ gilt⁸.

Die Bestimmung der Obergrenze eines Parameters r aus dem *maximum likelihood* Verfahren kann demnach in 5 Schritte zusammengefaßt werden:

1. Erstellen und Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(\alpha, \beta, \gamma, \dots; r_1, \dots, r_n)$ für die lhd-Funktion
2. Berechnung der logarithmischen *Likelihood*-Funktion mit den N gemessenen Ereignissen

$$lhd(r) = - \sum_{k=1}^N \ln \left[f(\alpha_k, \beta_k, \gamma_k, \dots; r_1, \dots, r_n) \right]$$

3. Bestätigung, daß $r = 0 \in [r_{min} - \sigma, r_{min} + \sigma]$
4. Renormierung der lhd-Funktion, d.h. Konstruktion einer Normalverteilung in der asymptotischen Näherung und daraus die Ermittlung von $x_{90\%}$ des physikalisch erlaubten Parameterbereichs
5. Bestimmung von $r(90\% CL)$ aus $lhd(r(90\% CL)) = l_{min} + x_{90}^2/2$

Liefert der *Likelihood*-Fit ein Resultat am Rande oder gar außerhalb des physikalisch erlaubten Bereichs, so bleibt festzuhalten, daß im Gegensatz zum Fitresultat r_{min} die Bestimmung einer Obergrenze $r(90\% CL)$ nicht eindeutig festgelegt ist [JAM91]. Das hier vorgestellte und im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendete Verfahren liefert allerdings eine konservative Abschätzung von $r(90\% CL)$ aufgrund des Bayes'schen Ansatzes der Renormierung auf den physikalisch erlaubten Parameterbereich.

⁸Der Wert $r = 0$ ist gegenüber anderen Punkten $r \in [r_{min} - \sigma, r_{min} + \sigma]$ für dieses Verfahren nicht ausgezeichnet, bietet sich aus technischen Gründen jedoch an.

Kapitel 6

Simulation von Untergrundreaktionen und Neutrinosignaturen

Für die genaue Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von neutrinoinduzierten Reaktionen ist eine genaue Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit der dabei entstehenden Folgeprodukte unerlässlich. In günstigen Fällen kann diese durch die Messung von anderen Reaktionen mit gleichen Folgeprodukten bestimmt werden. Dies gilt z.B. für den Einfang thermischer Neutronen, die sowohl über die Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ als auch beim Einfang kosmischer Myonen $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ entstehen und dann im Detektor thermalisiert werden. In aller Regel ist man jedoch auf die Ergebnisse von Simulationen zur Bestimmung der Nachweiseffizienz angewiesen.

Andererseits können erst durch die Ergebnisse einer Simulation die effizientesten Auswerteschnitte für eine bestimmte Reaktion festgelegt werden. Außerdem kann die Detektorkalibration getestet und eventuell verbessert werden, wenn die kalibrierte Detektorantwort auf eine bekannte Reaktion, z.B. auf durch den Detektor durchgehende kosmische Myonen, mit deren Simulation verglichen wird. Diese Beispiele zeigen auf, wie wichtig eine möglichst genaue Beschreibung des Verhaltens des KARMEN Detektors durch die Simulation der zu erwartenden Reaktionen ist.

Die hierzu verwendeten Programme basieren auf einem *Monte Carlo* Simulationscode des CERN, GEANT3 in der Version 3.21 [GIA94], in den die Geometrie des KARMEN Detektors integriert wird. GEANT3 ist in der Lage, elektromagnetische Wechselwirkungen von Leptonen und Hadronen in einem Energieintervall von 10 keV bis zu 10 TeV hinreichend genau zu beschreiben. Berücksichtigte Prozesse sind hierbei u.a. Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarproduktion für Photonen, Mehrfachstreuung, Bremsstrahlung, Ionisation über die Produktion von δ -Elektronen sowie Čerenkovlicht für Elektronen bzw. Positronen (und deren Annihilation). Für Myonen und entspr. Hadronen kommt zu den elektromagnetischen Reaktionen auch noch der Zerfall als möglicher Prozess hinzu.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde darüberhinaus das Programmpaket GCALOR [ZEI94] in GEANT3 mit den entsprechenden KARMEN Geometrieroutinen implementiert. Somit

können auch hadronische Wechselwirkungen für geladene Pionen und Nukleonen mit Energien von über 10 GeV bis hinab zu 1 MeV, für Neutronen bis zu thermischen Energien, im KARMEN Detektor simuliert werden. Innerhalb des GCALOR-Paketes werden für die Beschreibung von Neutronen je nach deren Energie folgende Programme aufgerufen:

MICAP (Monte Carlo Ionization Chamber Analysis Package) beschreibt die Wechselwirkung von Neutronen mit Energien von 20 MeV bis hinab zu 10^{-5} eV. Dabei werden Prozesse wie elastische und inelastische Streuung, Neutronenabsorption bzw. -emission bis hin zu Kernspaltungen berücksichtigt.

NMTC (Nucleon-Meson-Transport-Code) verfolgt Nukleonen mit Energien von 20 MeV $\leq E \leq 3.5$ GeV und geladene Pionen mit $E \leq 2.5$ GeV.

FLUKA Im Energiebereich von 3–15 GeV wird ein Skalierungsmodell angewandt, sodaß das Programm NMTC die Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen in einem kontinuierlichen Prozess an das Hochenergiepaket FLUKA abgibt.

Umfangreiche Datensätze mit den Wirkungsquerschnitten für Neutronenstreuung und -absorption an mehr als 40 Elementen, darunter Gadolinium, stehen hierfür zur Verfügung. Da schon kleine Veränderungen der Geometrie wie auch der Materialzusammensetzung des Detektors zu stark verändertem Verhalten thermischer Neutronen im Detektor führen, wurde die in der Simulationsroutine verwendete Detektorgeometrie noch realitätsnaher implementiert (siehe Kap. 6.1).

Die Simulation von physikalischen Reaktionen im KARMEN Detektor gliedert sich in zwei Teile:

1. Erstellen von MC Rohdaten über GEANT3, d.h. bei einer Reaktion im Detektor wird für alle beteiligten Module die deponierte Energie, der jeweilige Ort entlang der Modulachse sowie die Moduladresse gespeichert.
2. Die modulare Struktur eines MC-Ereignisses wird dann mit detektorspezifischen Parametern wie Schwellenverhalten, Orts- und Energieauflösung, Lichtüberkopplung etc. sowie den jeweiligen Auswerteschnitten modifiziert.

Die für den zweiten Schritt verwendeten Parameter variieren über die Meßzeit, sodaß die Resultate der Simulation letztendlich auch vom jeweiligen Meßzyklus (Run) abhängen. Für die Anwendung des zweiten Teils wurde eine Benutzeroberfläche angelegt, die es erlaubt, auf der Basis des 'Rohdatensatzes' jederzeit die der Auswertung der Experimentdaten adäquate MC-Simulation zu erzeugen.

Im folgenden soll auf die hier angesprochenen Elemente der Simulation näher eingegangen werden. Die Abschnitte 6.4 und 6.5 demonstrieren anhand verschiedener Reaktionen die erzielte sehr gute Übereinstimmung von MC-Simulation und Experimentdaten.

6.1 Beschreibung der Detektorgeometrie

Den wesentlichen Bestandteil der Detektorgeometrie stellt die aus Plexiglas bestehende, mit Flüssigszintillator gefüllte modulare Struktur des Zentraldetektors dar. Einen Über-

blick hierüber vermittelt Abb. 5.1. In einer früheren Arbeit [GRA93] wurde die Detektorgeometrie bereits in GEANT3 integriert, weshalb hier lediglich auf vorgenommene Verfeinerungen und Veränderungen eingegangen wird:

- Zwei 6 mm starke Plexiglaswände als Abschluß der optischen Segmentierung wurden in die Beschreibung aufgenommen. Diese Wände verlaufen senkrecht zu den Modulen an deren Stirnflächen, 9 mm von der mit den Photomultipliern bestückten Wand entfernt. Sie dienen im wesentlichen der Stabilisierung der Segmentierung.
- Die Aussparungen für die 2048 Photomultiplier in den Stirnwänden waren bisher nur in Form einer effektiven Wanddicke von 57% der PMT-Wand berücksichtigt. Sie sind jetzt, deutlich realitätsnaher, als 2048 Löcher in den Stirnwänden beschrieben [RUF95] und erlauben somit die genaue Simulation von Neutroneneinfangreaktionen $\text{Fe}(n,\gamma)$ sowie Neutrinoreaktionen $\text{Fe}(\nu_e, e^-)$.
- Das Verhältnis von Wasserstoff- zu Kohlenstoffatomen im Szintillator PPP wurde durch eine Elementaranalyse der Firma Merck [MER91] bestimmt. Das bis dahin verwendete, auf einer Abschätzung beruhende Verhältnis $\text{H}/\text{C}=1.686$ wurde auf einen Wert von $\text{H}/\text{C}=1.767$ korrigiert und in der Materialdefinition berücksichtigt.
- Das Gadoliniumpapier in den Modulwänden wurde bisher als homogen in der Plexiglasstruktur verteiltes Gadolinium beschrieben. Um den Transport und Einfang thermischer Neutronen korrekt zu beschreiben, reichte diese Näherung nicht mehr aus. Deshalb wurde, wie im Detektor, 0.1 mm dickes mit Gadolinium beschichtetes Papier in den 2×1.5 mm starken Doppelplexiglasplatten eingeschlossen (Flächenbelegung $73.8 \text{ g}/\text{m}^2$ Gd). Außerdem wurde berücksichtigt, daß sich in den Wänden der äußeren Zentraldetektormodule sowie der inneren Antizähler kein Gadolinium befindet (siehe auch Abb. 5.2). Erst diese Erweiterungen machten es möglich, auch thermische Neutronen im KARMEN Detektor mit GEANT3 zu simulieren.

Auf eine Beschreibung der Eisenabschirmung außerhalb des Szintillatortanks wurde verzichtet, da das Neutrinoblockhaus für die Simulation der im weiteren beschriebenen Reaktionen keinen Einfluß hat.

6.2 Erstellen der MC-Rohdaten

Im ersten Schritt der MC-Simulation wird für jede zu untersuchende Reaktion ein Rohdatensatz erzeugt. Dazu wurden bereits durch [GRA93] Startroutinen entwickelt, die es erlauben, ein oder mehrere Teilchen gemäß einer gegebenen theoretischen Energieverteilung in der Simulation zu starten. Der Startort kann homogen über den Szintillatortank oder dem Neutrinofluß vom ISIS Target entsprechend mit einer $1/r^2$ Verteilung gewählt werden. Hier wurden Erweiterungen vorgenommen:

- Für Neutrino-Kernwechselwirkungen wie z.B. $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ wurde eine winkelabhängige Elektronenemission nach [DON91] berücksichtigt.

- Die Einleseroutinen wurden dahin erweitert, daß auch Hadronen, vor allem Neutronen, gestartet werden können.
- Das Startvolumen beschränkt sich nicht auf Module des Zentraldetektors, sondern beinhaltet den gesamten Szintillatortank. Dadurch können auch Randeffekte und der Einfluß der Antizählermodule möglichst realistisch im 2. Schritt der Simulation implementiert werden. Soweit nicht speziell hervorgehoben, werden die Ereignisse aller simulierter Reaktionen im in Tab. 6.1 angegebenen Volumen mit den entsprechenden Materialien gestartet¹.

Startvolumen	Material	Teilchendichte [cm^{-3}]	N_{Target}
$353 \times 596 \times 320 cm^3$	^{12}C	$3.766 \cdot 10^{22}$	$2.535 \cdot 10^{30}$
	^{13}C	$4.188 \cdot 10^{20}$	$2.819 \cdot 10^{28}$
	1H	$6.728 \cdot 10^{22}$	$4.529 \cdot 10^{30}$
	e^-	$2.958 \cdot 10^{23}$	$1.991 \cdot 10^{31}$
	^{16}O	in Segmentierung	956.2 kg
	Gd	in Gd_2O_3 -Papier	39.9 kg

Tabelle 6.1: Startvolumen für die Simulation von Ereignissen im KARMEN Detektor mit den darin befindlichen Materialien

Als Ergebnis der GEANT3-Simulation werden für jedes Ereignis die Adressen der Detektormodule, in denen Energie deponiert wurde, der jeweilige Ort entlang der Modulachse sowie die jeweils deponierte Energie abgespeichert.

6.3 Implementierung von Detektoreigenschaften

Die wesentliche Erweiterung des Simulationspaketes, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde, besteht in der Einbeziehung der detektorspezifischen Parameter in die Simulation. Ziel dabei ist es, für die Simulation eine für jedes Detektormodul individuelle Beschreibung analog zur Kalibration mit gleicher Genauigkeit zu erreichen. Weiterhin erlaubt eine detaillierte Beschreibung des Schwellenverhaltens des Detektors, auch niederenergetische Reaktionen zu simulieren und den aussagefähigen Bereich der Simulation bis herab zum Schwellenbereich von ca. 2 MeV zu erweitern. Mit dem Einbau von jeweils aktuellen Kalibrationsdaten in die Simulation werden zeitliche Veränderungen des Detektors somit auch in den *Monte Carlo* Aussagen berücksichtigt.

Das Erstellen von Akzeptanzkurven der individuellen Diskriminatoren für die Modulenergien auf der *upstream* bzw. *downstream* Seite sowie des Diskriminators für die Summenenergie des Zentraldetektors (*Memory-Look-up-Unit*, *Energy Central*: MLU_EC) wird in

¹Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten und zu erwartenden Ereignisraten mit den aus der MC-Simulation ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten ist daher —auch bei speziellen Volumenschnitten der Auswertung— dieses Volumen und die entsprechende Anzahl von Targetkernen N_{Target} zu verwenden.

Anhang A beschrieben. Hier soll anhand eines Beispiels schematisch die Vorgehensweise im zweiten MC-Schritt illustriert werden (siehe dazu Abb. 6.1).

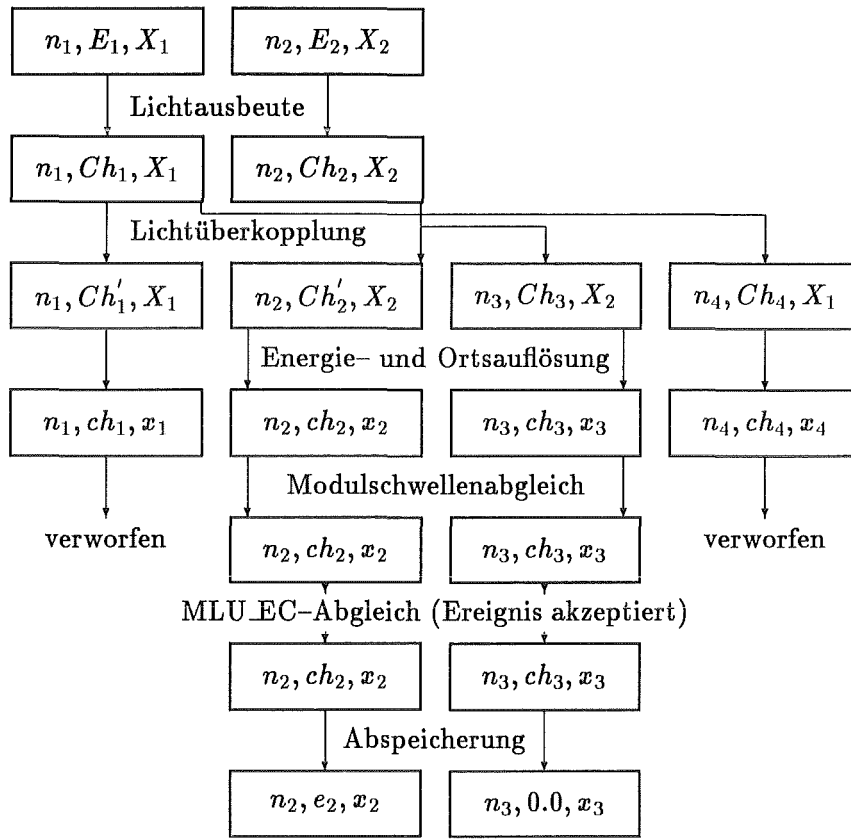


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Ablaufs der MC-Routinen in der 2. Stufe, in der Detektor-spezifische Parameter berücksichtigt werden.

Aus dem Rohdatensatz werde ein simuliertes Ereignis eingelesen, das in zwei Modulen n_i die Energien E_i an den Orten X_i ($i=1,2$) deponierte. In einem ersten Schritt wird die deponierte Modulenergie über die Lichtausbeutekurven (Abb. 6.2a) der Detektorkalibration in Abhängigkeit vom Ort X_i in Kanäle der ADC's Ch_i umgerechnet. Auf dieser Basis werden dann individuell für die Module die Anteile des Szintillationslichts bestimmt, das in benachbarte Module überkoppelt. Hierzu werden wiederum modul- und ortsabhängige Überkopplungskurven verwendet (siehe Abb. 6.2b). Mit diesem Schritt erhöht sich die Multiplizität des Ereignisses, im vorliegenden Beispiel zunächst von $m = 2$ auf $m = 4$. Für die 'neuen' Module wird der jeweilige Ort der ursprünglichen Module übernommen. Zu beachten ist, daß auch die Energien (in ADC-Kanälen) der Module 1 und 2 erhöht werden ($Ch_i \rightarrow Ch'_i$). Allerdings führt die Lichtüberkopplung letzten Endes zu keiner

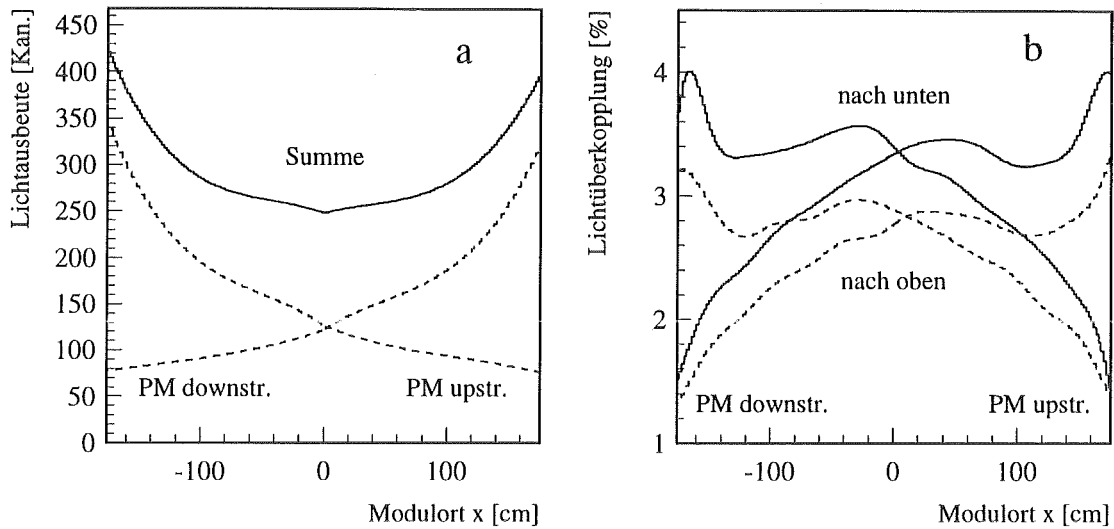


Abbildung 6.2: a: Einzel- sowie Summen-Lichtausbeutekurven als Funktion des Ortes entlang der Modulachse. b: Anteil der Summenenergie, der als übergekoppeltes Licht die PM's der oberen und unteren Nachbarmodule erreicht. Lichtüberkopplung zu seitlichen Modulen findet nur an Segmentierungsgrenzen statt. In a wie b sind Kalibrationsdaten des Moduls 461 verwendet.

Energieerhöhung, da ein solcher Effekt bereits in der Kalibration der Experimentdaten korrigiert wird [WOL95]. Lediglich beim späteren Abgleich mit den Schwellen hat die *leakage* somit einen Einfluß.

Nun erfolgt die Verschmierung der Energie- und Ortsinformationen mit den für die Module ermittelten Auflösungsfunctionen: $Ch_i \rightarrow ch_i$ und $X_i \rightarrow x_i$. Die Energieauflösung wird dabei energie-, modul- und ortsabhängig bestimmt. Prinzipiell werden zwei Fälle unterschieden:

1. Die im Modul deponierte Energie ist größer als 1 MeV. Die Verschmierung der Energie erfolgt gemäß einer Normalverteilung (Gaußverteilung).
2. Die im Modul deponierte Energie ist kleiner als 1 MeV. Dann wird aufgrund der wenigen erzeugten Photoelektronen eine Poissonstatistik zugrunde gelegt und die Energie entsprechend verschmiert.

Für den Fall $E \geq 1 \text{ MeV}$ ergibt sich die Energieauflösung für ein Modul i , σ_i , aus der quadratischen Summe der energieabhängigen und der ortsabhängigen Auflösung:

$$\sigma_i^2 = \sigma_{iE}^2 + \sigma_{ix}^2 \quad (6.1)$$

Die energieabhängige Auflösung σ_{iE} basiert auf einer für jedes Modul über eine Lasermessung bestimmten Auflösung ($\sigma_{Laser}^i \approx 12\%$). Da diese Messungen für die Modulmitten durchgeführt wurden, muß noch mit Hilfe der Lichtausbeutekurven auf den Ort X_i des

Ereignisses korrigiert werden. Die Wurzel der Lichtausbeuten spiegelt dabei die Anzahl der erzeugten Photoelektronen wider.

$$\sigma_{iE} = \frac{\sigma_{Laser}^i}{\sqrt{E_i[MeV]}} \cdot \sqrt{\frac{L_i(0)}{L_i(X_i)}} \quad (6.2)$$

Die ortsabhängige Energieauflösung σ_{ix} berücksichtigt, daß bei einer nichtkonstanten Lichtausbeutekurve eine endliche Ortsauflösung zu einer verschobenen Energiekalibration führt. Bei konstanter Ortsauflösung ΔX hängt die Energieverschmierung von der Steigung der Lichtausbeutekurve ab. Somit gilt

$$\sigma_{ix} = \frac{1}{L_i(X_i)} \cdot \frac{dL_i(X_i)}{dX_i} \cdot \Delta X \quad (6.3)$$

Die Ortsauflösung ΔX ergibt sich aus der Auflösung der Differenzzeitmessung. Für die Simulation wird sie mittels zweier empirischer Variablen a und b berechnet:

$$\Delta X^2 = \left| a + \frac{b}{Ch_{up}} \right| + \left| a + \frac{b}{Ch_{down}} \right| \quad (6.4)$$

Die Werte von a und b wurden in einer weiteren Lasermessung [SEL93] für einige repräsentative Module und für Energiewerte von $50 < Ch_{up}, Ch_{down} < 400$ Kanäle zu $a = -2.7 \pm 1.2 \text{ cm}^2$ und $b = 1840 \pm 150 (\text{cm/Kanäle})^2$ bestimmt. Die Ortsverschmierung Δx^2 ergab sich aus 6 verschiedenen Laserintensitäten und somit für 6 Paare (Ch_{up}, Ch_{down}) .

Da die auf den ASTERIX-Karten verwendeten Diskriminatoren *leading edge* Diskriminatoren sind, werden Signale mit kleiner Amplitude später als solche mit hoher Amplitude registriert (*walk*-Effekt). Dies führt bei der Differenzzeitmessung zur Bestimmung des Ortes x entlang der Modulachse dazu, daß Ereignisse weiter nach außen verschoben sind. Dieser Effekt wird bei der Kalibration der Experimentdaten korrigiert, ist somit in der MC Simulation nicht mehr zu berücksichtigen.

Die sich aus diesen Werten ergebende Energieauflösung ist in Abb. 6.3a für ein Zentraldetektormodul mit Totalreflexion (Modul 21) dargestellt. Die Verschlechterung der Energiebestimmung in der Modulmitte ist auf einen 1cm breiten Aluminiumstreifen zurückzuführen, der die Klebenahat der Plexiglassegmentierung stabilisiert. Deshalb verändern sich die Lichtausbeutekurven an dieser Stelle deutlich, sodaß über die Ortsunsicherheit sich dieser Effekt in der Energieauflösung niederschlägt. Bei Modulen, bei denen sich der Luftspalt zwischen den Modulwänden mit Szintillator gefüllt hat und die Lichtüberkoppung (*leakage*) zu Nachbarmodulen auf Kosten der Totalreflexion deutlich erhöht ist, muß die Hochspannung an den PMT's aufgrund der verschlechterten Lichtausbeute erhöht werden. Zur Berechnung der Energieauflösung wird statt der Summenlichtausbeutekurve die Einzelkurve verwendet, die nicht in Sättigung ist. Dadurch verschlechtert sich die Energieauflösung im Sättigungsbereich aufgrund des geringen Signals dramatisch auf das ca. 5fache (siehe Abb. 6.3b, Modul 115). Da die Versorgungsspannung der PMT's außerdem um bis zu 50% erhöht wird, entsprechen einem Signal Ch_i etwa 3 mal weniger Photoelektronen als bei üblicher Spannung, was in einer um $\sqrt{3}$ verschlechterten Primärauflösung σ_{Laser}^i berücksichtigt wird.

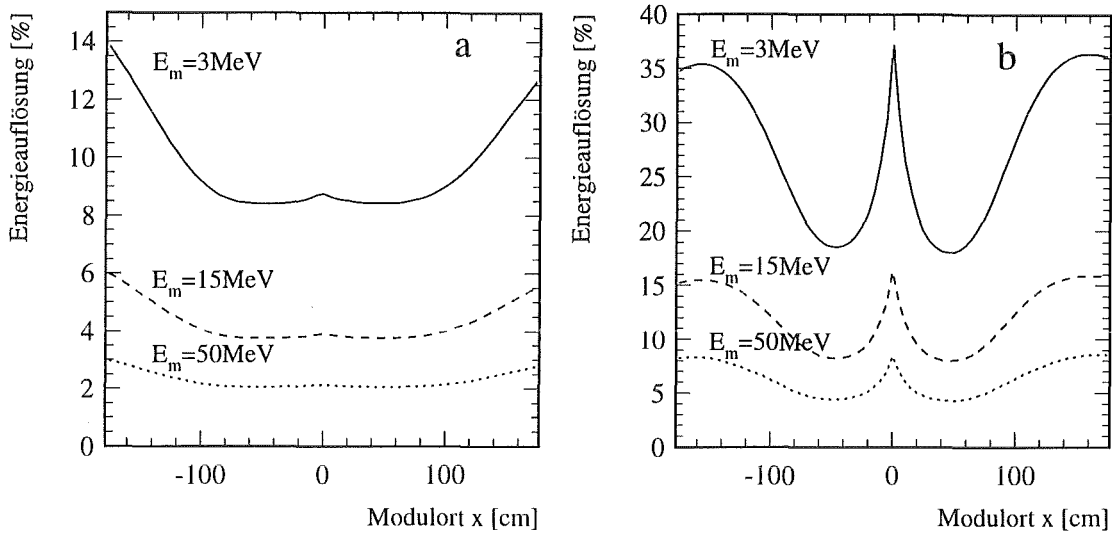


Abbildung 6.3: Energieauflösung für 3 Modulenergien als Funktion des Modulorts eines normalen Moduls (a) und eines Moduls, dessen Wand nicht mehr totalreflektiert (b)

Eine Energie von 1 MeV entspricht etwa 40 Photoelektronen pro Modulseite. Dies bedeutet, daß man für Energien $E < 1\text{ MeV}$ nicht mehr eine Normalverteilung der Photoelektronen annehmen kann, sondern zu einer Poissonverteilung übergehen muß. Die Zahl N_{PE} der Photoelektronen ist mit der oben berechneten Energieauflösung wie folgt verknüpft:

$$N_{PE} = \frac{1}{\sigma_{iE}^2} \quad (6.5)$$

Nun wird über Poissonstatistik N_{PE} verschmiert zu N' , und die verschmierte Energie ist dann $ch_i = Ch_i \cdot N' / N_{PE}$.

Nachdem somit die Energie wie der Ort gemäß der Modulauflösung modifiziert wurden,

$$Ch_i \longrightarrow ch_i \quad , \quad X_i \longrightarrow x_i \quad , \quad i = 1, \dots, n \quad (6.6)$$

wird nun im vorletzten Schritt die Akzeptanz der Modulschwellen in die Simulationsdaten eingebaut. Diese Schwellen sind *leading edge* Diskriminatoren auf den ASTERIX-Karten. Für eine Koinzidenz müssen die analogen Signale die Diskriminatoren sowohl auf der *upstream* wie auch auf der *downstream* Seite überschreiten. Die Höhe der Schwellen ist einstellbar und beträgt in einem normalen Meßzyklus 15mV (ab Run 81 12mV). Der PMT-Puls wird dann in einem ADC ladungsintegriert und in ein digitales Signal konvertiert. Die Akzeptanz der Diskriminatoren wird daher im weiteren in Abhängigkeit dieses digitalen Signals dargestellt. Die in Abb. 6.4a gezeigte Akzeptanzkurve wurde in einer Spezialmessung bestimmt, in der Energiespektren für verschiedene Diskriminatorwerte (8, 10, 12 und 15mV) aufgenommen wurden. Das Erstellen dieser Kurven sowie die Abhängigkeit der Akzeptanz von der Pulsform des Signals werden in Anhang A eingehender behandelt.

Bei einem MC-Ereignis mit modularer Energie $ch_i^{upstream}$ und $ch_i^{downstream}$ werden die beiden Signale nun jeweils mit der aus Abb. 6.4a erhaltenen Wahrscheinlichkeit akzeptiert.

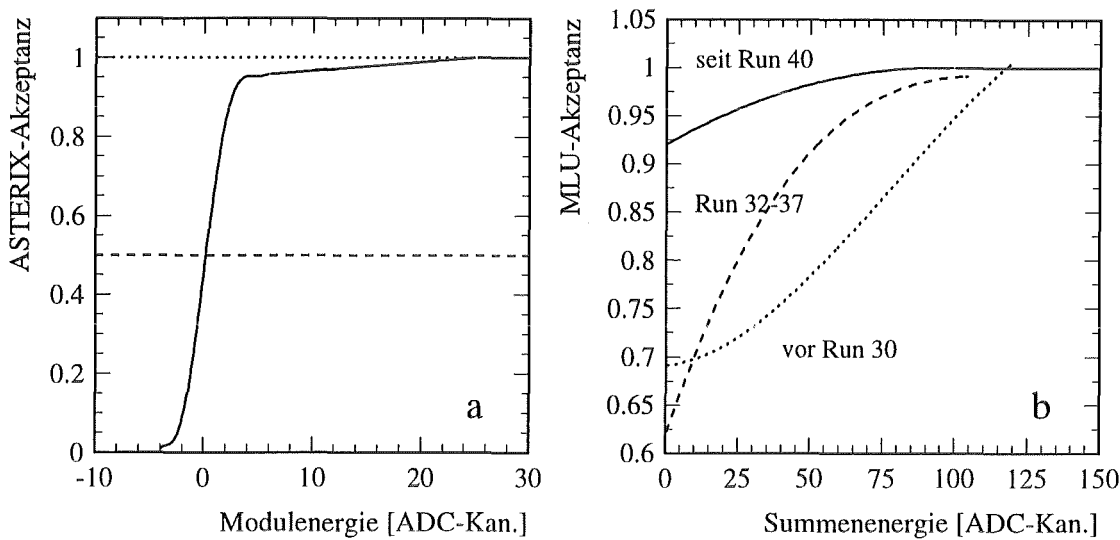


Abbildung 6.4: a: mittlere Akzeptanzkurve aller Modulschwellen des Zentraldetektors (50%-Werte auf Nullpunkt verschoben) b: Akzeptanzkurven der MLU_EC bei 3 Meßeinstellungen

Nur wenn beide Signale aufgrund der jeweiligen Kurve akzeptiert sind, wird die Energie ch_i des Moduls nicht verworfen (dies gilt in Abb. 6.1 für Modul 2 und 3).

Im letzten Schritt werden nun alle übriggebliebenen Modulenergien aufsummiert und in einer analogen Weise mit der Summenenergieschwelle des Zentraldetektors (MLU_EC) verglichen (siehe Abb. 6.4b, Anhang) und gegebenenfalls akzeptiert. Seit Run 40 liegt deren Wert bei 85 mV. Bis Run 27 galt eine andere Elektronikkonfiguration [KLE94], von Run 30 bis Run 37 lag der Wert bei 100 mV.

Nach dem oben beschriebenen Ablauf steht dem Benutzer dann ein in Energie, Ort und Multiplizität modifiziertes, von den Detektorschwellen akzeptiertes Simulationsereignis zur Verfügung, auf das nun noch individuelle Auswerteschnitte angelegt werden können.

Die mit dem Einbau der Detektorparameter erreichte Verbesserung der Simulationsausagen für die im KARMEN Detektor beobachteten Reaktionen soll im folgenden demonstriert werden.

6.4 Vergleich der Simulation mit myoninduzierten Prozessen

Hier sollen drei Reaktionen exemplarisch untersucht werden, deren Energiedepositionen im KARMEN Detektor ähnlich denen von Neutrinoereaktionen sind, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Aufgrund der ähnlichen Signaturen eignen sich diese Reaktionen besonders dazu, die MC-Voraussagen für seltene Neutrinoereaktionen auf ihre Zuverlässigkeit hin zu testen und die Fähigkeit des KARMEN Detektors zu unterstreichen, Neutrinos nachzuweisen.

6.4.1 Zerfall gestoppter kosmischer Myonen $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$

Beim Zerfall $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ von im KARMEN Detektor gestoppten Myonen aus der kosmischen Strahlung werden Elektronen bzw. Positronen nachgewiesen. Sie haben dabei gemäß dem Michelspektrum Energien bis zu 52.8 MeV, decken also den Energiebereich von Positronen ab, die bei Myonzerfällen $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ oder Neutrinooszillationen der Art $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ entstehen:

$$\bar{\nu}_\mu(0...52.8 \text{ MeV}) \rightarrow \bar{\nu}_e \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad E_{e^+} = 0...51 \text{ MeV} \quad (6.7)$$

Abb. 6.5 zeigt die Energie- und Multiplizitätsverteilungen von Elektronen und Positronen aus dem Myonzerfall mit einem Startverhältnis von $R(e^-/e^+) = 0.92/1.32$. Neben den Experimentdaten sind auch die Energiespektren der simulierten Ereignisse zu den jeweiligen Schritten dargestellt (jeweils im Bereich von 15–55 MeV normiert). Bei Energien kleiner 10–15 MeV tragen in den Experimentdaten auch γ 's bei, die bei der Abregung von ^{11}B -Kernen emittiert werden. Diese entstehen zu einem kleinen Teil beim Einfang von Myonen $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n \gamma)^{11}\text{B}$ [JAN95]. Die kinetische Energie der gestarteten e^\pm entspricht der theoretischen Michel-Verteilung unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen 1. Ordnung. Im ersten Schritt wird die Energiedeposition in den Zentraldetektormodulen simuliert (gestrichelte Kurve). Das durchgezogene Histogramm zeigt die Simulation nach Einbau der Detektorparameter.

Besonders die hochenergetische Flanke des Spektrums ist sehr sensitiv auf den Absolutwert der Energiekalibration für die Meßdaten. Da dieser Wert der Landauenergie $E_L = 31.0 \pm 0.6$ MeV eine Unsicherheit von 2% besitzt, wird zum Erstellen des Experimentspektrums E_L in 0.2%-Schritten von 29.45 MeV bis 32.55 MeV variiert und ein χ^2 -Test durchgeführt [JAN95b]. Die beste Übereinstimmung wurde für $E_L = 31.3$ MeV erzielt (Meßpunkte in Abb. 6.5). Dieser Wert liegt innerhalb des Fehlers von E_L .²

In der Verteilung der Modulmultiplizität zeigt sich, wie stark sich die Multiplizität der Simulationsrohdaten (gestrichelt) ändert, wenn die Effekte der Lichtüberkopplung und der ASTERIX-Schwellen aufgenommen werden (durchgezogen).

Die Verteilungen in Abb. 6.5 unten zeigen die Energie und Multiplizität von Ereignissen, bei denen nur Module beteiligt sind, bei denen keine der Wände mit Szintillator gefüllt sind. Hat mindestens ein solches als defekt gekennzeichnetes Modul angesprochen, wird das Ereignis gesondert betrachtet (Meßpunkte \square). Die gute Übereinstimmung von Simulation und Experimentdaten zeigt, daß auch das Verhalten von defekten Modulen ausreichend genau beschrieben werden kann, d.h. die Lichtüberkopplung in benachbarte Module auch bei beschädigten Modulwänden realistisch in der Kalibration bzw. der MC-Simulation berücksichtigt wird.

Die hier gezeigte sehr gute Übereinstimmung von MC-Erwartung und gemessenen Spektren bestätigt, daß die Signatur von Elektronen und Positronen mit Energien von $15 \leq E \leq 55$ MeV im KARMEN Detektor sehr genau von einer Simulation mit GEANT 3.21 reproduziert werden kann.

²Da dieses Verfahren zur Bestimmung von E_L sensitiver ist als die direkte Bestimmung des Landau-Maximums, wird in der Energiekalibration der mit Hilfe des simulierten Michel-Spektrums bestimmte Wert übernommen.

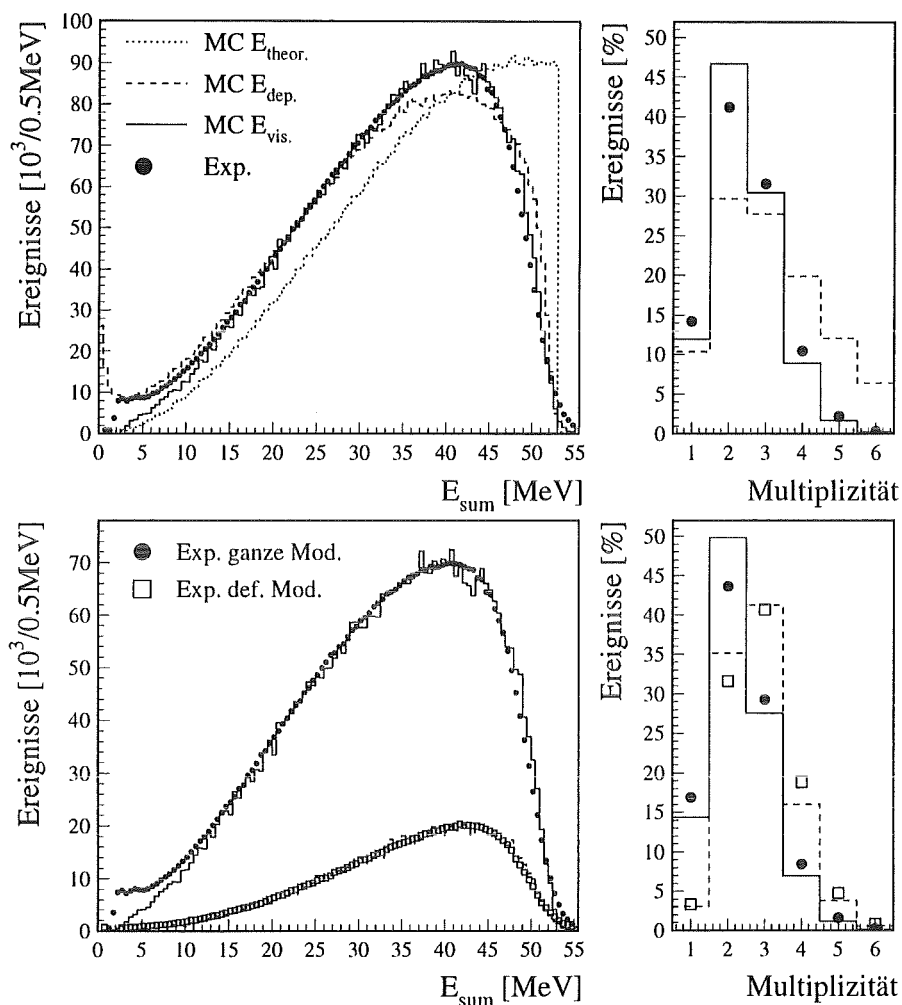


Abbildung 6.5: Energie- und Multiplizitätsverteilungen von Elektronen bzw. Positronen aus dem Myonzerfall.

oben: Vergleich des experimentellen Energiespektrums mit dem theoretischen Spektrum sowie der simulierten Detektorantwort für Energie und Multiplizität

unten: Ereignisse getrennt nach Art der beteiligten Module

Für die Multiplizitätsspektren wird $E_{sum} > 15$ MeV gefordert.

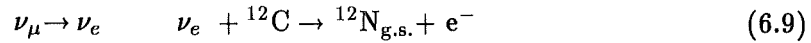
6.4.2 Betazerfall $^{12}\text{B}_{g.s.} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$

Eine weitere, mit großer Statistik meßbare Reaktion ist der β -Zerfall von ^{12}B -Kernen, die beim Einfang kosmischer Myonen am Kohlenstoff gebildet werden:



Die Endpunktenergie der Elektronen beträgt $E_o = 13.4$ MeV. Bei einer Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ von monoenergetischen Myonneutrinos mit $E_{\nu_\mu} = 29.9$ MeV und einem Q-Wert von

17.3 MeV der Nachweisreaktion



erwartet man hier monoenergetische Elektronen von 12.5 MeV, also mit Energien im Bereich der Endpunktenergie der Elektronen aus dem Bor-Zerfall. Aus Abb. 6.6 ist ersichtlich, daß auch die Signatur von Elektronen mit Energien bis zu $E_{vis} < 2\text{MeV}$ präzise von der MC-Simulation reproduziert werden.

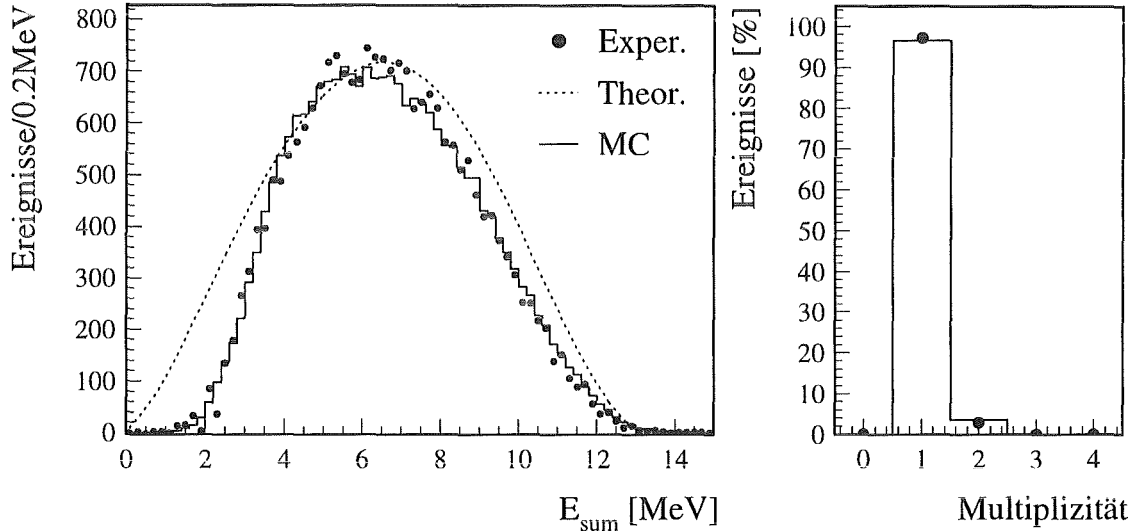
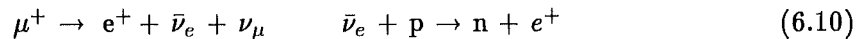


Abbildung 6.6: Verteilungen der Summenenergie und der Modulmultiplizität für Elektronen aus dem Bor-Zerfall. Die durchgezogenen Histogramme zeigen die auf die Gesamtzahl normierten MC-Erwartungen

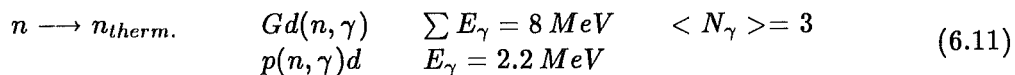
In Verbindung mit Abb. 6.5 zeigt dies, daß die Signatur von Elektronen und Positronen im KARMEN Detektor von $0 < E < 55\text{MeV}$ mit hoher Präzision bezüglich Summenenergie und Multiplizität vorhergesagt werden kann.

6.4.3 Einfang thermischer Neutronen

Eine letzte hier zu erwähnende Reaktion bildet der Einfang thermischer Neutronen, z.B. beim Nachweis eines verbotenen Myonzerfalls



Das Neutron wird im Detektor thermalisiert und dann über den Einfang an Gadolinium oder an freien Protonen des Szintillators nachgewiesen:



Dabei entstehen im ersten Falle im Mittel 3 γ -Quanten mit einer Summenenergie von $\sum E_{\gamma} = 8\text{MeV}$, andernfalls ein γ mit $E_{\gamma} = 2.2\text{MeV}$ (Abb. 6.7). Neutronen werden

im Detektor aber auch über den Einfang kosmischer Myonen an Kohlenstoff erzeugt: $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$. Diese Reaktion³ kann wiederum mit hoher Statistik präzise gemessen werden und dient daher als Kontrollreaktion für die MC-Beschreibung von Einfängen thermischer Neutronen.

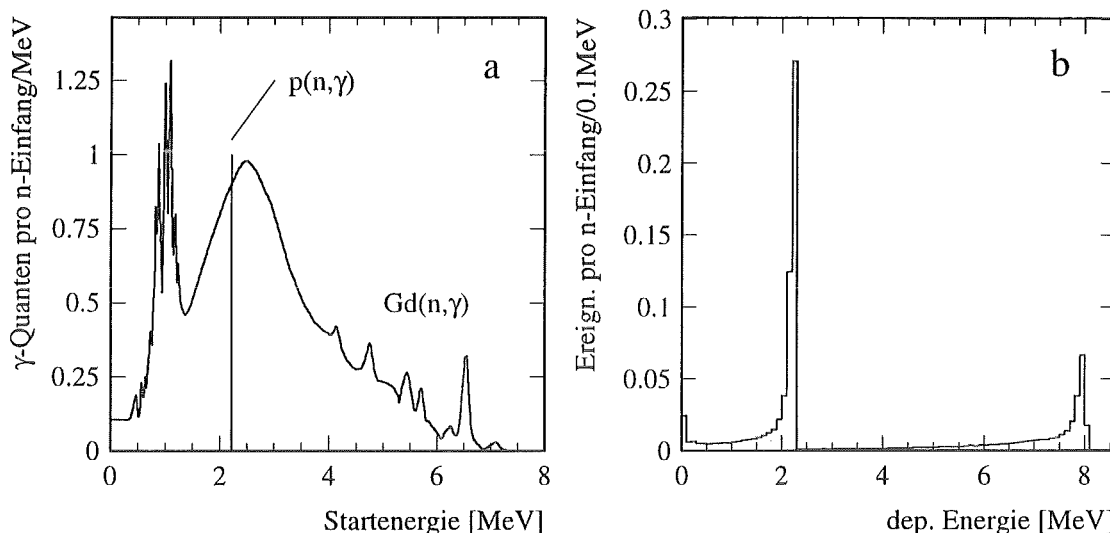


Abbildung 6.7: a: Theoretische Energieverteilung der γ -Quanten, wie sie beim Neutroneneinfang emittiert werden [BAR68]. b: Pro Neutronereignis simulierte Energiedeposition im Detektor vor Berücksichtigung der Schwellen.

Die simulierten Daten wurden mit den Programmen GCALOR und GEANT erstellt. GCALOR beschreibt den Neutronentransport bis zu deren Einfang, GEANT die Wechselwirkung der dabei entstehenden γ -Quanten im Detektor. Für die Simulation wurden Neutronen mit der Neutronenenergieverteilung aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ gemäß [PLE71] gestartet. Die Neutronenenergien reichen bis zu $E_n = 18\text{ MeV}$. Die Form des Spektrums kann mit der Verdampfung von Neutronen und der Anregung einer Riesendipolresonanz beschrieben werden. Die Startorte sind homogen im Detektor verteilt.

93.2% der Neutronen werden im Detektor eingefangen (60.0% an freien Protonen des Szintillators, 33.2% an Gd in den Modulwänden), die restlichen Neutronen verlassen den Detektor. Aufgrund der Detektorschwellen werden jedoch weit mehr γ -Quanten aus dem Einfang am Gd als an Protonen nachgewiesen (siehe Tab. 6.2). Die in Abb. 6.8a dargestellten experimentellen Verteilungen zeigen die untergrundkorrigierte Energie von Ereignissen, die in einem Intervall von $20 \leq \Delta t \leq 500\mu\text{s}$ auf ein gestopptes Myon folgen. Der Ort, an dem das Myon gestoppt wurde, muß im Innern des Zentraldetektors liegen (Stoporte mit $|x| > 140\text{ cm}$ oder in den äußeren 2 Modulreihen werden verworfen). Bei der Bestimmung der Energie und des Ortes des Neutrons wurde eine maximale Walkkorrektur angewandt, da es sich bei diesen kleinen Energien um Signalhöhen im Bereich der Diskriminatorschwellen handelt (\bullet Walkkorrektur mit Simulation der Pulsform [RAP95]; \square Walkkorrektur mit ausgemessenen Oszilloskoppulsen [WOL95]). Der Neutronenort muß

³Eine ausführliche Beschreibung ist in [JAN95] gegeben

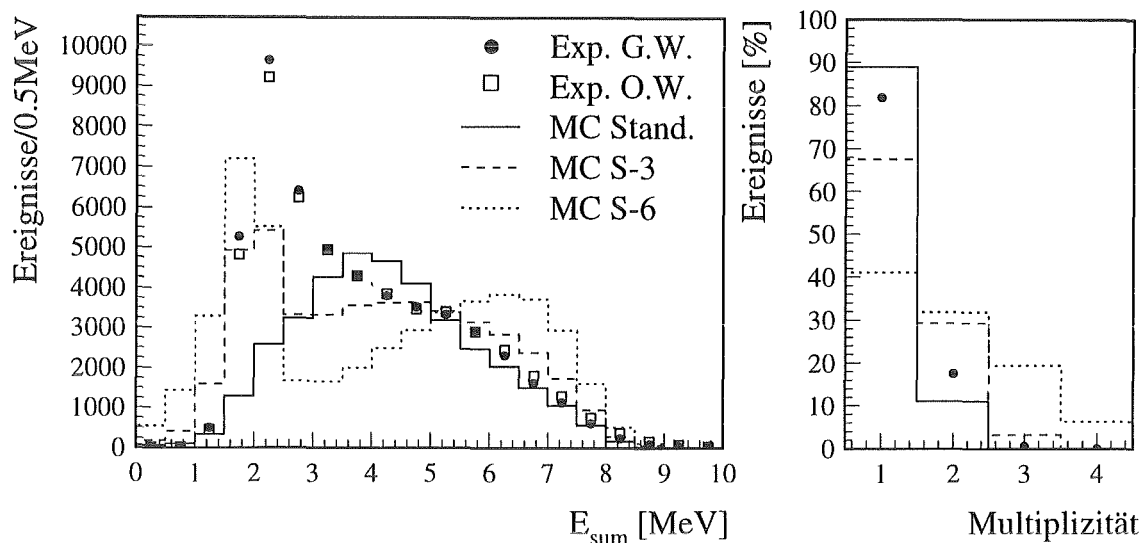


Abbildung 6.8: a: Sichtbare Energie von γ -Quanten aus dem Einfang thermischer Neutronen im KARMEN Detektor (MC-Spektren im Bereich $3 < E < 10$ MeV auf Zählraten normiert). b: Modulmultiplizität der Experimentdaten und von MC-Simulationen mit versch. Modulschwellen.

innerhalb eines Volumens von $|\Delta x| \leq 60\text{cm}$, $|\Delta col| \leq 2.5$ Spalten und $|\Delta row| \leq 2.5$ Reihen um den Stopport des Myons liegen.

Erkennbar ist ein Peak bei 2–2.5 MeV auf einem breiten Spektrum bis zu Energien von 8 MeV. Beide Walkkorrekturen führen zu fast identischen Verteilungen. Der 2.2 MeV-Peak kann im MC mit den ermittelten Detektorschwellen (MC Standard) nicht reproduziert werden. Erst durch Absenken der 50% -Akzeptanzwerte um jeweils 3 bzw. 6 Kanäle⁴ und einer damit verbundenen Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit insbesondere für niederenergetische Ereignisse ist der Peak auch im MC-Spektrum erkennbar. Allerdings kann auch bei Absenken der MC-Schwellen weder die Gesamtform des Energiespektrums noch die Multiplizitätsverteilung in guter Übereinstimmung reproduziert werden.

Diese Abweichung der MC-Vorhersage gegenüber der experimentellen Situation in der Energie- und Multiplizitätsverteilung von γ -Quanten aus Neutroneinfängen kann auf mehrere Gründe zurückgeführt werden. Einerseits ist die theoretische Verteilung der γ -Energien (Abb. 6.7a) wie auch die mittlere Zahl emittierter γ 's aus $\text{Gd}(n,\gamma)$ mit Unsicherheiten behaftet. Der Neutroneinfang findet im wesentlichen an 2 Isotopen (18% an ^{155}Gd , 81% an ^{157}Gd [BAR68]) statt. Die komplexe Kernstruktur wie auch die Abregung über γ -Kaskaden werden nur teilweise, entsprechende Winkelkorrelationen der γ 's gar nicht berücksichtigt. Auf der anderen Seite sind die Energien der einzelnen γ -Quanten, insbesondere die aus $p(n,\gamma)$ mit $E_\gamma = 2.2$ MeV im Bereich der ansteigenden Akzeptanzkurven der Modulschwellen. In der Simulation nicht berücksichtigte Schwelleneffekte führen daher direkt zu starken Abweichungen der im MC sichtbaren Energie von der experimentell

⁴Eine Abschätzung der Fehler der Akzeptanzwerte liefert mit jeweils ± 1.5 Kanälen bei der Bestimmung des 50% -Wertes aus den Kurven sowie ± 1.5 Kanälen aus der Unsicherheit der Pedestals eine geringere Unsicherheit, sodaß eine solche Absenkung der MC-Schwellen eigentlich nicht gerechtfertigt ist.

Daten	N_P/N_{Gd}	$m=2/m=1$	ϵ_P	ϵ_{Gd}	$\tau_{Fit}(50, 200)[\mu s]$
Experiment	0.392	0.214	–	–	104.9
MC Standard	0.043	0.124	0.012	0.548	92.9
MC p (n, γ)	$N_P = 100\%$	0.001	0.012	–	132.5
MC Gd (n, γ)	$N_{Gd} = 100\%$	0.130	–	0.548	90.4
MC S-3	0.201	0.433	0.081	0.810	99.9
MC S-6	0.480	0.776	0.223	0.934	107.7

Tabelle 6.2: Verhältnisse von Neutroneinfängen an Protonen/Gadolinium, der Multiplizitäten $m=2/m=1$; Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ für γ -Quanten mit den geforderten Volumenschnitten auf den Neutronenstartort; Fitparameter τ für die Annahme eines exponentiellen Verhaltens der Differenzzeiten. Der experimentelle Wert $N_P/N_{Gd} = 0.392$ wurde durch getrennte Anpassung der MC-Energiespektren für Gd (n, γ) ($E > 3$ MeV) und p (n, γ) ermittelt.

beobachteten. Eine nach Run 80 durchgeführte Absenkung der ASTERIX Schwellen von 15 mV auf 12 mV führt zu einer deutlichen Erhöhung des p (n, γ)-Peaks, wie sie auch bei einer entsprechenden Absenkung im MC beobachtet wird.

In Abb. 6.9 ist das Spektrum der Differenzzeit zwischen gestopptem Myon und Neutron bzw. Start und Einfang des Neutrons in der Simulation dargestellt. Das experimentelle Spektrum ist um den konstanten, unkorrelierten Untergrund korrigiert. Die gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment, insbesondere das nicht-exponentielle Verhalten der Differenzzeiten in den ersten Mikrosekunden (siehe Ausschnitt in Abb. 6.9) ist erkennbar. Eine Näherung mit einem exponentiellen Abklingverhalten $N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau)$ liefert eine Zeitkonstante von $\tau \approx 100 \mu s$ je nach Fitintervall und Verhältnis der Neutroneinfänge (Tab. 6.2).

Im Experiment können Neutronen aufgrund der Totzeit durch ADC-Konversionen erst $5 \mu s$ nach dem prompten Ereignis nachgewiesen werden. Die Differenzzeit der MC-Simulation berücksichtigt auch die mittlere Myonenlebensdauer im Szintillator von $\tau_\mu = 2.026 \mu s$. Die Überhöhung im Bereich bis zu $50 \mu s$ gegenüber einem exponentiellen Abklingen kann durch den Einfang der Neutronen an Gd erklärt werden, die in unmittelbarer Nähe der Modulwände erzeugt werden und somit kaum durch den Szintillator diffundieren. Das simulierte Zeitverhalten von Einfängen p (n, γ) zeigt keine solche Überhöhung. Aus diesem unterschiedlichen MC-Zeitverhalten der beiden n-Einfänge kann mit einem χ^2 -Test auf das experimentelle Spektrum der Anteil N_P/N_{Gd} bestimmt werden zu [JAN95b]

$$\left(\frac{N_P}{N_{Gd}} \right)_{fit} = (27.6 \pm 3.5)\% \quad \text{Fit-Intervall: } [5, 100] \mu s \quad (6.12)$$

Dieser Wert ist mit dem MC-Wert $N_P/N_{Gd} = 0.201$ in Tab. 6.2 mit um 3 Kanäle gesenkten Schwellen vergleichbar, weicht jedoch deutlich von dem über die MC-Energiespektren erhaltenen Wert $N_P/N_{Gd} = 0.392$ ab. Das experimentelle Energiespektrum kann somit auch nicht mit den MC-Einzelspektren mit den über die Differenzzeit ermittelten Anteilen

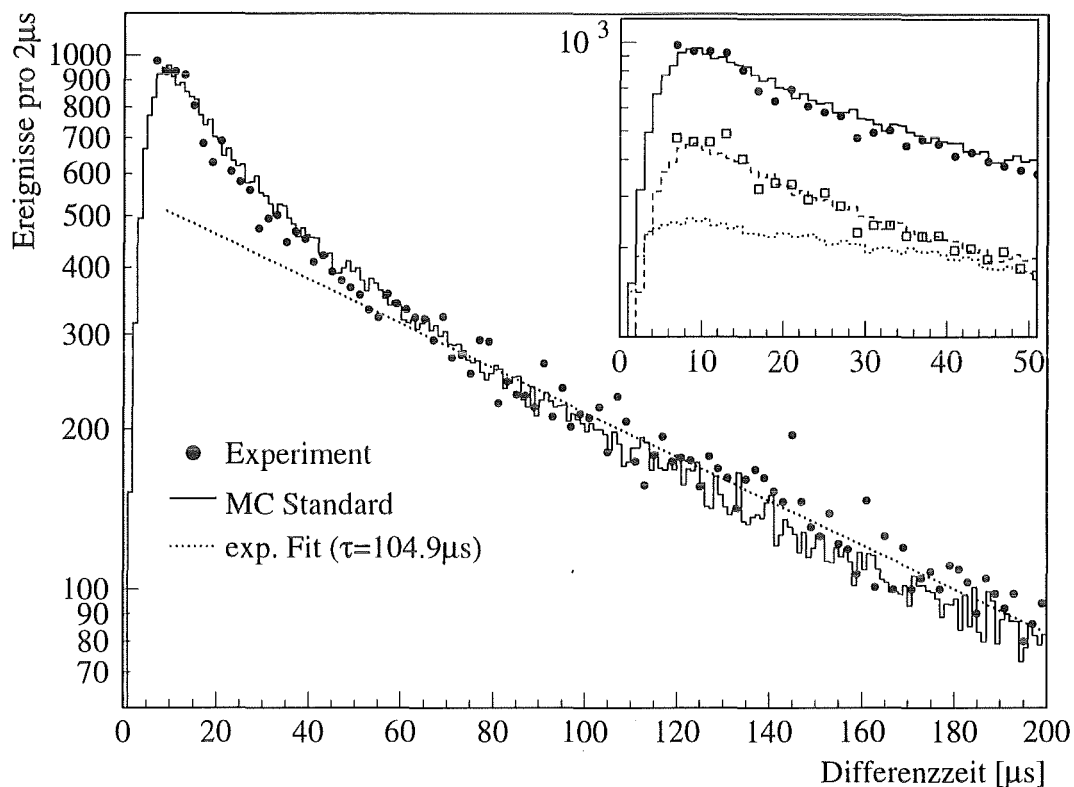


Abbildung 6.9: Differenzzeitspektrum zwischen gestopptem Myon und Neutroneneinfang nach Untergrundabzug, MC-Verteilung mit Standardschwellen auf die Zählrate im Bereich $10 \leq \Delta t \leq 200 \mu\text{s}$ normiert.
 Rechts oben: Ausschnitt der ersten $50 \mu\text{s}$. Die Meßpunkte \square entsprechen Ereignissen mit $E > 3.5 \text{ MeV}$ mit der MC-Zeitverteilung von Neutronen (aus $\text{Gd}(n, \gamma)$:gestrichelt, aus $\text{p}(n, \gamma)$:gepunktet, normiert jeweils im Intervall $[10, 200] \mu\text{s}$)

von $\text{Gd}(n, \gamma)$ und $\text{p}(n, \gamma)$ rekonstruiert werden. Als Zusammenfassung des Vergleichs der Simulation thermischer Neutronen mit experimentellen Daten bleibt festzuhalten:

- Das zeitliche Verhalten, die Modulmultiplizität und das Energieverhalten für $E_{sum} > 3.5 \text{ MeV}$ von n-Einfängen können mit dem MC-Code GCALOR in Verbindung mit den implementierten Detektorfunktionen hinreichend gut beschrieben werden.
- Das Verhältnis N_P/N_{Gd} wie auch der 2.2 MeV -Peak im Energiespektrum werden von der Simulation unterbewertet.
- Auch eine deutliche Absenkung der im MC angewandten Modulschwellen, die N_P/N_{Gd} sehr sensitiv erhöht, führt zu keiner besseren Beschreibung der experimentellen Energie- und Multiplizitätsverteilung.
- Das Detektorverhalten im Bereich der Schwellen ($E_{sum} \approx 2 \text{ MeV}$) in Verbindung mit der komplexen Beschreibung thermischer Neutronen und deren Einfang beschränkt die Genauigkeit der MC-Vorhersage bei kleinen Energien.

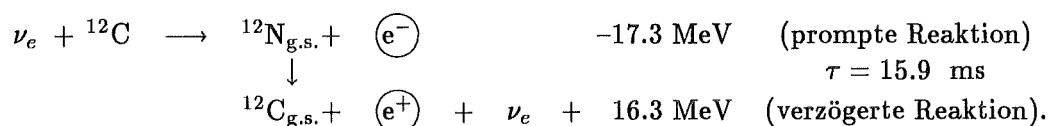
Die Bestimmung der Nachweiseffizienz thermischer Neutronen im KARMEN Detektor ist anhand der Untersuchung gestoppter kosmischer Myonen möglich, ohne auf MC-Voraussagen angewiesen zu sein. Lediglich die Extrapolation der Effizienz in Randbereiche des Detektors wird mit Hilfe der MC-Simulation durchgeführt, was aufgrund der über weite Bereiche geltenden Übereinstimmung von MC und Experiment gerechtfertigt ist.

6.5 Simulation neutrinoinduzierter Reaktionen

Ziel dieses Kapitels ist es, aufzuzeigen, daß ν -induzierte Reaktionen bezüglich ihrer sichtbaren Energie und der räumlichen Verteilung im Detektor von der simulierten Detektorantwort sehr gut beschrieben werden können. Hauptaugenmerk ist dabei die Form der Energie- und Ortsverteilungen, da mit Hilfe der MC Simulation u.a. die Nachweiswahrscheinlichkeit ν -induzierter Reaktionen für die entsprechenden Auswertefenster bestimmt wird. Die gute Übereinstimmung von Simulation und über einen Zeitraum von 5 Jahren aufakkumulierten ν -induzierten Ereignissen erlaubt, aus der Simulation auch für extrem seltene Prozesse zuverlässige Aussagen über Spektrenformen und Nachweiseffizienzen abzuleiten.

6.5.1 Die sequentielle Struktur des geladenen Stroms

Die exklusive geladene Strom-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ wird, wie in Kap. 3.2 dargestellt, über eine räumlich und zeitlich korrelierte e^-e^+ -Sequenz im KARMEN Detektor nachgewiesen:



Über einen Meßzeitraum von 5 Jahren (Runs 16–80) wurden 417.2 ± 20.7 solcher Sequenzen identifiziert, deren Energie- und Multiplizitätsverteilungen in Abb. 6.10 gemeinsam mit der für diese Runs simulierten Erwartung dargestellt sind. Energie und Multiplizität der relativ hochenergetischen Elektronen wie auch der niederenergetischen Positronen werden von der GEANT Simulation mit den detektorspezifischen Parametern gut beschrieben. Auch die räumliche Korrelation zwischen promptem e^- und verzögertem e^+ wird, wie aus Abb. 6.11a und b ersichtlich, von der Simulation in sehr guter Übereinstimmung wiedergegeben. Die Anpassung einer Gaußfunktion an die experimentelle Abstandsverteilung Δx von e^- und e^+ entlang der Modulachse ergibt einen mittleren Abstand $\mu = 1.3 \pm 0.7 \text{ cm}$ mit einer Streuung $\sigma = 12.6 \pm 0.5 \text{ cm}$ ($\mu(MC) = -0.7 \pm 0.1 \text{ cm}$, $\sigma(MC) = 13.9 \pm 0.1 \text{ cm}$). In die simulierte Abstandsverteilung geht der mit GEANT simulierte Ort der Energie-deposition des e^- und des e^+ und die implementierte energieabhängige Ortsauflösung der Detektormodule ein.

Um die räumliche Verteilung der Sequenzen über den Gesamtdetektor darzustellen, wird der Detektor in 8 konzentrische Quaderschalen der Breite einer Modullage und der Tiefe von $x = 17.9 \text{ cm}$ unterteilt. Die sich ergebenden Volumenanteile jeder Schale sind in

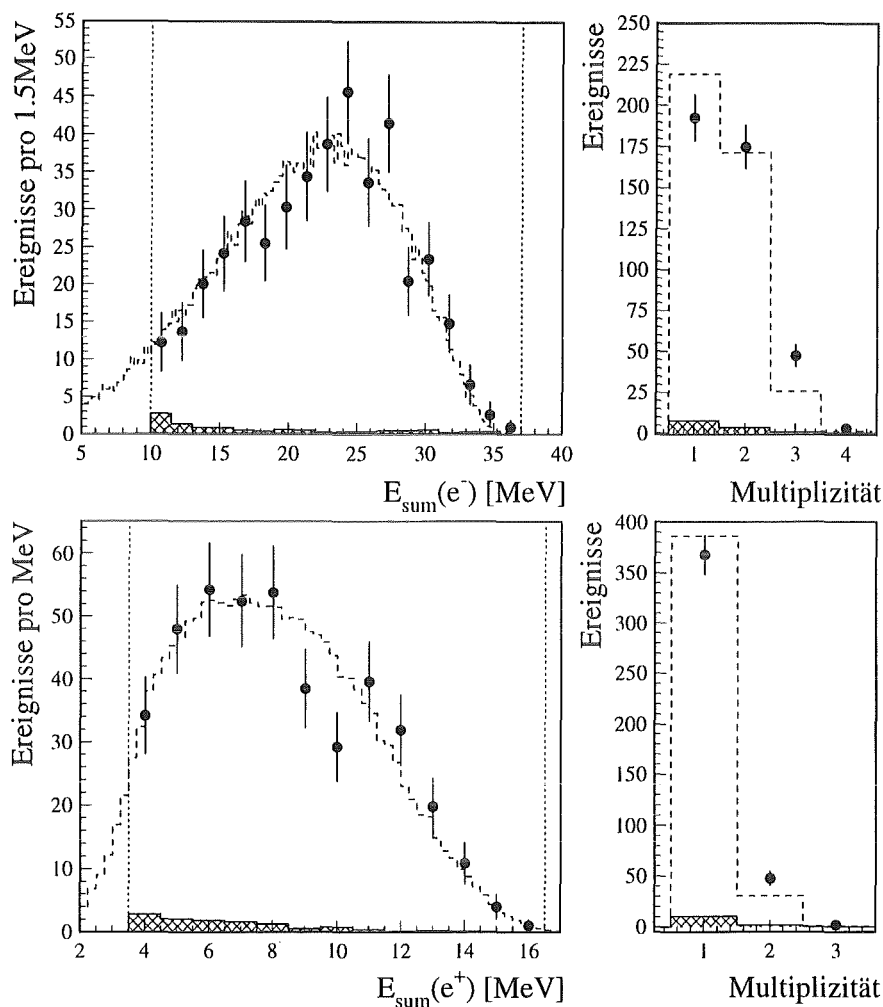


Abbildung 6.10: Energie- und Multiplizitätsverteilungen des prompten Elektrons und des verzögerten Positrons der CC-Sequenz. Zu den Datenpunkten und dem kleinen Untergrundanteil (kariert) sind die MC-Erwartungen (gestrichelt) eingezeichnet. Die senkrechten Linien in den Energieverteilungen beschreiben die Grenzen der Auswertefenster, in denen die MC-Spektren auf die Ereignisraten normiert wurden.

Tab. 6.3 angegeben. In Abb. 6.11c ist die Verteilung der prompten Ereignisse der Sequen-

Detektorschale	1	2	3	4	5	6	7	8
Volumen [%]	2.0	4.0	6.6	9.6	13.0	17.0	21.4	26.4

Tabelle 6.3: Einteilung des Detektors in konzentrische Schalen der Breite eines Moduls, von innen nach außen gezählt, und ihr relativer Anteil am Detektorvolumen

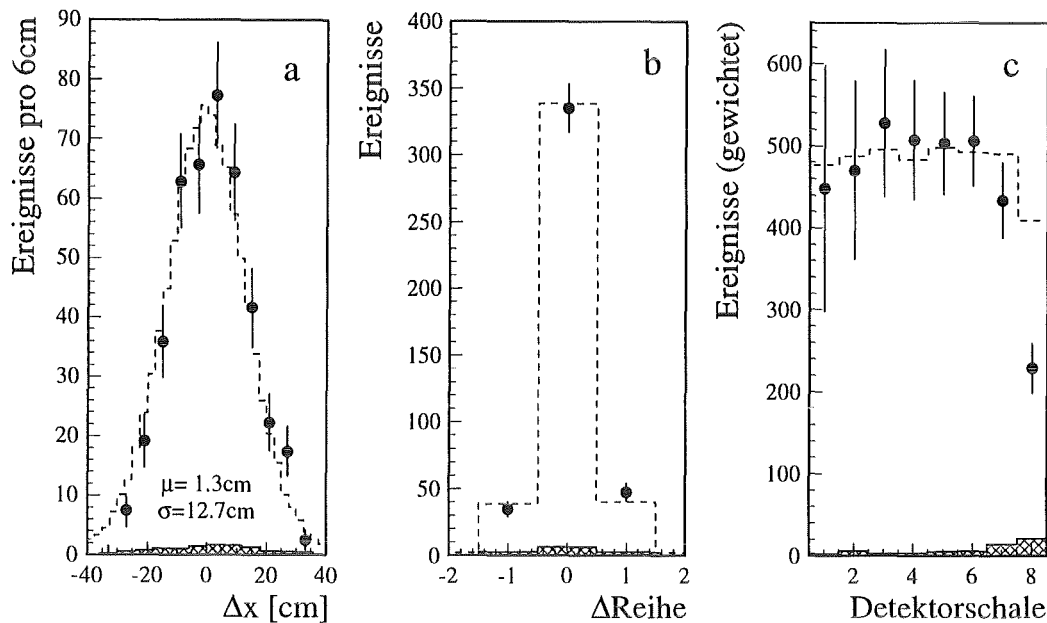


Abbildung 6.11: a,b: Abstand entlang(Δx) und quer(ΔReihe) zur Modulachse zwischen promptem und verzögertem Ereignis;
 c: mit den geometrischen Anteilen der Detektorschalen gewichtete Verteilung der prompten Ereignisse im Detektor (jeweils Datenpunkte, gestrichelte MC-Erwartung und experimentell bestimmter Untergrund (schraffiert))

zen, gewichtet mit dem reziproken Volumenanteil, über die Detektorschalen gezeigt⁵. Der starke Abfall der Ereignisrate in der äußersten Schale gegenüber einer konstanten Rate für das Detektorinnere kann in der Simulation nur teilweise nachvollzogen werden. Die Reduktion der experimentellen Rate in der Randschale ist auf gleichzeitige Ansprecher der Antizählermodule wie auch auf eine erhöhte Totzeit durch μ -induzierten Untergrund (gestoppte kosmische Myonen, SMU's) in den Randbereichen des Detektors zurückzuführen.

Werden in der Simulation die Modulschwellen der Antizähler um jeweils 4 Kanäle gesenkt, was zu mehr Antizähler-Ansprechern und einer geringeren Nachweisrate führt, so kann diese Diskrepanz nicht kompensiert werden. Auch die in der experimentellen Verteilung nicht berücksichtigte unterschiedliche Totzeit je nach Detektorschale sollte keinen so starken Einfluß haben⁶, sodaß eine Klärung dieser Abweichung weiterer Untersuchungen bedarf.

Ein zunächst mit GEANT simuliertes Elektron-Ereignis kann im 2. Schritt der MC Simulation akzeptiert oder aus mehreren Gründen verworfen werden. Dabei gehen neben detektorspezifischen Bedingungen (keine Antizähler-Ansprecher, Überschreiten mindestens einer ASTERIX-Modulschwelle sowie der MLU-Summenenergieschwelle) auch die Auswerteschnitte auf Summenenergie, Ereignisort und Koinzidenzbedingungen in die Akzeptanzentscheidung ein.

⁵Es wurden Ereignisse im gesamten Detektorvolumen akzeptiert.

⁶Die Gesamtzeit durch das Verwerfen SMU-korrelierter Ereignisse beträgt lediglich 0.5% [FER94],[KLE94].

Schnittparameter	Schnitt auf promptes Ereignis									Schnitt auf Koinzidenz						
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Antizähler	x		x		x		x		x							
MLU-Schwelle						x	x									
Modulschwellen								x	x							
Summenenergie		x	x	x	x											
Ort x [cm]				x	x											
Δ Reihe										x		x		x		x
Δ Spalte											x	x			x	x
Δx													x	x	x	x

Tabelle 6.4: Bedeutung der in Abb. 6.12a dargestellten Schnitte der MC-Simulation, die zum Verwerfen eines Ereignisses führen. Die ersten 3 Parameter geben detektorspezifische Bedingungen an, die folgenden sind durch die Auswerteschnitte definiert.

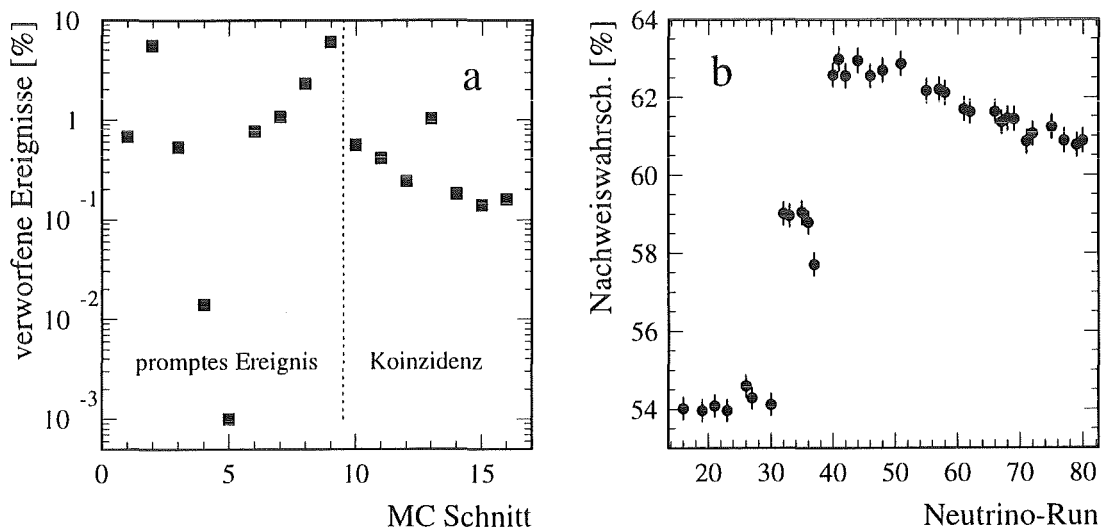


Abbildung 6.12: a: Verteilung der simulierten Ereignisse, die aufgrund der Detektorkonfiguration oder eines Auswerteschnitts verworfen werden
b: Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit simulierter e^-e^+ -Sequenzen nach Berücksichtigung aller detektorspezifischen Parameter und den Auswerteschnitten

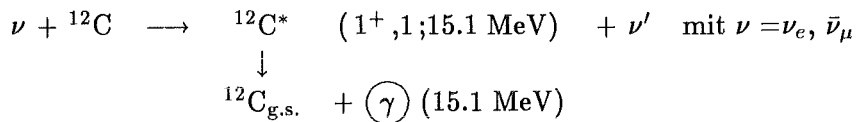
In Tab. 6.4 sind die Schnitte aufgelistet, die in der Simulation zum Verwerfen eines prompten Elektrons bzw. der gesamten Sequenz führen. Erst nachdem sowohl das prompte e^- wie auch das sequentielle e^+ akzeptiert werden (Schnitte auf e^+ analog zu denen auf e^-), werden die Koinzidenzbedingungen verlangt. Abb. 6.12a zeigt die Anteile der simulierten Ereignisse, die aufgrund der MC-Schnitte verworfen werden.

Nach allen Schnitten werden ca. 60 % der simulierten Sequenzen akzeptiert. Abb. 6.12b zeigt diese MC-Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit bei konstanten Software-Auswerteschnitten über die Neutrinoruns. Hierin wird der Einfluß der sich im Laufe der Zeit verändernden Detektorparameter, wie sie im MC implementiert sind, ersichtlich. Besonders deutlich ist die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit ab Run 32 durch eine neue, verbesserte MLU-Konfiguration und ab Run 40 durch eine weitere Absenkung der MLU-Schwelle (siehe Anhang A). Der leichte Rückgang der Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 2% bei konstanten Schwelleneinstellungen (Run 40–80) kann auf die Verdoppelung der schadhafte Module innerhalb dieses Zeitraums zurückgeführt werden.

Die Ereignisse aus dem MC-Rohdatensatz werden, gewichtet mit dem jeweiligen Neutrinofluß, auf die ausgewerteten Neutrinoruns verteilt und dann mit den Detektorfunktionen modifiziert. Die Fehlerbalken in Abb. 6.12 repräsentieren den statistischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit bei jeweils 100 000 MC-Sequenzen pro Neutrinorun.

6.5.2 Signatur der neutralen Strom-Reaktion

Die Neutrino-Kernwechselwirkung über den neutralen schwachen Strom wird mittels eines γ -Quants aus der Abregung von $^{12}\text{C}^*$ nachgewiesen:



Im Gegensatz zur CC-Sequenz des geladenen Stroms muß die NC-Reaktion über ein einzelnes Ereignis (*single prong*) nachgewiesen werden. Neben der zeitlichen Korrelation mit den ISIS-Protonpulsen ist die genaue Bestimmung der Energie der γ -Quanten daher entscheidend für die Identifikation. Abb. 6.13 zeigt die Energiedeposition der γ 's, wie sie mit GEANT simuliert wird. Neben dem Hauptpeak bei 15 MeV sind 3 weitere kleine Nebenpeaks erkennbar, die sich aus der Tatsache ergeben, daß die γ -Abregung des $^{12}\text{C}^*(15.11 \text{ MeV})$ über mehrere Kanäle erfolgt. Die relativ hohe Multiplizität (siehe Abb. 6.13b) ergibt sich aus mehrfacher Comptonstreuung einzelner γ 's in verschiedenen Modulen. Werden die GEANT-Rohverteilungen mit den Detektorfunktionen modifiziert, so verringert sich die Multiplizität drastisch aufgrund der Schwellen. Die gute Energieauflösung des Detektors führt dazu, daß 77 % aller nachweisbaren γ 's eine sichtbare Energie im Peak-Auswertefenster von $11 \leq E_{vis} \leq 16 \text{ MeV}$ liefern.

In Abb. 6.14 ist das Ergebnis einer Analyse von Einzelereignissen in einem Zeitintervall $[0.6, 30.6] \mu\text{s}$ nach dem ISIS-Strahl dargestellt. Der zeitlich konstante kosmisch induzierte Untergrund wurde über ein *maximum likelihood* Verfahren reduziert. Die Datenpunkte (Runs 16–80) können in einen klaren Peak um $E_{vis} = 14 \text{ MeV}$ und in eine breite Verteilung bis zu $E_{vis} \approx 35 \text{ MeV}$ unterteilt werden. Der Peak ist eindeutig der Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ über den neutralen Strom (NC), die breite Verteilung CC-Reaktionen zuzuordnen. Für eine detailliertere Analyse der einzelnen Reaktionen sei auf [WOL95] verwiesen.

Hier sollen einige Aspekte der MC Simulation ν -induzierter Reaktionen hervorgehoben werden:

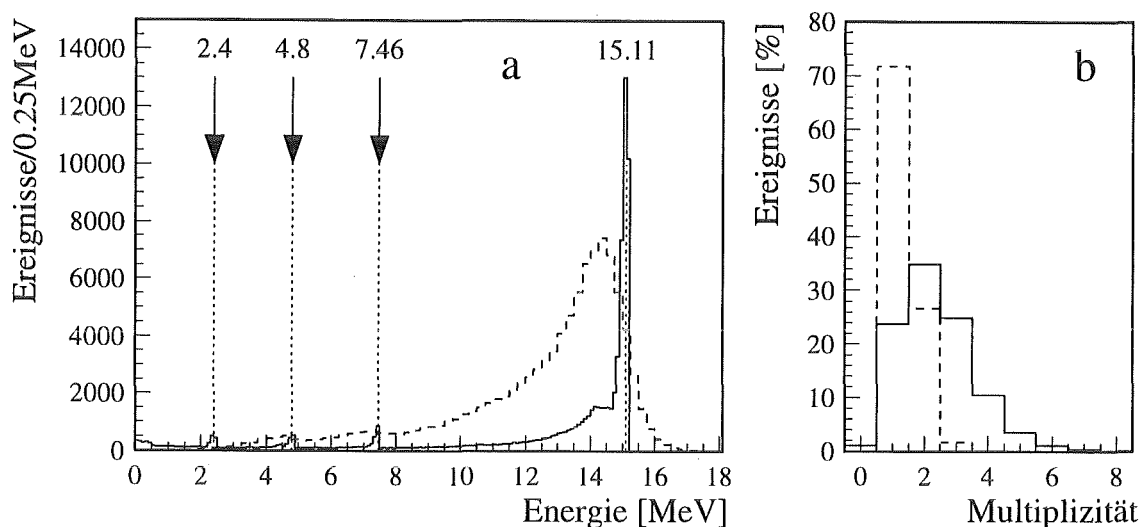


Abbildung 6.13: Energiedeposition (a) und Multiplizitätsverteilung (b) nach GEANT (durchgezogen) und entsprechende Detektorantwort (gestrichelt) von γ -Quanten aus der Abregung des $^{12}\text{C}^*$ (15.11 MeV). Die Abregung erfolgt entweder über die Emission eines γ 's mit der Energie 15.11 MeV (92%), 7.46 MeV (2.6%), 4.8 MeV (1.7%), 2.4 MeV (1.4%) oder über 2 γ -Quanten der Energie 10.67 MeV und 4.44 MeV (2.3%)

- Nicht nur breite Energieverteilungen wie im vorigen Abschnitt, sondern auch Peakstrukturen sind zuverlässig von der Simulation beschrieben.
- Um eine quantitative Aussage über den Wirkungsquerschnitt der neutralen Strom-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ zu machen, muß die Simulation von 6 verschiedenen ν -induzierten Reaktionen benutzt werden.
- Bei der Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ werden neben einem Elektron auch Protonen und γ 's emittiert, da die angeregten Zustände $^{12}\text{N}^*$ Proton-instabil sind [TIT93]. Die p- γ -Emission wurde im Rahmen dieser Arbeit in die Simulation dieser Reaktion aufgenommen, was zu einer Erhöhung des Schwerpunkts der sichtbaren Energie aus dieser Reaktion führte⁷.
- Der Anstieg der MC-Spektren im Bereich von 1–4 MeV repräsentiert Schwelleneffekte der Einzelmodule (ASTERIX) und des Zentraldetektors (MLU). Oberhalb von $E_{vis} \approx 5$ MeV werden alle Ereignisse von den Schwellen akzeptiert, d.h. der Auswertebereich von $E_{vis} > 10$ MeV ist frei von Einflüssen der Schwellen.

Insgesamt zeigt der hier vorgenommene Vergleich, daß ν -induzierte Strukturen im KAR-MEN Detektor —Einzelereignisse wie Sequenzen— sehr gut von der zweistufigen MC-Simulation beschrieben werden. Der Einbau der detektorspezifischen Parameter, die ana-

⁷Die p- γ -Emission erfolgt so schnell, daß im Detektor nur eine gemeinsame Energiedeposition von e^- , p und γ als ein einzelnes Ereignis nachgewiesen wird.

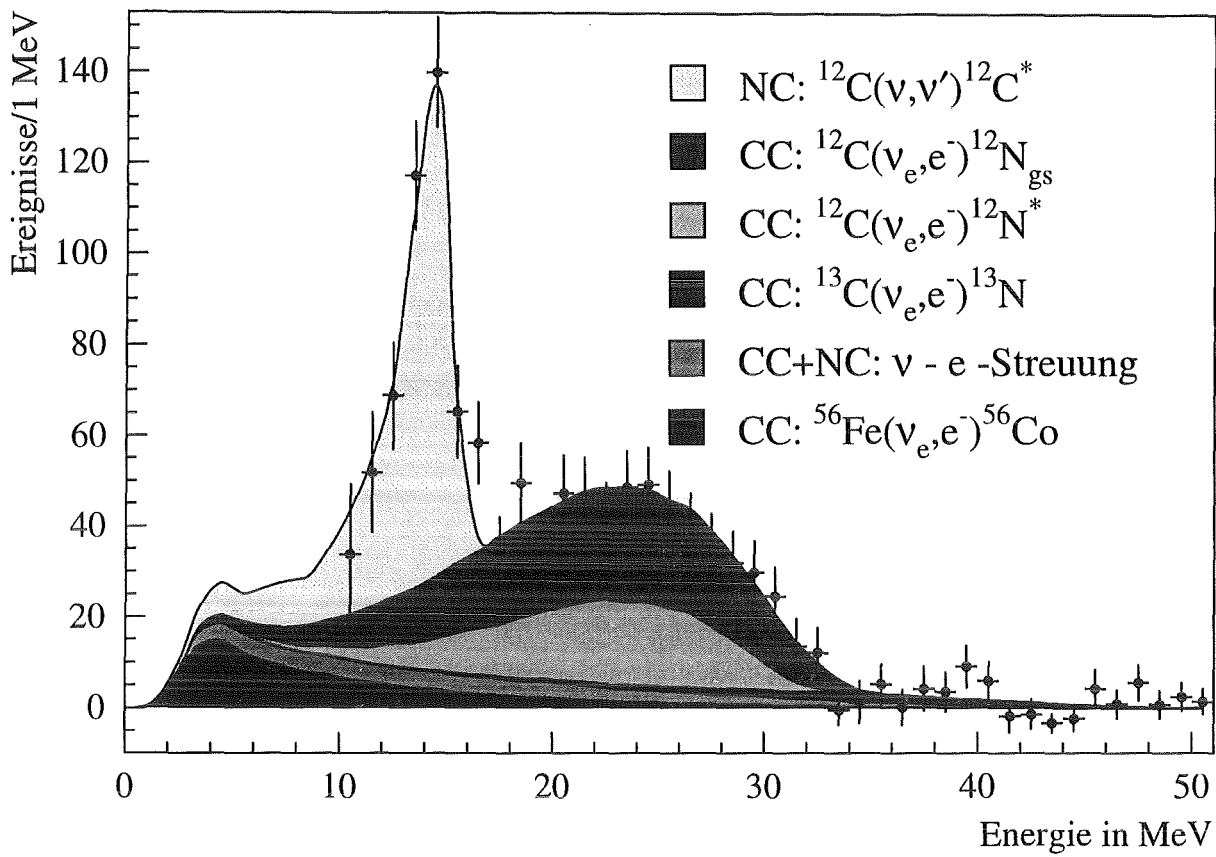


Abbildung 6.14: Energieverteilung von ν -induzierten *single prong* Reaktionen in KAR-MEN nach Abzug des kosmischen Untergrunds mit den simulierten Beiträgen von CC- und NC-Reaktionen [WOL95]

log zur Kalibration für jeden Neutrino run aktualisiert werden, gewährleistet auch über die Dauer eines mehrjährigen Meßzeitraums zuverlässige MC-Vorhersagen.

Kapitel 7

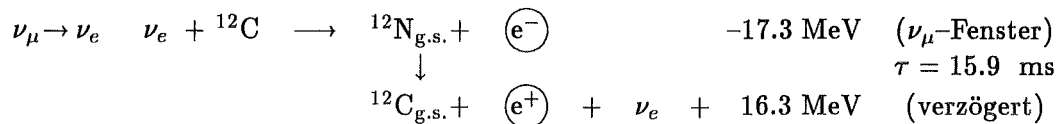
Analyse der Neutrinooszillationen

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_x$

7.1 Appearance-Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

7.1.1 Signatur der Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Im KARMEN Experiment kann die Flavoroszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ als eine e^-e^+ -Sequenz in räumlicher und zeitlicher Koinzidenz über die CC-Reaktion von Elektroneneutrinos an Kohlenstoff nachgewiesen werden:



Dabei wird nach dem e^- in einem Zeitfenster gesucht, in dem bei ISIS im wesentlichen nur ν_μ 's erzeugt werden. Da die ν_μ 's aus dem 2-Körperzerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ stammen, sind auch die ν_e 's aus $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ monoenergetisch und das prompte e^- hat die Energie

$$E(e^-) = E(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - Q = 29.8 - 17.3 \text{ MeV} = 12.5 \text{ MeV} \quad (7.1)$$

Aufgrund der kurzen Lebensdauer des π^+ von $\tau_{\pi^+} = 26 \text{ ns}$ folgt das e^- sehr eng den jeweils 100 ns breiten Proton-Doppelpulsen von ISIS¹. Abb. 7.1 zeigt die simulierte Detektorantwort der Energieverteilungen sowie das zeitliche Auftreten der prompten Elektronen und der sequentiellen Positronen, wie sie bei einer Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ erwartet werden. Die Suche nach solchen Oszillationssignaturen bis hin zur Ableitung von Ausschlußgrenzen der Oszillationsparameter erfolgt in mehreren Schritten:

1. Bestimmung der zu erwartenden Ereignisse N unter der Annahme maximaler Oszillation (*full oscillation*, $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1$)

¹Die ν_e 's aus dem μ -Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ werden im Gegensatz dazu im wesentlichen auf einer μs -Skala produziert und besitzen kontinuierliche Energien bis zu $E(\nu_e) = 52.8 \text{ MeV}$.

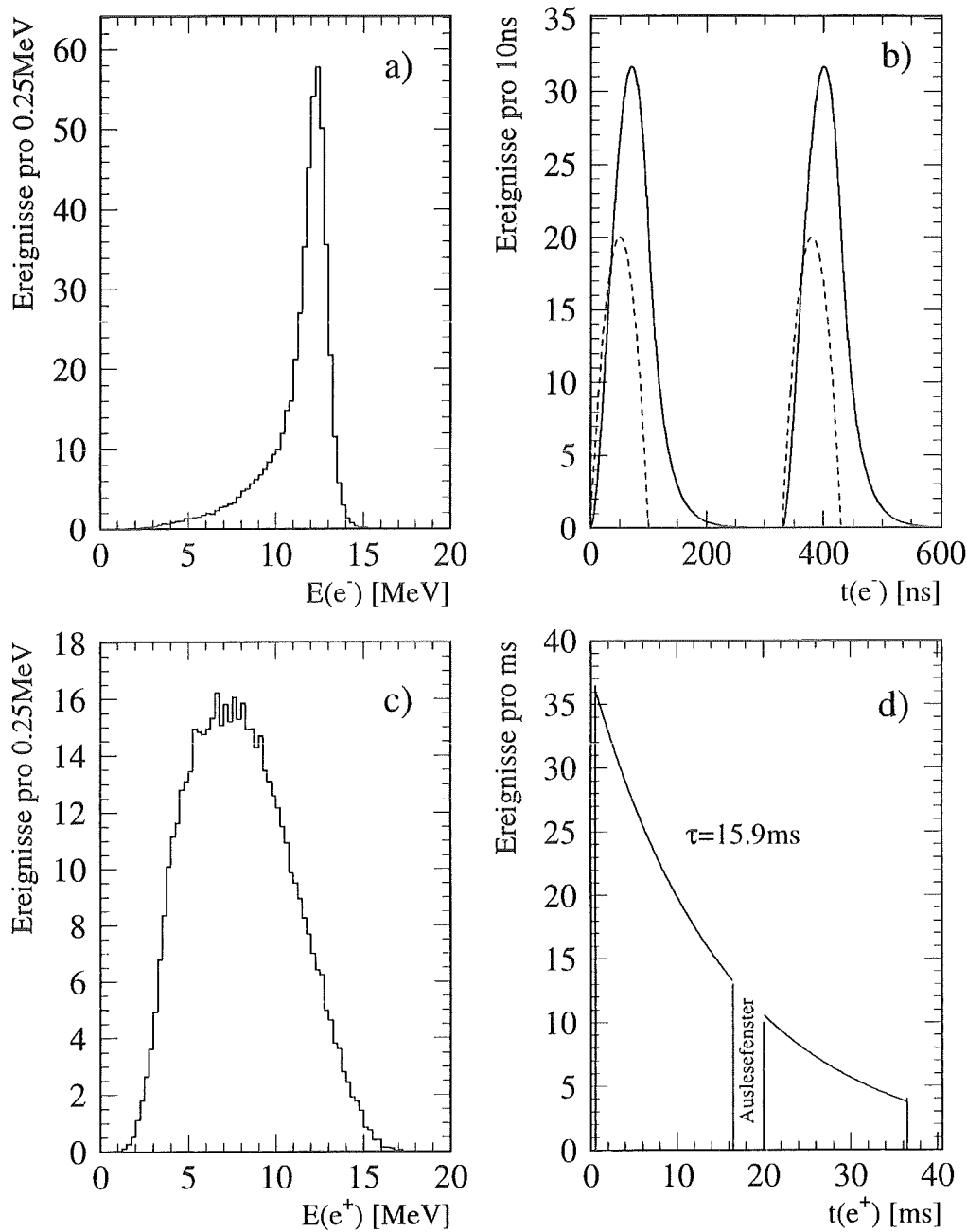


Abbildung 7.1: Erwartete Energie- und Zeitverteilungen der prompten Elektronen (a und b) und der sequentiellen Positronen (c und d) für eine $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation. Die Energiespektren sind MC-Simulationen der Detektorantwort, in Bild b sind (gestrichelt) auch die ISIS Protonenpulse gezeigt. Die Einträge der Spektren entsprechen der Erwartung N für $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1$.

2. Anlegen geeigneter Softwareschnitte an die Rohdaten, um Untergrundreaktionen effizient zu unterdrücken, dabei aber eine möglichst große Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ zu gewährleisten

3. Mit Hilfe der simulierten Detektorantwort erfolgt die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ
4. Auswertung der Daten; Ermittlung der potentiellen Oszillationsereignisse E und des Untergrunds B ; Vergleich von $E - B$ mit der Erwartung $N \cdot \epsilon$;
Gilt $E - B \approx 0 \ll N \cdot \epsilon$, so folgt 5.
5. Bestimmung einer Obergrenze $P_{90\% CL}$
Oszillationswahrscheinlichkeiten $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} > P_{90\% CL}$ können mit einem Vertrauensintervall (*Confidence Level*, CL) von 90% ausgeschlossen werden
6. Ableitung der entsprechenden 90%-Limits für die Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 aus der Grenze $P_{90\% CL}$

Oszillieren alle bei ISIS produzierten ν_μ in ν_e ($P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1$), so erwartet man bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon = 100\%$ N Ereignisse mit

$$\begin{aligned}
 N &= N_T \cdot \sigma \cdot \Phi_\nu \\
 &= N_T \cdot \sigma \cdot \frac{Q}{e} \cdot \frac{\pi^+}{p} \cdot \frac{1}{4\pi r_{eff}^2} = 513.5
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

mit	Q	=	5648.1C	akkumulierte Protonenladung von ISIS
	e	=	$1.602 \cdot 10^{-19}C$	Elementarladung der Protonen
	π^+/p	=	0.0456	π^+ -Produktion flußgewichtet gemittelt über alle Targetkonfigurationen
	r_{eff}	=	1768.9 cm	effektiver Abstand Target - Detektor
	σ	=	$4.95 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$	CC-Wirkungsquerschnitt für $E(\nu_e) = 29.8 \text{ MeV}$ nach [FUK88]
	N_T	=	$2.535 \cdot 10^{30}$	Zahl der ^{12}C -Targetkerne im Detektor

Obige Daten zum Neutrinofluß beziehen sich auf die Neutrinoruns 40–80. Frühere Runs wurden für diese Oszillationsauswertung nicht benutzt, da die Bestimmung des Zeitnullpunkts T_0 erst ab Run 40 auf $\pm 2.5 \text{ ns}$ genau ist.

Die e^-e^+ -Sequenz der CC-Reaktion wird auch zur Untersuchung der Neutrino-Kernwechselwirkung benutzt, da ν_e 's neben ν_μ 's ebenfalls im ISIS Target produziert werden (siehe Kap. 3.2). Der theoretische Wirkungsquerschnitt, mit dem hier die Oszillationserwartung berechnet wurde, ist über die CC-Reaktion, die im ν_e -Zeitfenster gemessen wurde, bestätigt (siehe Abb. 3.2). Die CC-Reaktion dient somit der Normierung für die Oszillationssuche. Die Erwartung N ist daher weitgehend unabhängig von Fehlern in der Bestimmung des Neutrinoflusses und des Wirkungsquerschnittes der Nachweisreaktion.

7.1.2 Untergrundsituation und Auswerteschnitte

Der Untergrund beim ν_e -Nachweis im ν_μ -Zeitfenster besteht aus drei Komponenten, die sich in Entstehung und Größe ihres Beitrags unterscheiden:

1. Zufällige Sequenzen, deren Primäreignis durch kosmische Myonen induziert wurde. Ihr Anteil ist aufgrund des kurzen Auswertefensters und der hohen Primärenergie gering.
2. Strahlkorrelierte, hochenergetische Neutronen, die die massive Eisenabschirmung des Detektors durchdringen und zu Ladungsaustauschreaktionen $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$ führen.
3. CC-Reaktionen der ν_e aus dem μ -Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ im ISIS Target. Trotz der langen Lebensdauer von $\tau_{\mu^+} = 2.2 \mu\text{s}$ können wenige ν_e aus frühen Zerfällen im ν_μ -Zeitfenster auftreten.

Den gefährlichsten Untergrund stellen strahlkorrelierte Neutronen dar. Ihr zeitliches Verhalten folgt den Protonenpulsen, die sichtbare Energie reicht bis zu einigen 100 MeV (siehe Abb. 7.2) und der Zerfall des ^{12}B aus der Ladungsaustauschreaktion kann aufgrund der Analogie innerhalb des Isospintripletts $A = 12$ im Detektor nicht von ^{12}N -Zerfällen getrennt werden. Eine detaillierte Analyse solcher Reaktionen im KARMEN Detektor findet

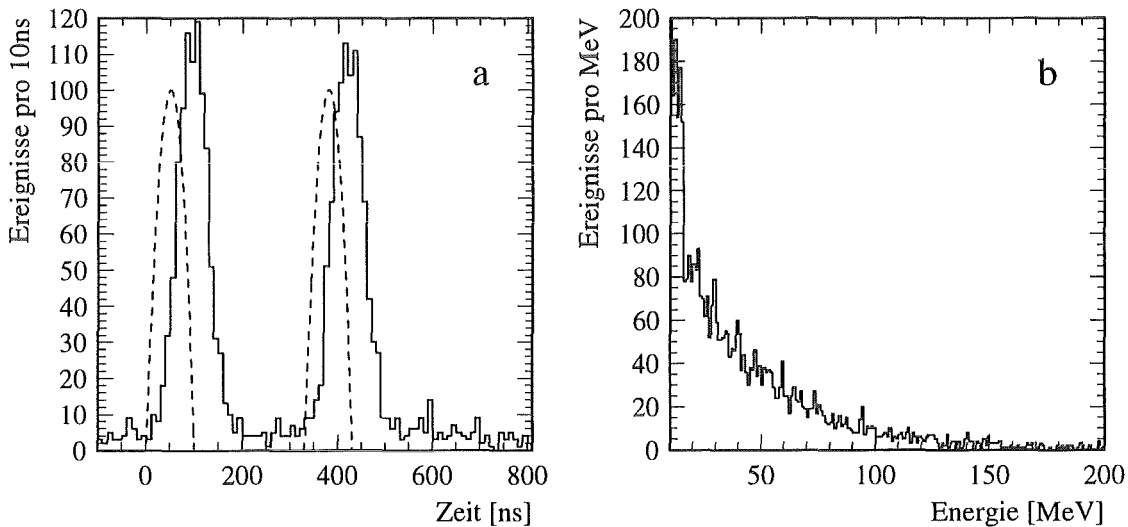


Abbildung 7.2: Zeit- und Energieverteilung strahlkorrelierter Neutronen (nicht untergrundkorrigiert) ohne die Forderung eines sequentiellen Ereignisses. Für die Zeitverteilung wurde eine Mindestenergie von $E_{vis} > 35 \text{ MeV}$ gefordert, die Energieverteilung stammt von Ereignissen mit Zeiten von 0–500ns nach T_0 .

sich in [WEB95].

Um die Untergrundsituation eingehender zu untersuchen, werden die Auswerteschnitte in 2 Schritten angelegt. Zunächst werden Ereignissequenzen mit folgenden Bedingungen reduziert:

$$\begin{array}{rcl}
 10 & \leq & E_{prompt} & \leq & 200 & \text{MeV} \\
 2.5 & \leq & E_{sequ} & \leq & 200 & \text{MeV} \\
 0.4 & \leq & t_{sequ} - t_{prompt} & \leq & 36 & \text{ms}
 \end{array}$$

Das sequentielle Ereignis muß außerdem in einem Koinzidenvolumen von

$$|\Delta x| \leq 100\text{cm} \quad |\Delta\text{Spalte}| \leq 2.5 \quad |\Delta\text{Reihe}| \leq 2.5$$

um das prompte Ereignis liegen. Auf beide Ereignisse wird zusätzlich eine *stack-Reduktion* angewandt, d.h. $20\ \mu\text{s}$ ($10\ \mu\text{s}$) vor dem prompten (sequentiellen) Ereignis darf in keinem Detektorteil einschließlich der Veto-Zähler ein Ereignis stattgefunden haben. Dies reduziert vor allem kosmogenen Untergrund. Mit der minimalen Differenzzeit von $400\ \mu\text{s}$ werden Sequenzen mit thermalisierten Neutronen als sequentiellm Ereignis effizient unterdrückt.

Abb. 7.3a zeigt die zeitliche Verteilung der reduzierten Ereignisse in den $2\ \mu\text{s}$ um T_0 . Deutlich sind zwei mit den Myoneneutrinoimpulsen eng korrelierte Peaks zu erkennen. Auch nach ca. $500\ \text{ns}$ nach T_0 gibt es eine deutliche Überhöhung der Ereignisrate gegenüber dem *pre-beam* Niveau. Wird eine Mindestenergie von $E_{\text{prompt}} \geq 35\ \text{MeV}$ gefordert, so bleiben nur noch zwei Peaks übrig (Abb. 7.3b). Da Elektronen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ nur Energien $E(e^-) < 35\ \text{MeV}$ besitzen, handelt es sich bei den verbleibenden Ereignissen um strahlkorrelierte, Neutron-induzierte Sequenzen.

Daß der Überschuß in Abb. 7.3a nach $550\ \text{ns}$ auf CC-Reaktionen zurückzuführen ist, zeigt eine separate Analyse. Mit dem in Kap. 3.2 beschriebenen Wirkungsquerschnitt von $\langle \sigma \rangle_{CC} = 9.39 \cdot 10^{-42}\text{cm}^2$ erwartet man im Intervall $[550, 1000]\text{ns}$ $N_{CC}^\sigma = 71.3$ $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Sequenzen. In diesem Zeitfenster werden 92 Sequenzen gefunden. Mit einem aus dem *pre-beam* Fenster bestimmten Untergrund von 17.6 ± 2.8 Ereignissen ergeben sich

$$N_{CC}([550, 1000]\text{ns}) = 74.5 \pm 10.0 \quad (7.3)$$

in sehr guter Übereinstimmung mit der Erwartung N_{CC}^σ (siehe auch ν_e -Kurve in Abb. 7.3a).

Legt man nun enge, auf die Oszillationserwartung optimierte Schnitte an, so erfüllen nur noch 17 Sequenzen in den $2\ \mu\text{s}$ um T_0 alle Bedingungen (Abb. 7.3c). Die Schnitte und die sich daraus ergebenden Nachweiseffizienzen ϵ sind in Tab. 7.1 gegeben. Die letzte

Reduktion	Schnitt	Effizienz ϵ
<i>stack-Reduktion</i>	$20\ \mu\text{s}$ vor t_{prompt}	0.911
	$10\ \mu\text{s}$ vor t_{sequ}	0.961
Energie	$10 \leq E_{\text{prompt}} \leq 14\ \text{MeV}$ $3.5 \leq E_{\text{sequ}} \leq 15\ \text{MeV}$	0.548 (aus MC)
Modulmultiplizität	$1 \leq m_{\text{prompt}} \leq 2$	
räuml. Koinzidenz	$ \Delta x \leq 50\text{cm}$ $ \Delta\text{Spalte} \leq 1.5$ $ \Delta\text{Reihe} \leq 1.5$	
zeitl. Koinzidenz	$0.5 \leq \Delta t \leq 36\ \text{ms}$	
alle Schnitte		0.376

Tabelle 7.1: Reduktionsschnitte mit entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten

noch anzulegende Bedingung ist die Beschränkung der Zeit des prompten Ereignisses auf

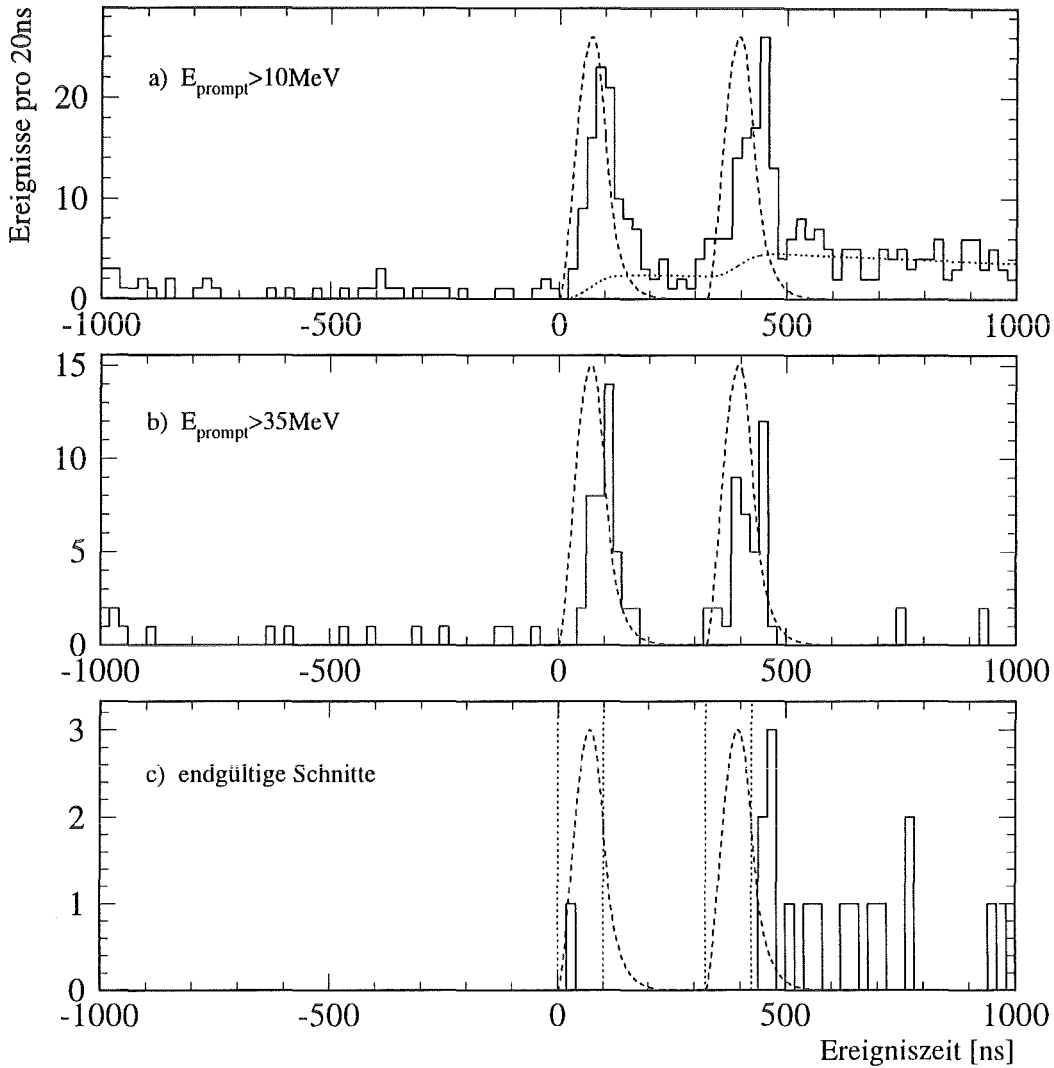


Abbildung 7.3: Zeitverteilungen des prompten Ereignisses reduzierter Sequenzen. Jeweils eingezeichnet (ohne absolute Normierung) sind die erwarteten e^- -Ereigniszeiten für Oszillationssequenzen. Zusätzlich in a: CC-Erwartung von ν_e 's aus dem μ^+ -Zerfall; in c: optimale Zeitfenster für die Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

das Fenster der ν_μ -Pulse. Dies ist besonders wichtig im Hinblick auf die Unterdrückung konkurrierender Neutron-induzierter Reaktionen.

Zur Bestimmung der genauen Differenzzeit der beiden ISIS-Strahlpulse werden zwei Analysen durchgeführt. Die Mittelwerte der Neutronenverteilungen, die den ISIS Strahlpulsen direkt folgen (siehe Abb. 7.2), geben unabhängig von der Breite der Neutronenpulse den Pulsabstand der Protonenpulse wieder. Ein Fit zweier Gaußfunktionen an die Neutronenverteilungen liefert einen Abstand der Mittelwerte von

$$\Delta \bar{t}_N = 324.8 \pm 1.5 \text{ ns} \quad (7.4)$$

In einer zweiten Analyse wird aus dem ISIS Synchrotronradius von $r = 26.0\text{ m}$ und der kinetischen Energie der Protonen $E_{kin} = 800\text{ MeV}$ der Abstand t_D berechnet über

$$t_D = \frac{U}{2v} = \frac{\pi r}{\beta c} = 323.4\text{ ns} \quad \text{mit} \quad \beta = \sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E_0 + E_{kin}}\right)^2} = 0.842 \quad (7.5)$$

Für die Auswertung der Meßdaten wird daher ein Protonpulsabstand von $\Delta t_P = 325\text{ ns}$ bei einer Fußbreite von 100 ns je Puls verwendet². Ein Fehler von $\pm 2\text{ ns}$ für Δt_P führt zu einem relativen Fehler von $\pm 2\%$ in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse aus $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

In Tab. 7.2 sind einige Zeitfenster mit den entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten und den zu erwartenden CC-Reaktionen von ν_e aus dem μ^+ -Zerfall aufgelistet. Die Nach-

Zeit [ns]	0-70 325-395	0-85 325-410	0-95 325-420	0-100 325-425	0-105 325-430	0-110 325-435	0-500
$\epsilon_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$	0.469	0.650	0.753	0.796	0.832	0.861	0.993
$\epsilon_{Neutron}$	0.199	0.363	0.485	0.545	0.608	0.665	0.992
N_{CC}	0.81	1.11	1.32	1.45	1.58	1.71	4.79
G	1.105	1.164	1.169	1.163	1.139	1.115	0.994

Tabelle 7.2: Nachweiseffizienz für Schnitte auf die ν_μ -Zeitfenster, erwartete ν_e -Beimischung und Gütefaktor G für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Neutron-Trennung. In Fettdruck das für die weitere Auswertung verwendete Zeitintervall.

weiseffizienz für die Zeitschnitte auf die Neutronverteilungen wurde aus dem Zeitspektrum in Abb. 7.2 entnommen. Die Sensitivität der Oszillationssuche ist von der Zahl N der zu erwartenden Ereignisse, also von der Nachweiswahrscheinlichkeit, und der Untergrundunterdrückung (Signal - Untergrund -Verhältnis) abhängig. Während für den Fehler σ_{rel} eines Signals $\sigma_{rel} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ gilt, ist die Sensitivität umgekehrt proportional zur Erwartung N für $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1$ (es gilt nach Glg. 7.11: $P_{90\%CL} < \frac{S_{90}}{N}$. S_{90} ist die nach Glg. 7.10 ausschließbare Anzahl von Signal- oder Oszillationsereignissen). Aus diesen Überlegungen kann in einem ersten Ansatz ein Gütefaktor für den Zeitschnitt aus dem Produkt der Nachweiseffizienz $\epsilon_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ mit dem Verhältnis von Oszillations- und Neutronennachweiswahrscheinlichkeit definiert werden:

$$G = \epsilon_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \cdot \frac{\epsilon_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}}{\epsilon_{Neutron}} \quad (7.6)$$

Unter der Nebenbedingung $\epsilon_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} > 50\%$ ist G maximal für das Zeitfenster $[0, 95] \vee [325, 420]\text{ ns}$. Da der Gütefaktor der beiden benachbarten Fenster nur geringfügig kleiner ist, wird für die weitere Auswertung das Fenster mit größerer Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet, also $[0, 100] \vee [325, 425]\text{ ns}$.

²Eine dritte Analyse auf der Basis des BPM-Transientenrecordersignals, das die Protonpulse in einer 10 ns -Auflösung aufzeichnet, ergibt $\Delta t_P = 323.1 \pm 1.3\text{ ns}$ [BOD95] in guter Übereinstimmung mit den hier ermittelten Werten.

7.1.3 Ausschlußgrenzen

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für e^-e^+ -Sequenzen aus der Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ beträgt

$$\epsilon_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}^{total} = 0.376 \cdot 0.796 = 0.30 \quad (7.7)$$

und man erwartet für $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1$

$$N \cdot \epsilon_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}^{total} = 513.5 \cdot 0.30 = 154.1 \quad (7.8)$$

nachgewiesene Sequenzen. Lediglich 1 Sequenz erfüllt alle Auswertebedingungen ($E = 1$). Der Untergrund durch CC-Reaktionen von ν_e 's aus dem μ^+ -Zerfall ist $N_{CC} = 1.45 \pm 0.15$ Ereignisse. Der in einem $190 \mu\text{s}$ langen Intervall vor den Strahlpulsen ermittelte kosmisch induzierte Untergrund sowie die im Strahlfenster zu erwartenden zufälligen Koinzidenzen betragen $N_{CB} = 0.53 \pm 0.22$, wodurch sich ein Gesamtuntergrund von

$$B = 1.98 \pm 0.27 \quad (7.9)$$

Ereignissen ergibt. Die Zahl $E = 1$ der gefundenen Ereignisse entspricht nicht der Erwartung für $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1$, sondern stimmt im Rahmen der Statistik mit den Untergrundereignissen überein. Auf der Basis dieses Ergebnisses kann unter der Annahme poissonverteilter Ereignisraten E und B über [ZEC89]

$$CL = 1 - \frac{e^{-(B+S_{CL})} \sum_{n=0}^E \frac{(B+S_{CL})^n}{n!}}{e^{-B} \sum_{n=0}^E \frac{B^n}{n!}} \quad (7.10)$$

eine minimale Zahl S_{CL} gerade noch ausschließbarer Oszillationsereignisse angegeben werden, die dem *Confidence Level* CL entspricht. Für $E = 1$ und $B = 1.98$ ergibt sich $S_{90\%} = 3.0$ Ereignisse, was zu einer Obergrenze der Oszillationswahrscheinlichkeit von

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < \frac{3.0}{154.1} = 1.9 \cdot 10^{-2} \quad (90\%CL) \quad (7.11)$$

führt. Werden Neutrinos in einem ausgedehnten Detektor nachgewiesen, so muß die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ an einem festen Abstand L zur Quelle

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = \sin^2(2\Theta) \cdot \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \quad (7.12)$$

über alle möglichen Abstände L des Detektorvolumens integriert werden:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \longrightarrow \int_{Det.} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} dV &= \sin^2(2\Theta) \cdot \frac{1}{V_D} \cdot \int_{x_D} \int_{y_D} \int_{z_D} \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L(x, y, z)}{E_\nu}\right) dx dy dz \\ &= \sin^2(2\Theta) \int_{Det.} \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \cdot n(L) dL \end{aligned} \quad (7.13)$$

mit $V_D = \int_{x_D} \int_{y_D} \int_{z_D} dx dy dz$. Die Dichteverteilung $n(L)$ mit

$$\int_{Det.} n(L) dL = 1 \quad \text{und} \quad r_{eff} = \bar{L} = \int_{Det.} n(L) L dL = 17.69 \text{ m} \quad (7.14)$$

gibt die Geometrie und die Lage des KARMEN Detektors bezgl. der ν -Quelle wieder. Für die ermittelte Obergrenze $P_{90\%CL}$ kann nun für jeden Wert von Δm^2 eine Obergrenze für $\sin^2(2\Theta)$, d.h. für die Neutrinomischung, angegeben werden. In Abb. 7.4 ist die aus

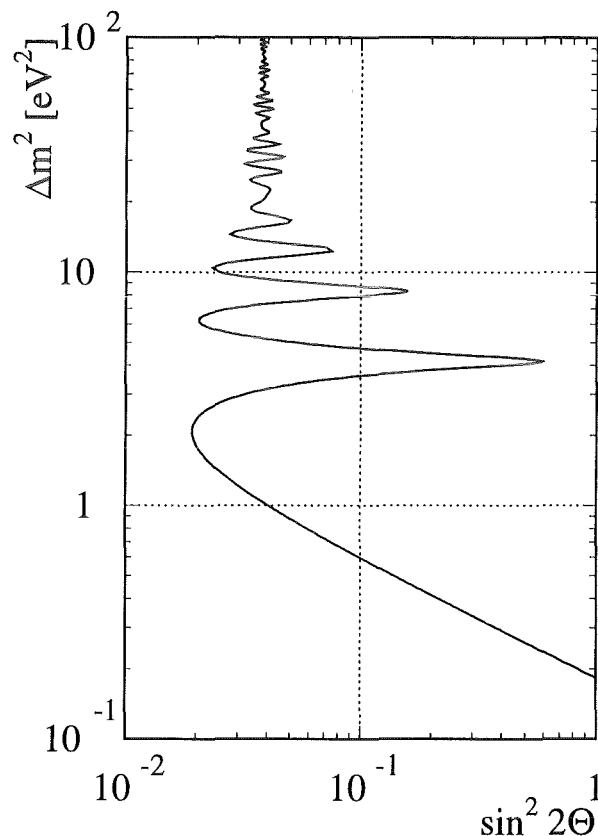


Abbildung 7.4: KARMEN Ausschlußgrenze für Oszillationen $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 0.019$

Der Parameterbereich rechts der Kurve kann für Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ mit 90%CL ausgeschlossen werden.

Gleichung 7.13 ermittelte Kurve für $P_{90\%CL} = 0.019$ in einer aus der quadratischen Massendifferenz Δm^2 und dem Mischungswinkel Θ aufgespannten Ebene darstellt.

Ein Vergleich der hier mit KARMEN erstellten Ausschlußkurve für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen mit anderen experimentellen Resultaten ist in Kap. 7.4 gezeigt. Für die hier ermittelte Ausschlußgrenze für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ läßt sich folgendes festhalten:

- Aufgrund der in einem anderen Zeitfenster detailliert untersuchten ν -induzierten e^-e^+ -Sequenzen (siehe Kap. 3.2) ist die experimentelle Ereignissignatur für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sehr genau bekannt.

- Aus der Ereignisrate von $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ im ν_e -Zeitfenster ist der ν_μ -Fluß von ISIS ($\Phi_{\nu_\mu} = \Phi_{\nu_e}$) und der Wirkungsquerschnitt für die Nachweisreaktion bekannt, d.h. die Erwartung $N(P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1)$ ist experimentell 'normiert'.
- In Glg. 7.11 ist $S_{90\%} = 3.0$ und somit vom Grenzwert $S_{90\%}(E = 0) = 2.3$ nur wenig entfernt. Die Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ist nahezu untergrundfrei ($B = 1.98$), was nicht zuletzt auf die zwei sehr engen Auswertefenster von je 100 ns zurückzuführen ist.
- Die Ausschlußgrenze wird im wesentlichen nur durch die geringe Erwartung, d.h. durch den akkumulierten ν_μ -Fluß, limitiert.

Mit einem bis zum Ende des Experiments verdoppelten akkumulierten Neutrinofluß und extrapolierten Untergrundeignissen auf der Basis gleichbleibender Untergrundraten ($E = 3$, $B = 4$, $N_{\text{erw.}} = 308$) ergibt sich eine prognostizierte Obergrenze nach Glg. 7.10 von

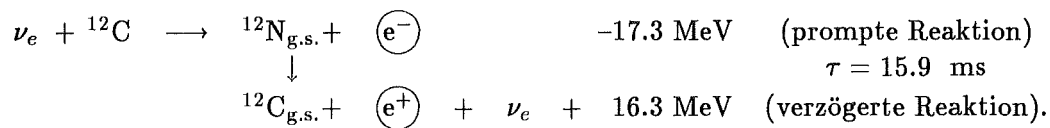
$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}^{\text{progn.}} < 0.013 \dots 0.026 \quad 90\%CL \quad (7.15)$$

wobei für den zweiten Wert eine zusätzliche Neutronenbeimischung von $N_n = 4$ Ereignissen angenommen wurde. Eine wesentliche Verbesserung des Limits ist daher nur unter Einbeziehung weiterer Auswertemethoden, z.B. des *maximum likelihood* Verfahrens, zu erreichen³. In einem solchen Verfahren können dann die zu erwartenden Signaturen schneller Neutronen wie auch die der CC-Beimischung von denen potentieller ν -Oszillationen innerhalb des schmalen Zeitfensters separiert werden.

7.2 Disappearance-Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$

Liegt eine Flavorosozillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ vor, so sind zwei Arten möglich: $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ und $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Der direkte Nachweis über $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \mu^-)^{12}\text{N}$ oder $^{12}\text{C}(\nu_\tau, \tau^-)^{12}\text{N}$ (*Appearance Mode*) ist bei ISIS nicht möglich, da die Neutrinoenergien mit $E_{\nu_e} \leq 52.8 \text{ MeV}$ unterhalb der Schwelle für die Teilchenproduktion von μ^- , τ^- liegen.⁴ Deshalb kann die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ nur über das 'Fehlen' von ν_e 's, d.h. im *Disappearance Mode*, bei KARMEN untersucht werden.

Die Nachweisreaktion für ν_e 's aus dem ISIS-Strahl ist die Reaktion über den geladenen schwachen Strom (CC)



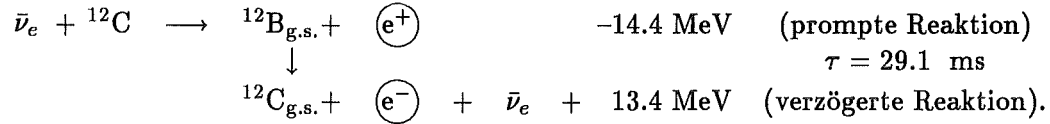
Das Elektron wird gemäß der ν_e -Produktionszeit einige μs nach den Strahlungspulsen nachgewiesen. Das Positron ist dazu in enger räumlicher und zeitlicher Koinzidenz.

Der *Disappearance Mode* ist prinzipiell weniger sensitiv auf Oszillationen als der *Appearance Mode*, da hier nicht nach wenigen neu auftretenden Neutrinos anderer Flavor, sondern nach einer statistisch signifikanten Abnahme der erwarteten ν -induzierten Ereignisse

³Bei den hier gemessenen sehr kleinen Ereigniszahlen von $E = 1$ und $B = 1.98$ liefert ein solches Verfahren keine systematische Verbesserung.

⁴Die Ruhemassen sind $m(\mu^-) = 105 \text{ MeV}$ und $m(\tau^-) = 1.78 \text{ GeV}$.

gesucht wird und somit die Erwartung genau bekannt sein muß. Bei einer der zwei möglichen Flavoroszillationen, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, kommt eine weitere Komplikation hinzu. $\bar{\nu}_\mu$'s werden bei ISIS zur gleichen Zeit mit gleicher Quellstärke wie ν_e 's produziert. Aus Gründen der CP-Erhaltung sollte die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ gleich häufig sein (ν_e mischt mit ν_μ gleich stark wie die entsprechenden Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ und $\bar{\nu}_\mu$). Diese dann auftretenden $\bar{\nu}_e$'s können analog zu den ν_e 's ebenfalls über eine CC-Reaktion



nachgewiesen werden. Aufgrund der Ähnlichkeit der Energien und der Zerfallszeiten innerhalb des Isospintripletts ${}^{12}\text{B}$ - ${}^{12}\text{C}$ - ${}^{12}\text{N}$ kann diese e^+e^- -Sequenz im KARMEN Detektor nicht genügend effizient von der ν_e -induzierten e^-e^+ -Sequenz getrennt werden. Vergleichbare Limits für $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ zu denen aus Kap. 7.1 für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ wären daraus nicht ableitbar, ein Nachweis $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ auf diese Weise nicht erreichbar.

Koppeln ν_e 's dagegen dominant an ν_τ 's, so kann nach der Flavoroszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ gesucht werden. Dies kann ohne Einschränkung für die folgende Auswertung angenommen werden, da aus der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ bei KARMEN Obergrenzen der Mischung von $\sin^2(2\Theta) \leq \sim 5 \cdot 10^{-3}$ für $\Delta m^2 \geq 1 \text{ eV}^2$ gelten, die hier ermittelten Grenzen aber um mehr als eine Größenordnung größer sind. Eine formal exakte Aussage aus dem *Disappearance Mode* $\nu_e \rightarrow \nu_x$ auf die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ kann jedoch nur in einem 3-Flavor-Formalismus abgeleitet werden (siehe Anhang B.2).

Oszillieren die ν_e 's auf dem Weg von der Quelle in den KARMEN Detektor in andere Flavours ($\nu_e \rightarrow \nu_\tau$), so hat das für den Nachweis obiger e^+e^- -Sequenzen zwei Folgen:

- Die Zahl der nachgewiesenen Reaktionen verringert sich, der gemessene Wirkungsquerschnitt für ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ wird kleiner als erwartet.
- Aufgrund der Energieabhängigkeit der Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau}$ ist das verbleibende ν_e -Energiespektrum deformiert, was direkt zu einer Abweichung der Energieverteilung der prompten Elektronen von der erwarteten Form führt.

Resultate auf der Basis dieser beiden Oszillationsfolgen werden in den folgenden Abschnitten gezeigt.

7.2.1 Oszillationsgrenzen aus den Wirkungsquerschnitten

In Kap. 3.4 wurde mit dem experimentell bestimmten Verhältnis

$$R = \frac{\langle \sigma \rangle_{NC}(\nu_e + \bar{\nu}_\mu)}{\langle \sigma \rangle_{CC}(\nu_e)} = 1.17 \pm 0.11 \quad (7.16)$$

der flußgemittelten Wirkungsquerschnitte des neutralen und geladenen Stroms die $\nu_\mu - \nu_e$ - Universalität bestätigt. Ist eine Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ gegeben, so führt dies zu einer Reduzierung von $\langle \sigma \rangle_{CC}(\nu_e)$. Andererseits gilt gerade aufgrund der $\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$ - Universalität

bezgl. der Ankopplung im neutralen Strom an das Z^0 -Boson, daß $\langle\sigma\rangle_{NC}$ unabhängig von möglichen Flavoroszillationen ist. Es gilt also für den Quotienten $R_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ unter Einbeziehung einer möglichen Oszillation

$$R_{\nu_e \rightarrow \nu_x} > R_{keine\ Osz.} = R_{theor.} \quad (7.17)$$

Für eine konservative Abschätzung möglicher Oszillationsanteile wird der kleinste theoretische Wert von [FUK88], $R_{theor.} = 1.08 \pm 0.02$, benutzt. Die Analyse ist unabhängig von systematischen Unsicherheiten wie dem genauen Neutrinofluß, da nur der Quotient der experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte verwendet wird. Ist $\Delta\sigma_{CC}$ die Reduktion des Wirkungsquerschnitts des geladenen Stroms wegen $\nu_e \rightarrow \nu_x$, so folgt

$$R_{\nu_e \rightarrow \nu_x} = \frac{\langle\sigma\rangle_{NC}}{\langle\sigma\rangle_{CC} - \Delta\sigma_{CC}} = R_{theor.} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\Delta\sigma_{CC}}{\langle\sigma\rangle_{CC}}} \quad (7.18)$$

Das Verhältnis $\Delta\sigma_{CC}/\langle\sigma\rangle_{CC}$ entspricht der Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$, woraus folgt

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x} = 1 - \frac{R_{theor.}}{R_{\nu_e \rightarrow \nu_x}} \quad (7.19)$$

Da der gemessene Quotient $R = R_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ innerhalb des Fehlers mit der Erwartung $R_{theor.}$ ohne Flavoroszillation übereinstimmt, kann eine Obergrenze für $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ abgeleitet werden. Für einen 90% CL-Quotienten von $R_{\nu_e \rightarrow \nu_x}(90\%) < 1.346$ folgt

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x} < 1 - \frac{R_{theor.}}{R_{\nu_e \rightarrow \nu_x}(90\%)} = 0.197 \quad (90\%CL) \quad (7.20)$$

Für die Bestimmung der Mischung $\sin^2(2\Theta)$ zwischen ν_e und ν_x , die mit diesem Limit ausgeschlossen werden kann, muß die Oszillationswahrscheinlichkeit über die ν_e -Energien sowie das betreffende Detektorvolumen für jeweils feste Werte von Δm^2 integriert werden. Dieser letzte Schritt erfolgt in Abschnitt 7.2.3, wenn Obergrenzen für $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ auch aus der Form der e^- -Energieverteilung ermittelt wurden.

In Anhang B.2 wird das obige Resultat mit Vorhersagen aus einer Analyse von ν -Oszillationen in einem 3-Flavor-Formalismus verglichen.

7.2.2 Oszillationsgrenzen aus der Form des Energiespektrums

Die im ISIS Target produzierten ν_e 's haben eine kontinuierliche Energieverteilung mit $E_\nu^{max} = 52.8$ MeV. Aufgrund der Energieabhängigkeit der Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ führt eine potentielle Flavoroszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ mit gegebenem Δm^2 zu einer Deformation des Energiespektrums der verbleibenden ν_e 's

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_x} = 1 - \sin^2(2\Theta) \cdot \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \quad (7.21)$$

und über die Korrelation der Elektronenergie mit der Neutrinoenergie

$$E_{e^-} = E_{\nu_e} - 17.3 \text{ MeV} \quad (7.22)$$

zu einer Abweichung des gemessenen e^- -Energiespektrums von der Erwartung im SM. Auch die Abstandsverteilung nachgewiesener ν_e 's von der Quelle ($\Phi_\nu \sim 1/L^2$) wird wegen der L-Abhängigkeit von $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ in Glg. 7.21 verändert. Abb. 7.5 zeigt die Energie- und

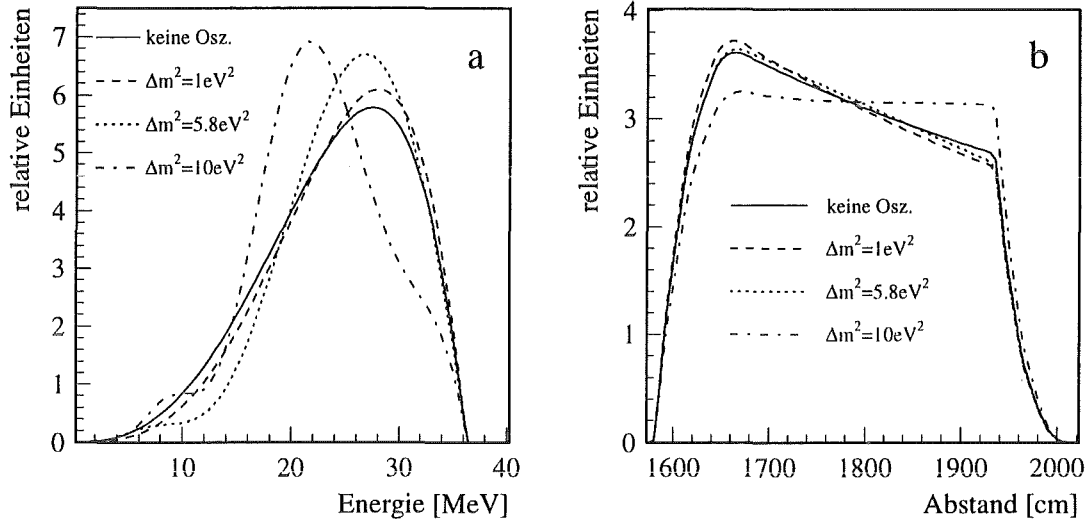


Abbildung 7.5: Theoretische Verteilung der Energie (a) und des Abstands (b) zur Neutrinoquelle von im KARMEN Detektor nachweisbaren Elektronen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$. Vergleich unter der Annahme keiner Oszillation mit Verteilungen verschiedener Δm^2 bei einer Mischung von $\sin^2(2\Theta) = 0.75$; die Spektren sind auf gleiche Inhalte normiert.

Abstandsverteilungen der e^- im Detektor für 3 ausgewählte Δm^2 im Vergleich zu denen, wenn keine ν_e 's aufgrund der Oszillation fehlen. Die in diesen theoretischen Spektren angenommene Mischung beträgt $\sin^2(2\Theta) = 0.75$.

In einem *maximum likelihood* Verfahren wird die zweidimensionale Energie-Abstand-Verteilung $f_{e^-}(E, L)$ analysiert und etwaige fehlende Anteile aufgrund der Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ bestimmt. Abb. 7.6 zeigt die Projektionen in E und L der nachgewiesenen Elektronen aus der e^-e^+ -Sequenz, den geringen Anteil von Untergrundereignissen (Signal: Untergrund = 384.8:8.2) sowie die simulierte Detektorantwort unter der Annahme keiner Oszillation. Diese hier im weiteren untersuchten 393 e^-e^+ -Sequenzen wurden im Rahmen einer anderen Analyse [FAI95] mit den Auswertekriterien der Tabelle 7.3 aus den Rohdaten der Neutrinoruns 16–80 reduziert. Ziel dieser Auswerteschnitte war ein möglichst großes Signal – Untergrund –Verhältnis, das mit $\approx 47 : 1$ den Standardwert von $35 : 1$ (siehe Kap. 3.2) deutlich übertrifft.

In einem ersten Schritt werden die für ein gegebenes Δm^2 bei maximaler Mischung $\sin^2(2\Theta) = 1.0$ durch $\nu_e \rightarrow \nu_x$ fehlenden Elektronverteilungen simuliert. Dazu werden zunächst die Wahrscheinlichkeiten bestimmt, ein e^- im Abstand L zur Quelle mit der Energie $E_{e^-} = E_\nu - Q$ zu erzeugen:

$$f_{\Delta m^2}^{theo}(E_\nu - Q, L) = \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \cdot n(L) \cdot \Phi_\nu(E_\nu) \cdot \sigma(E_\nu) \quad (7.23)$$

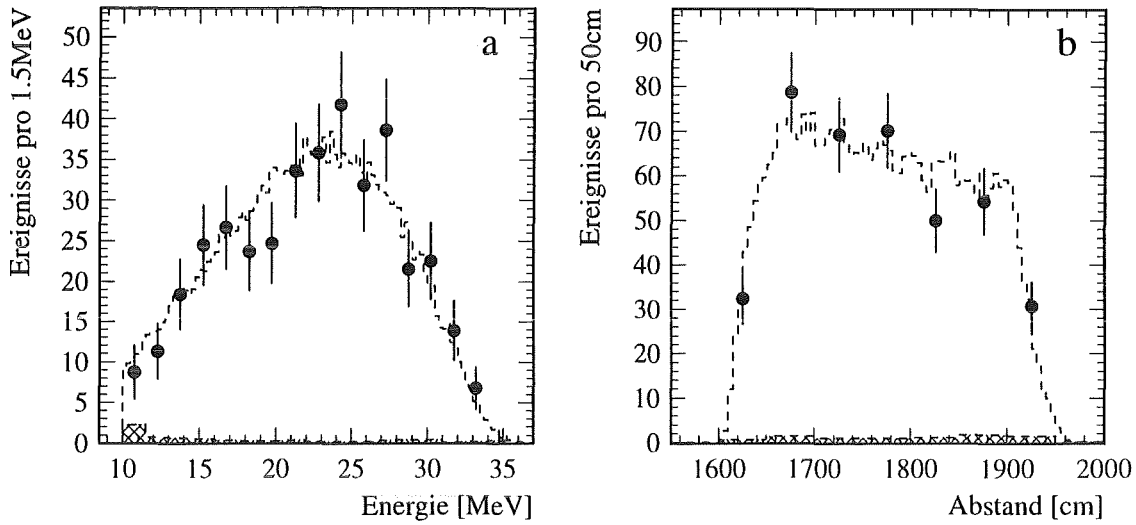


Abbildung 7.6: Energie- und Abstandsverteilung der Elektronen aus reduzierten e^-e^+ -Sequenzen mit Untergrund (schraffiert) und simulierter Detektorantwort unter der Annahme keiner Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$.

Reduktion	Schnitt
stack-Reduktion	20 μs vor t_{prompt} 10 μs vor t_{sequ}
Energie	$10 \leq E_{prompt} \leq 36$ MeV $3.5 \leq E_{sequ} \leq 16.5$ MeV
Ereigniszeit	$0.625 \leq t_{prompt} \leq 9.625$ μs $0.5 \leq t_{sequ} - t_{prompt} \leq 37$ ms
räuml. Koinzidenz	$ \Delta x \leq 50$ cm $ \Delta Spalte \leq 1.5$ $ \Delta Reihe \leq 1.5$
Ortsschnitt	$-150 \leq x \leq +150$ cm

Tabelle 7.3: Reduktionsschnitte zur Suche nach ν_e -induzierten e^-e^+ -Sequenzen
Die Schnitte sind auf möglichst untergrundfreien Nachweis der Sequenzen optimiert (S:B=47:1!)

Anhand der so erzeugten 2-dimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichte $f_{\Delta m^2}^{theo}(E_{e^-}, L)$ werden nun Elektronen im MC gestartet und 2-dimensionale Detektorantworten $f_{\Delta m^2}^{MC}(E_{e^-}, L)$ erstellt. Eine solche Verteilung $f_{\Delta m^2}^{MC}(E_{e^-}, L)$ ist in Abb. 7.7 für $\Delta m^2 = 5.8 eV^2$ gezeigt. Dargestellt ist die simulierte Verteilung von e^- , die aufgrund der Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ der primären Verteilung ohne Oszillation 'fehlen' würden. Das Oszillationsmaximum in Abb. 7.7 bei etwa $E_{e^-} = 10$ MeV korrespondiert also mit dem Minimum der tatsächlich nachweisbaren Elektronen in Abb. 7.5 für $\Delta m^2 = 5.8 eV^2$ bei der gleichen Elektronenenergie.

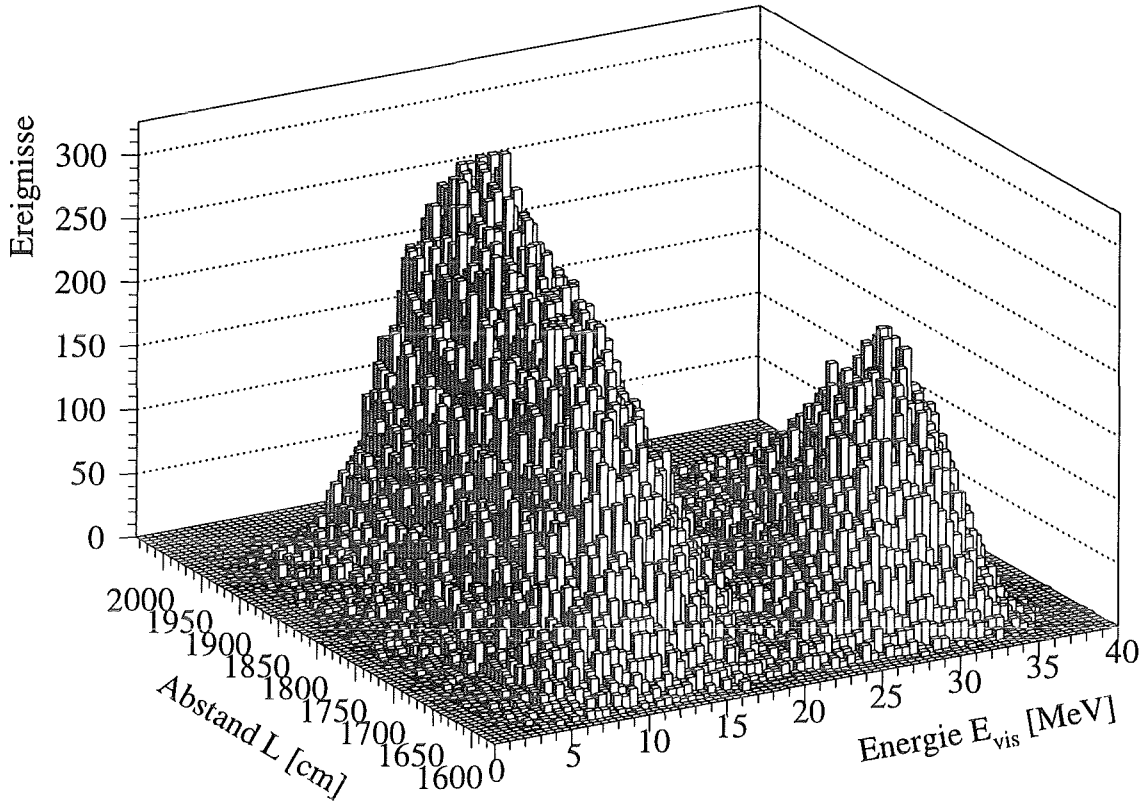


Abbildung 7.7: Simulierte Verteilung von Elektronen, die aufgrund der Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ unter der Annahme $\Delta m^2 = 5.8 \text{ eV}^2$ gegenüber der Erwartung aus dem SM 'fehlen'

Für alle in Frage kommenden Werte von Δm^2 wie auch für die Annahme keiner Oszillation (N.O.) werden diese MC-Verteilungen f^{MC} , die die Detektorantwortfunktion wie auch die volle E-L-Korrelation beinhalten, simuliert. Aus einer pre-beam-Analyse wird außerdem eine 2-dimensionale Verteilung der Untergrundkomponente (bg) erstellt. Die Likelihoodfunktion kann dann geschrieben werden als

$$\begin{aligned}
 L^{\Delta m^2}(r) &= \prod_{k=1}^{393} L_k^{\Delta m^2}(r) \\
 &= \prod_{k=1}^{393} \{ (1 - r - r_{bg}) \cdot \tilde{f}_{N.O.}^{MC}(E_k, L_k) g_\nu(t_k) + r \cdot \tilde{f}_{\Delta m^2}^{MC}(E_k, L_k) g_\nu(t_k) \\
 &\quad + r_{bg} \cdot \tilde{f}_{bg}(E_k, L_k) g_{bg}(t_k) \}
 \end{aligned} \tag{7.24}$$

mit $r_{bg} = 8.2/384.8 = 0.021$ und den in den Auswertebereichen normierten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $\tilde{f}_{N.O.}$, $\tilde{f}_{\Delta m^2}$ und \tilde{f}_{bg}

$$\int_{E_{cut}} \cdot \int_{L_{cut}} \tilde{f}_x(E, L) dL dE = \int_{E_{cut}} \cdot \int_{L_{cut}} \frac{1}{N_x} f_x(E, L) dL dE = 1 \tag{7.25}$$

Die Dichtefunktionen $g(t)$ geben das zeitliche Verhalten der Anteile wieder mit

$$\int_{t_{cut}} g_\nu(t) dt = \int_{t_{cut}} N_\nu \cdot e^{-t/2.2\mu s} dt = 1 \quad \text{und} \quad (7.26)$$

$$\int_{t_{cut}} g_{bg}(t) dt = 1 \quad \text{mit} \quad g_{bg}(t) = \frac{1}{t_2 - t_1} = const.$$

Das Minimum von $l^{\Delta m^2}(r) = -\ln L^{\Delta m^2}(r)$ gibt dann den wahrscheinlichsten Anteil r_{min} der Elektronen an, die dem ursprünglichen Spektrum aufgrund einer Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ fehlen. Für mehr als 200 Werte von Δm^2 zwischen 0.5 und $100 eV^2$ sind in Abb. 7.8 die

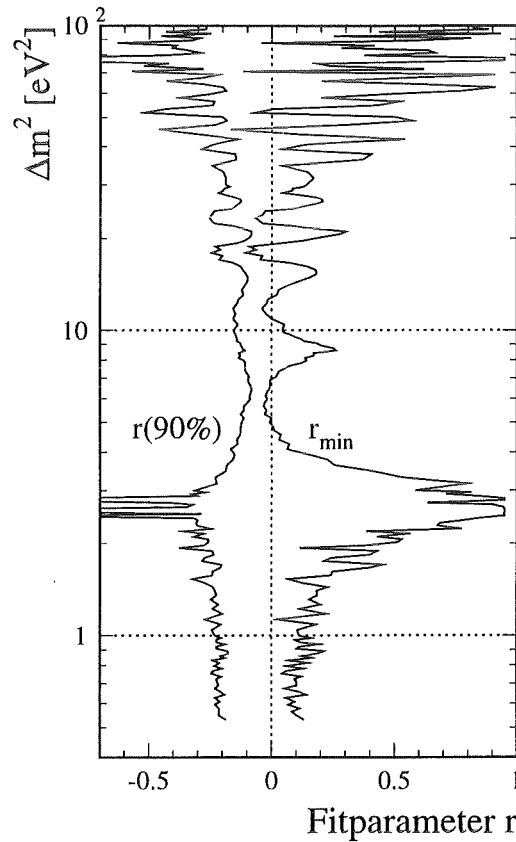


Abbildung 7.8: Likelihood-Fitwerte r_{min} und Grenzen $r_{90\%CL}$ in Abhängigkeit von Δm^2

Fitresultate gezeigt. Die Werte r_{min} liegen um $r = 0$, im wesentlichen im unphysikalischen Bereich von $r > 0$, im Rahmen der Fitfehler jedoch mit $r = 0$ verträglich. (Da keine ν_e durch $\nu_e \rightarrow \nu_x$ hinzukommen können, muß $r < 0$ gelten.) Wie in Kap. 5.5.4 beschrieben, wird nun aus jeder *likelihood*-Funktion nach Renormierung eine 90% CL -Grenze bestimmt. Die daraus abgeleiteten Untergrenzen von r liegen im allgemeinen in einem Bereich von $0.1 \leq -r_{90\%CL} \leq 0.3$.⁵ Die Werte $-r_{90\%CL}(\Delta m^2)$ entsprechen direkt den Obergrenzen der Oszillationswahrscheinlichkeiten $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ mit 90% CL.

⁵Bei wenigen Fits im Bereich von $\Delta m^2 = 2 - 3 eV^2$ nimmt $l(r)$ im Fitbereich von r kein Minimum an, deshalb kann hier keine 90%CL-Grenze für r angegeben werden.

7.2.3 Bestimmung der Limits für die Neutrinomischung aus den Oszillationsgrenzen

Die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ ist eine Funktion des Abstands L von der Neutrinoquelle und von der Neutrinoenergie E_ν . Da in einem großen Teil des Volumens des KARMEN Detektors und in einem Energiebereich von etwa $27 \leq E_\nu \leq 53 \text{ MeV}$ nach Oszillationen gesucht wird, muß die mittlere Wahrscheinlichkeit bestimmt werden:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}^{theo} = \sin^2(2\Theta) \cdot \int_{E_\nu} \int_L \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \Phi_\nu(E_\nu) n(L) dL dE \quad (7.27)$$

Aus mehreren Gründen ist jedoch eine solche Integration nicht geeignet, die ermittelte Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}^{exp}$ zu beschreiben: Die Auswerteschnitte in Energie und Ort wurden auf die durch die Detektoraufösung modifizierten Meßgrößen für das prompte Elektron angelegt und nicht wie in Glg. 7.27 auf theoretische Neutrinoenergie E_ν und Abstand L zwischen Wechselwirkung und ν -Quelle. Darüberhinaus wurde $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}^{exp}$ aus dem 'fehlenden' Anteil der e^- in der 'normalen' Verteilung, in einer Relativmessung also, bestimmt. Der diese Punkte richtig berücksichtigende Ansatz ist

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}^{exp} = \sin^2(2\Theta) \cdot \frac{\epsilon_{\nu_e \rightarrow \nu_x}(\Delta m^2)}{\epsilon_{keine\ Osz.}} \quad (7.28)$$

mit den aus der MC-Simulation in den angelegten Grenzen ermittelten Nachweiseffizienzen

$$\epsilon_{keine\ Osz.} = \int_{E_{e^-}} \int_{L_{e^-}} f_{N.O.}^{MC}(E_{e^-}, L_{e^-}) dL dE \quad (7.29)$$

$$\epsilon_{\nu_e \rightarrow \nu_x}(\Delta m^2) = \int_{E_{e^-}} \int_{L_{e^-}} f_{\Delta m^2}^{MC}(E_{e^-}, L_{e^-}) dL dE \quad (7.30)$$

Die f^{MC} beschreiben dabei die auf der Basis der in Glg. 7.23 angegebenen theoretischen Dichteverteilung f^{theo} simulierten Ereignisverteilungen. Diese entsprechen, bezogen auf die Zahl der gestarteten Ereignisse, der kompletten Nachweiswahrscheinlichkeit.

Abb. 7.9a zeigt den Quotienten $\epsilon_{\nu_e \rightarrow \nu_x}(\Delta m^2) / \epsilon_{keine\ Osz.}$. Mit den in Glg. 7.20 bzw. in Abb. 7.8 angegebenen 90% CL -Obergrenzen für $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ ergeben sich dann aus Glg. 7.28 90% CL -Obergrenzen für die Neutrinomischung $\sin^2(2\Theta)$ in Abhängigkeit von Δm^2 . Diese Ausschlußgrenzen der Oszillationsparameter — bestimmt über das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte und aus der Form der gemessenen e^- -Verteilung in E und L — sind in Abb. 7.9b aufgetragen. Die Auswertung der Spektrenform liefert in einem Bereich von $3 \leq \Delta m^2 \leq 30 \text{ eV}^2$ sensitivere Obergrenzen als die Untersuchung der reinen Ereigniszahlen, bei großen Δm^2 führt die Oszillation zu keiner Veränderung der Spektren, hier dominiert die Grenze aus der Wirkungsquerschnittsanalyse.

Die beiden hier dargestellten Auswertemethoden für die *Disappearance* Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ zeigen erneut die großen Vorteile des KARMEN Experiments gegenüber anderen ν -Experimenten auf. Eine mögliche Abnahme der ν_e -induzierten Ereignisse aufgrund $\nu_e \rightarrow \nu_x$ wird nicht durch die Abnahme der absoluten Ereigniszahl der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ -Signaturen,

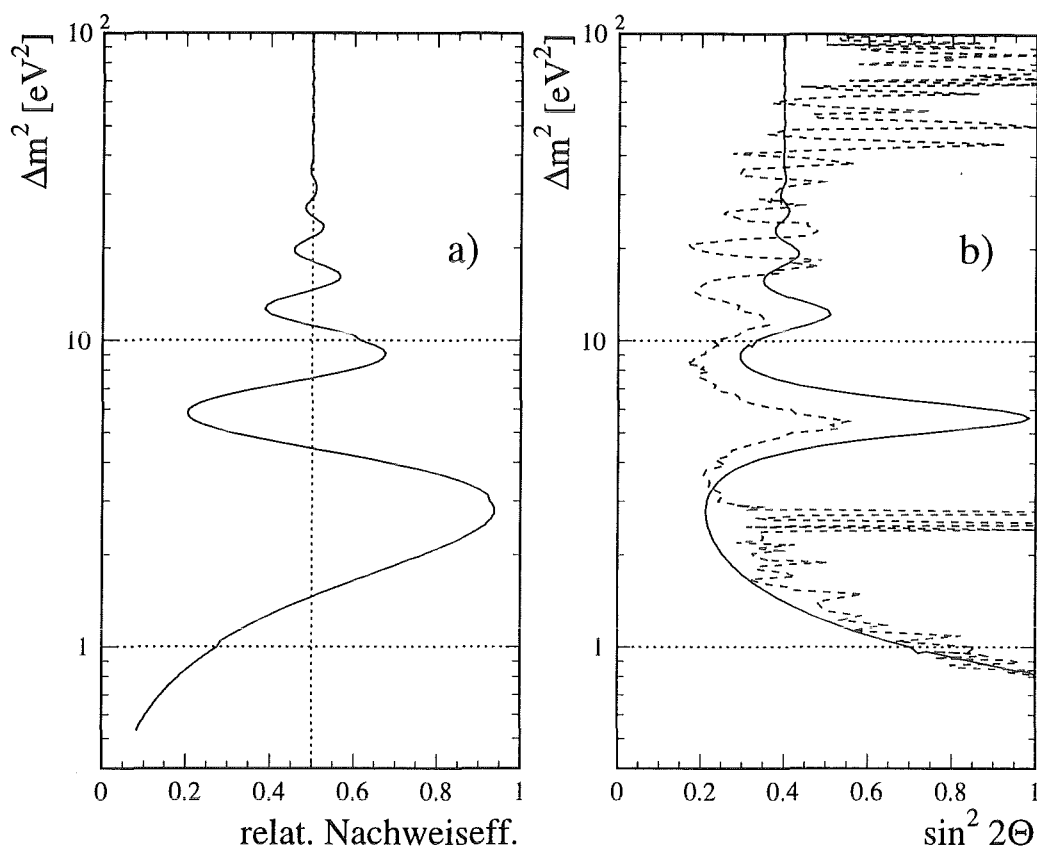


Abbildung 7.9: a: KARMEN-Nachweiseffizienz von Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_x$ im *Disappearance Mode* relativ zu der von ν_e -induzierten e^-e^+ -Sequenzen
b: Ausschlußgrenzen für Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_x$, ermittelt über Wirkungsquerschnitte (durchgezogen) und über eine Analyse der E-L-Spektrenform (gestrichelt)

sondern durch die Veränderung des Verhältnisses von NC($\bar{\nu}_\mu, \nu_e$)- zu CC(ν_e)-Reaktionen untersucht. Dadurch werden weitestgehend mögliche Unsicherheiten in der ν_e -Flußbestimmung und in der Berechnung des Wirkungsquerschnitts vermieden. Die Analyse der Spektrenform in E und L basiert auf der genauen Kenntnis des ν_e -Energiespektrums (μ^+ -Zerfall in Ruhe) an einem klar definierten Entstehungsort (ISIS Target; $|\Delta x| < 10$ cm). Die guten spektroskopischen Eigenschaften des KARMEN Detektors führen trotz der relativ geringen Statistik (393 CC-Ereignisse) zu konkurrenzfähigen Ausschlußgrenzen für $\nu_e \rightarrow \nu_x$.

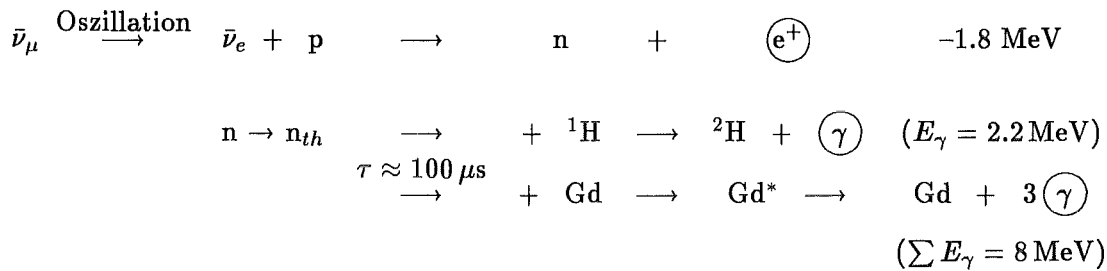
Unter der Annahme verdreifachter Statistik im Laufe weiterer Messungen und einem ermittelten Wirkungsquerschnitts-Quotienten von $R_{exp} = R_{theor}$ können in Zukunft Mischungen von $\sin^2(2\Theta) \geq 0.2$ für große Δm^2 ausgeschlossen werden (aktuell ist $\sin^2(2\Theta) \geq 0.4$ für große Δm^2 ausgeschlossen). Da auch die statistischen Fluktuationen der Energie-Abstand-Verteilung der Elektronen mit zunehmender Statistik abnehmen, wird vor allem der Test auf die Spektrenform im Bereich von $\Delta m^2 \approx$ einige eV² deutlich sensitiver werden.

Die aktuelle KARMEN Ausschlußgrenze für $\nu_e \rightarrow \nu_x$ ist in Abb. 7.12 mit Grenzen aus anderen *Appearance* und *Disappearance* Experimenten verglichen, die in Abschnitt 7.4 vorgestellt werden.

7.3 Neutrinooszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Im KARMEN Experiment wird neben den oben besprochenen Oszillationskanälen auch nach der Neutrinooszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ im *Appearance Mode* gesucht. Da diese Analyse Schwerpunkt einer anderen Arbeit [RAP95] ist, werden hier nur die Grundzüge der Oszillations-signaturen, das Auswerteprozess und die resultierenden Ausschlußgrenzen beschrieben.

Im ISIS Target werden annähernd alle produzierten π^- und μ^- gestoppt und von den Targetkernen eingefangen. Die Kontamination von $\bar{\nu}_e$ aus μ^- -Zerfällen beträgt $N(\bar{\nu}_e)/N(\bar{\nu}_\mu) < 6.2 \cdot 10^{-4}$ [BUR95]. Werden also $\bar{\nu}_e$'s in signifikant größerer Anzahl nachgewiesen, so wäre dies auf eine Flavoroszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ zurückzuführen. Die Nachweisreaktion für $\bar{\nu}_e$'s ist der inverse β -Zerfall an den freien Protonen des Szintillators:



Der Nachweis der Oszillation erfolgt somit über die Signatur eines Positrons mit $E_{e^+} = 0 \dots 51 \text{ MeV}$ im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster, gefolgt von räumlich korrelierten γ -Quanten, die beim Einfang des thermalisierten Neutrons emittiert werden. Die Koinzidenzzeit ist durch die Diffusionszeit des thermischen Neutrons von $\tau \approx 100 \mu\text{s}$ gegeben.

Nachdem in einem ersten Schritt Sequenzen mit Energien und Ereigniszeiten innerhalb der geforderten Fenster aus den Rohdaten reduziert wurden, wird ein *maximum likelihood* Verfahren angewandt, um anhand der Energieverteilungen und des zeitlichen Verhaltens potentielle Oszillationssequenzen von kosmisch induziertem Untergrund und einem kleinen Beitrag von e^-e^+ -Sequenzen des geladenen Stroms ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ zu trennen.

Da die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}$ nach Glg. 4.16 von der Neutrinoenergie E_ν abhängt und die ursprünglichen $\bar{\nu}_\mu$ ein kontinuierliches Energiespektrum besitzen, verändert sich das $\bar{\nu}_e$ -Spektrum je nach Massendifferenz Δm^2 . Der *maximum likelihood*-Fit auf die Energie- und Zeitverteilung der Ereignisse wird deshalb, in analoger Weise zur Suche nach $\nu_e \rightarrow \nu_x$ -Oszillationen, für verschiedene Werte von Δm^2 getrennt durchgeführt.

Die Zahl der so ermittelten Oszillationsereignisse ist im Rahmen der Fitfehler im gesamten Δm^2 -Bereich mit einem Nullsignal verträglich, woraus Obergrenzen $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}^{90\%CL}(\Delta m^2)$ abgeleitet werden. Unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienz $\epsilon_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}^{\text{KARMEN}}(\Delta m^2)$ ergibt

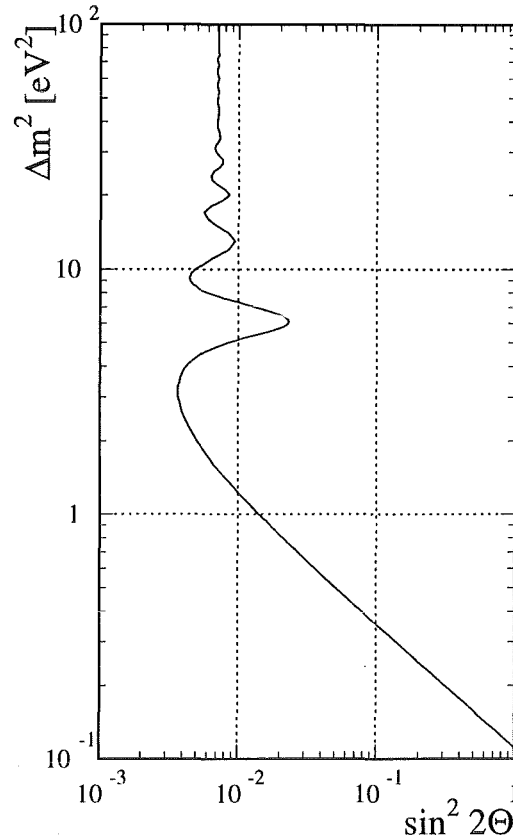


Abbildung 7.10: KARMEN Ausschlußgrenze für Parameter der Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Für große Massenquadrate Δm^2 können Mischungen von $\sin^2(2\Theta) > 0.007$ mit 90% CL ausgeschlossen werden [R.A.P95].

sich der noch erlaubte maximale Mischungswinkel zu

$$\sin^2(2\Theta) < \frac{P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}^{90\%CL}(\Delta m^2)}{\epsilon_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}^{KARMEN}(\Delta m^2)} \quad (90\%CL) \quad (7.31)$$

Für große Massenquadrate ($\Delta m^2 > 100 \text{ eV}^2$) gilt $\sin^2(2\Theta) < 7 \cdot 10^{-3}$ (90% CL). In Abb. 7.10 ist die Grenze der $\bar{\nu}_\mu$ - $\bar{\nu}_e$ -Mischung in Abhängigkeit von der quadratischen Massendifferenz dargestellt. Parameterkombinationen ($\sin^2(2\Theta)$, Δm^2) rechts der Grenzkurve sind mit 90% CL ausgeschlossen.

Im Vergleich mit der KARMEN Ausschlußgrenze für die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (siehe Abb. 7.4 oder Abb. 7.11) zeigt sich, daß das KARMEN Experiment sensitiver auf $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ als auf $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ist. Dies liegt an dem Wirkungsquerschnitt für $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$, der gegenüber dem für die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ um nahezu einen Faktor 20 größer ist. Aufgrund der deutlich verschieden langen Meßzeitfenster ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$: $2 \times 100 \text{ ns}$; $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$: $10 \mu\text{s}$) ist die Untergrundsituation ebenfalls sehr verschieden. Während die Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nahezu untergrundfrei erfolgt (die kleine ν_e -Beimischung aus dem μ^+ -Zerfall ist die wesentliche Untergrundkomponente), dominieren bei der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ kosmisch induzierte Se-

quenzen den Untergrund.

Aus Abb. 7.11 wird deutlich, daß die beiden KARMEN Ausschlußkurven nicht nur bei großen Δm^2 in $\sin^2(2\Theta)$ verschoben sind (\Leftrightarrow verschiedene Sensitivität), sondern auch ein unterschiedliches funktionales Verhalten $\sin^2 2\Theta(\Delta m^2)$ aufweisen. Die ν_e 's aus $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sind monoenergetisch, und die Ausschlußkurve gibt daher die mögliche Oszillation deutlich wieder. Im Gegensatz dazu führt die kontinuierliche Energieverteilung der $\bar{\nu}_e$'s aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ zu einer 'Ausschmierung' der Schwingung des zweiten \sin^2 -Terms in Glg.4.16. Da der Energieschwerpunkt der $\bar{\nu}_e$'s bei $E_{\bar{\nu}_e} \approx 40$ MeV liegt, ergibt sich mit $\bar{L} = 17.69$ m bei $\Delta m^2 \approx 5.5 - 6.5$ eV² nach Glg. 4.16 ein Oszillationsminimum, für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ mit $E_{\nu_e} = 30$ MeV dagegen ein Oszillationsmaximum. Dies führt zu dem in Abb. 7.11 sichtbaren Überlapp der Ausschlußkurven in diesem Δm^2 -Bereich.

7.4 Vergleich mit anderen Experimenten

In den letzten Jahren wurde mit vielen Experimenten intensiv nach Evidenzen für Neutrino-Flavoroszillationen aller Arten gesucht. Dieses Kapitel soll die in dieser Arbeit dargelegten Resultate der Oszillationssuche bei KARMEN in den Kontext anderer Experimente stellen, die ebenfalls an Beschleunigern oder an Kernreaktoren durchgeführt wurden. Mit Ausnahme eines Experiments, LSND, wurde in keinem ein Hinweis auf die Existenz von ν -Oszillationen gefunden. Wesentliche Merkmale sowie die Ergebnisse der in Tab. 7.4 aufgelisteten Experimente werden im folgenden kurz beschrieben.

LAMPF E645

(Los Alamos Meson Physics Facility, Experiment 645)

Die Neutrinoquelle für E645 bildete das LAMPF *beam stop* Target, auf das 797 MeV-Protonen geschossen werden. Aus dem π^+ - und μ^+ -Zerfall in Ruhe ergibt sich ein Fluß von $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ und ν_e gleicher Intensität, $\bar{\nu}_e$, die primär nicht erzeugt werden, werden über den inversen β -Zerfall des Protons, d.h. über die Sequenz eines prompten e^+ und eines thermalisierten Neutrons, nachgewiesen. Die Protonpulse sind mit 800 μ s (120 Hz Wiederholfrequenz) um einen Faktor $8 \cdot 10^3$ breiter als die bei ISIS.

In einem Meßzeitraum von 3 Jahren (1987–1989) wurden 8.3 ± 3.4 Sequenzen bei einem Untergrund von 5.2 ± 0.5 Ereignissen aufgenommen [FRE93]. Bei voller Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ wurden 334.4 ± 26.7 e^+n -Sequenzen erwartet. In einer zweiten Analyse wurde nur das prompte strahlkorrelierte e^+ verlangt. Unter Berücksichtigung der durch ν_e 's induzierten Beimischung von Elektron-artigen Ereignissen im Strahlfenster (38.5 ± 7.8 Strahlüberschuß-Ereignisse bei 45.4 ± 4.3 erwarteten ν_e -induzierten Ereignissen und einer $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationserwartung von 925.0 ± 83.0 Ereignissen für $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1$) ergaben sich etwas strengere Limits als in der Sequenzanalyse. Diese strengeren Limits sind hier verwendet. Die Sensitivität des Experiments E645 wurde im wesentlichen nicht durch Untergrundereignisse, sondern durch die begrenzte Statistik limitiert.

CHARM II

CHARM II wurde in den Jahren 1987–1991 am CERN SPS *wide band* Neutrinostrahl durchgeführt [VIL94]. Insgesamt wurden $2.6 \cdot 10^{19}$ Protonen auf das Target geschossen.

Experiment	Oszillation	Mode	$\Delta m^2 [eV^2]$	$\sin^2(2\Theta)$	Referenz
LAMPF E645	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	App.	0.14	0.024	[FRE93]
CHARM II	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	App.	0.9	$9.4 \cdot 10^{-3}$	[VIL94]
	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	App.	0.9	$4.8 \cdot 10^{-3}$	
	$\nu, \bar{\nu}$ kombiniert		0.9	$5.6 \cdot 10^{-3}$	
BNL E776 WBB	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	App.	0.075	0.003	[BOR92]
	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$				
FNAL E531	$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	App.	9	0.12	[USH86]
	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	App.	0.9	0.004	
BUGEY	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$	Disapp.	0.01	0.02	[ACH95]
GALLEX	$\nu_e \rightarrow \nu_x$	Disapp.	0.17	0.38	[BAH94]
KARMEN	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	App.	0.2	0.038	—
	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	App.	0.1	0.007	[RAP95]
	$\nu_e \rightarrow \nu_x$	Disapp.	0.8	0.4	—
LSND	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	App.	$P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = (0.34_{-0.18}^{+0.20} \pm 0.07)\%$		[ATH95]

Tabelle 7.4: Übersicht einiger Neutrinooszillations-Experimente

Mit Ausnahme von LSND sind in den Spalten 4 und 5 die 90% CL – Obergrenzen für Δm^2 bei maximaler Mischung $\sin^2(2\Theta) = 1$ bzw. für die Mischung $\sin^2(2\Theta)$ bei sehr großen Δm^2 angegeben.

FNAL E531: Obergrenze von $\sin^2(2\Theta)$ bei maximaler Sensitivität

In Abhängigkeit von der Magnetfokussierung für die geladenen Mutterteilchen π^+, K^+ (π^-, K^-) der Neutrinos wurden im wesentlichen $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ mit einer mittleren Energie von $E_\nu \sim 20$ GeV in den Detektor gelenkt. In CHARM II sind 10^7 $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -induzierte CC-Reaktionen nachgewiesen worden (Abstand Quelle-Detektor $L \sim 650$ m).

Der Detektor besteht aus einem 35 m langen und 700 t schweren Kalorimeter, an das sich ein Myonspektrometer anschließt. Das Kalorimeter ist aus mehreren Schichten Glas (je 0.5 Strahlungslängen), gefolgt von *streamer tubes* und 3 m langen Plastikszintillatoren aufgebaut. In ihm können Myonen, hadronische, elektromagnetische und von π^0 induzierte Schauer identifiziert werden. Durch Vergleich der beobachteten $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ -induzierten Ereignisse ($\nu_e + n \rightarrow p + e^-$, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$) mit der durch MC Simulation bestimmten Erwartung können Aussagen über die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ bzw. $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ gemacht werden.

Beim $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -Strahl wurde ein $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ -Überschuß von $N_e^{exc} = 139 \pm 74$ (126 ± 103) bei gleichzeitiger Beobachtung von ca. 730 000 ($1.3 \cdot 10^6$) $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -induzierten Reaktionen⁶ ermittelt. Die Zahl der Überschussereignisse wurde in beiden Fällen aufgrund einer leichten Unterschätzung der erwarteten $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ Ereignisse als mit 0 verträglich beurteilt, was kom-

⁶Diese Standardreaktionen dienen der Normierung des Experiments und der Kontrolle der MC Simulation des ν -Flusses von der Quelle.

biniert zu einem Oszillationslimit mit 90% CL von $P(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_e) < 2.8 \cdot 10^{-3}$ führt.

BNL E776 WBB

(Brookhaven National Laboratory, Experiment 776, *wide band beam*)

Das Experiment wurde 1986 am *wide band* $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ Neutrinostrahl durchgeführt [BOR92]. Der Detektor, ein 230 t schweres Kalorimeter, befand sich in einem Abstand von $L = 1$ km von der Quelle, die Neutrinoenergien betragen $0 \leq E(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu) \leq 10$ GeV. Gesucht wurde nach einem Überschuss an $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ -induzierten Ereignissen, der über die Beimischung von $\nu_e/\nu_\mu = 6.8 \cdot 10^{-3}$ ($\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu = 6.3 \cdot 10^{-3}$) im ursprünglichen Strahl hinausgeht. Um das Energiespektrum des ν -Strahls zu analysieren und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors zu bestimmen, wurden 6676 (3065) $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -induzierte Reaktionen ausgewertet. 136 (47) e^- -artige Ereignisse wurden während des $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ -Strahls registriert, in guter Übereinstimmung mit der simulierten Erwartung von 131 ± 30 (62 ± 18) für insgesamt $3 \cdot 10^{19}$ Protonen auf Target. Die angegebenen Ausschlußgrenzen wurden über ein *maximum likelihood* Verfahren bestimmt und stellen eine Kombination der Limits für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ dar. Die in Abb. 7.11 gezeigte Ausschlußkurve ist die in Beschleuniger-Experimenten bislang sensitivste Grenze für ν -Flavoroszillationen.

FNAL E531

(Fermi National Accelerator Laboratory, Experiment 531)

Ein *wide band* ν_μ -Strahl mit einer ν_e -Beimischung von $\nu_e/\nu_\mu = (1.38 \pm 0.15)\%$ wurde auf ein aus einer Hybridemulsion bestehendes Spektrometer geschossen, das sich in einem Abstand von $L \sim 950$ m von der ν -Quelle befand [USH86]. Um ν_τ 's aus einer Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oder $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ zu identifizieren, wurde nach Zerfällen von durch CC-Reaktionen erzeugten τ^- gesucht. Nach allen Auswerteschnitten konnte von 3886 ν -induzierten Ereignissen keines als τ^- -Zerfall identifiziert werden. Aus 1870 erkannten ν_μ -induzierten Myonen ergab sich mit obiger ν_e -Beimischung eine geschätzte Zahl von 53 e^- -artigen Ereignissen.

Unter Einbeziehung energieabhängiger Korrekturfaktoren⁷ wurden 90% CL -Obergrenzen für die ν -Oszillationen abgeleitet: $P_{90\% CL}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) < 0.002$ und $P_{90\% CL}(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) < 0.073$. Anschließende Mittelung der Oszillationswahrscheinlichkeit über den Quotienten L/E_ν aus Abstand Quelle-Detektor und ν_μ - bzw. ν_e -Energien führt dann auf die Ausschlußkurve, die jeweils auf der Basis einer 2- ν -Mischung ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oder $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$) berechnet wurde.

Bei den Beschleuniger-Experimenten CHARM II, BNL E776 WBB und FNAL E531 werden die ν 's durch Zerfälle von Pionen und Kaonen im Fluge erzeugt. Diese Tatsache erschwert im Gegensatz zu einer *beam stop* ν -Quelle (LAMPF oder ISIS) die Bestimmung der ν -Energie und des ν -Produktionsortes. Der für die Oszillation so bedeutende Quotient L/E (siehe Glg. 4.16) muß somit aus MC-Simulationen ermittelt werden. Aufgrund der langen π^\pm - K^\pm -Flugrohre (FNAL E531: Länge $l = 410$ m) ergibt sich eine breite L/E -Verteilung. Für Experimente an *beam stop* ν -Quellen (LAMPF E645, KARMEN oder LSND) ist der ν -Produktionsort dagegen auf wenige cm genau bestimmt, die ν -Energie aufgrund der Zerfallskinetik der π^{+-} und μ^+ -Zerfälle in Ruhe genau definiert, sodaß

⁷Diese berücksichtigen verschieden große Wirkungsquerschnitte für ν_μ, ν_e -CC-Reaktionen, unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten sowie Unterschiede der ν_μ, ν_e -Energieverteilungen.

umfangreiche MC-Simulationen zu L/E entfallen.

BUGEY

Neben Teilchenbeschleunigern stellen Kernreaktoren eine wichtige ν -Quelle für die Suche nach ν -Oszillationen dar. Kernreaktoren sind Quellen mit großem ν -Fluß, allerdings bei ν -Energien von nur einigen MeV. Das BUGEY-Experiment [ACH95] ermittelte die strengsten Oszillationslimits für $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ durch eine Verbesserung der Sensitivität um einen Faktor 5 im Bereich $\Delta m^2 \approx 0.5-1 \text{ eV}^2$ gegenüber einem Oszillationsexperiment am schweizerischen Kernreaktor von Goesgen [ZAC86].

Am 2800 MW Kernreaktor von Bugey, Frankreich, wurde der dort produzierte $\bar{\nu}_e$ -Fluß im Abstand von 15, 40 und 95 Metern vom Reaktorkern gemessen. Nachweisreaktion ist der inverse β -Zerfall des Protons $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ in einem Flüssigszintillator mit einem prompten e^+ und dem im Mittel $30 \mu\text{s}$ verzögerten n -Einfang $n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H} + 4.8 \text{ MeV}$, wobei das sequentielle Ereignis aufgrund des Ionisationsquenchings nur $0.53 \text{ MeV } e^-$ -äquivalente sichtbare Energie liefert. 150 000 $\bar{\nu}_e$ -induzierte e^+n -Sequenzen wurden registriert. Das Energiespektrum der Reaktor- $\bar{\nu}_e$'s wurde über β -Spektren der Hauptspaltprodukte von ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$ simuliert und die zu erwartende Ereignisrate unter Einbeziehung der Detektoreffizienz bestimmt. Analysiert wurde die gemessene absolute Ereigniszahl wie auch die Spektrenform der Positronen ($E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - 1.8 \text{ MeV}$) für alle drei Abstände zum Reaktorkern mittels eines χ^2 -Tests. Sowohl die gemessene Ereigniszahl wie auch das Positronenspektrum stimmen im Rahmen der statistischen Fehler mit den Erwartungen ohne Oszillationen $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ überein. Aus der Kombination beider Analysen ergeben sich die in Abb. 7.12 dargestellte Ausschlußkurve.

GALLEX

Das GALLEX Experiment untersucht den solaren Neutrinofluß [ANS94] und nimmt daher bezüglich der Entfernung L zur ν -Quelle wie auch wegen der ν -Energien eine Sonderstellung unter den hier beschriebenen Reaktor- und Beschleunigerexperimenten ein. Das GALLEX Detektorsystem im Gran Sasso, Italien, wurde allerdings kürzlich mit einer künstlichen, in den zentralen Detektorbereich eingebrachten ${}^{51}\text{Cr}$ ν -Quelle ($1.67 \pm 0.03 \text{ MCi}$) getestet [ANS95]. Diese Quelle emittiert monoenergetische ν_e 's von $E_\nu = 0.746$ (81%), 0.751 (9%), 0.426 (9%) und 0.431 MeV (1%). Aus der Übereinstimmung der Produktionsrate von ${}^{71}\text{Ge}$ in einer Galliumchlorid-Lösung über $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ mit der erwarteten Rate $R = N_{\text{beob.}}({}^{71}\text{Ge})/N_{\text{erw.}}({}^{71}\text{Ge}) = 1.04 \pm 0.12$ können Obergrenzen der Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ im *Disappearance Mode* angegeben werden [BAH94]. Die abgeleiteten Limits sind aufgrund der geringen ν -Energien und des geringen Abstands Quelle-Detektor in der gleichen Größenordnung für den sensitiven Bereich von Δm^2 wie die aus Reaktor- oder Beschleunigerexperimenten ($L/E_\nu \approx 2 \text{ m}/1 \text{ MeV} \approx 20 \text{ m}/30 \text{ MeV}$ (KARMEN)).

LSND

(Liquid Scintillator Neutrino Detector, LAMPF)

LSND benutzt in Analogie zu KARMEN oder LAMPF E645 ein *beam stop target* als ν -Quelle mit $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ gleicher Intensität aus π^+ - und μ^+ -Zerfällen in Ruhe [ATH95]. Die Beimischung von $\bar{\nu}_e$ im Neutrinofluß beträgt $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu \approx 4 \cdot 10^{-4}$ für den ausgewerteten Energiebereich $E_\nu > 36 \text{ MeV}$. Relativistische ionisierende Teilchen werden in einem 167 t schweren, auf Mineralöl basierenden Flüssigszintillator über die Szintillation und einen

Čerenkovkegel nachgewiesen⁸. Der Nachweis von $\bar{\nu}_e$'s aus der Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ erfolgt über eine $e^+ - \gamma$ -Sequenz: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ gefolgt von $n + p \rightarrow d + \gamma$ mit $E_\gamma = 2.2$ MeV. Die Beschränkung des Auswertefensters für das prompte Ereignis auf $36 \leq E_{pr} \leq 60$ MeV eliminiert annähernd alle anderen ν -induzierten Reaktionen wie z.B. $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow X + e^-$. Um zufällige Koinzidenzen zu unterdrücken, wird eine Koinzidenz nur dann akzeptiert, wenn in einem *maximum likelihood* Verfahren, in das die sequentielle Energie, die Differenzzeit und der räumliche Abstand zum prompten Ereignis eingehen, die Wahrscheinlichkeit für eine echte Korrelation um einen Faktor $R > 30$ über der für eine zufällige Koinzidenz liegt. Solche zufälligen $e^\pm - \gamma$ -Koinzidenzen werden in den Strahlpausen mit e^\pm aus dem Zerfall gestoppter kosmischer Myonen untersucht.

Nach 5 monatiger Meßzeit 1993/94 (7691 Coulombs Protonen auf Target) wurden 9 Sequenzen mit den vollen Schnitten reduziert, was nach Berücksichtigung des Untergrunds⁹ einem Überschuß von 6.9 Ereignissen entspricht. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein solcher Überschuß nur eine statistische Fluktuation ist, wird mit $< 10^{-3}$ angegeben.

Eine genauere quantitative Bestimmung des Überschusses ist über eine zweite Analyse zu erreichen, in der alle prompten e^+ mit $36 \leq E_{pr} \leq 60$ MeV und einem sequentiellen Ereignis ausgewertet werden. Die Information über das sequentielle Ereignis wird in einem *likelihood*-Fit mit der Verteilung des *likelihood*-Parameters R in die Auswertung einbezogen. Das Ergebnis dieser Analyse ist ein Gesamtüberschuß von $16.4_{-8.9}^{+9.7} \pm 3.3$ Ereignissen, der, als $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation interpretiert, einer Oszillationswahrscheinlichkeit von $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = (0.34_{-0.18}^{+0.20} \pm 0.07)\%$ entspricht. Eine weitere Datenaufnahme und fortgesetzte Untergrundanalysen sind vorgesehen, um dieses Ergebnis zu überprüfen.

Eine solche Überprüfung ist auch deshalb notwendig, da die ermittelte Oszillationswahrscheinlichkeit je nach ausgewertetem Detektorvolumenbereich variiert bis hin zu mit einem Nullsignal verträglichen Werten. Zu einem solchen Resultat kommt eine von [ATH95] getrennte Auswertung der LSND Daten [HIL95].

Auf der Basis einer 3-Flavor-Neutrinomischung (siehe auch Anhang B) führt das positive LSND-Resultat $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = (0.34_{-0.18}^{+0.20} \pm 0.07)\%$ unter Einbeziehung der Ausschlußkurven anderer Reaktor- und Beschleuniger-Experimente (BUGEY, FNAL E531 etc.) allerdings zu einem ungewöhnlichen Verhalten der Mischungsmatrix [BIL95]. Die Mischungsmatrix der Neutrinos besäße im Gegensatz zur CKM-Matrix des Quarksektors große nichtdiagonale Elemente, die eine Inversion der ν -Massenhierarchie implizierte:

$$m_e \ll m_\tau \ll m_\mu \quad \text{mit} \quad m_\alpha = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^2 m_{\nu_i}$$

In den Abbildungen 7.11 und 7.12 sind die Oszillationsgrenzen von KARMEN sowie der hier vorgestellten Experimente dargestellt. Wieder gilt, daß Parameterkombinationen ($\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$) rechts der Kurven mit 90% *CL* ausgeschlossen sind. Der in Abb. 7.11 grau unterlegte Bereich beschreibt Parameterkombinationen, die mit einem 90% *CL* aus der Interpretation des Überschusses von LSND als Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ abgeleitet werden können.

Von den Experimenten, deren Resultate in Abb. 7.11 dargestellt sind, nehmen nur LSND und KARMEN auch weiterhin Daten auf. Von der LSND-Meßphase im Sommer 1995 wird

⁸ Auf ein Čerenkovphoton kommen etwa 5 Photonen aus der Szintillation.

⁹ strahlunkorrelierte Sequenzen, ν -induzierte Reaktionen und strahlkorrelierte schnelle Neutronen

eine deutliche Erhöhung des akkumulierten ν -Strahls erwartet (weitere ca. 7000 Coulombs Protonen auf Target). Die Meßzeit des KARMEN Experiments ist auf weitere 2-3 Jahre veranschlagt. Nachdem im Frühjahr 1995 (ab Run 81) bereits die Modulschwellen abgesenkt wurden, um die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit und somit die Sensitivität für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ zu erhöhen, sind für Frühjahr 1996 erhebliche Verbesserungen durch Veränderung der Triggerlogik wie auch ein zusätzliches Vetosystem zur weiteren Unterdrückung von kosmisch induzierten Sequenzen (auf 2% des jetzigen Niveaus) vorgesehen. Mit diesen Maßnahmen sollte die Sensitivität für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ derart verbessert werden, daß der von LSND definierte Parameterbereich bei einem Nullsignal vollständig ausgeschlossen werden kann.

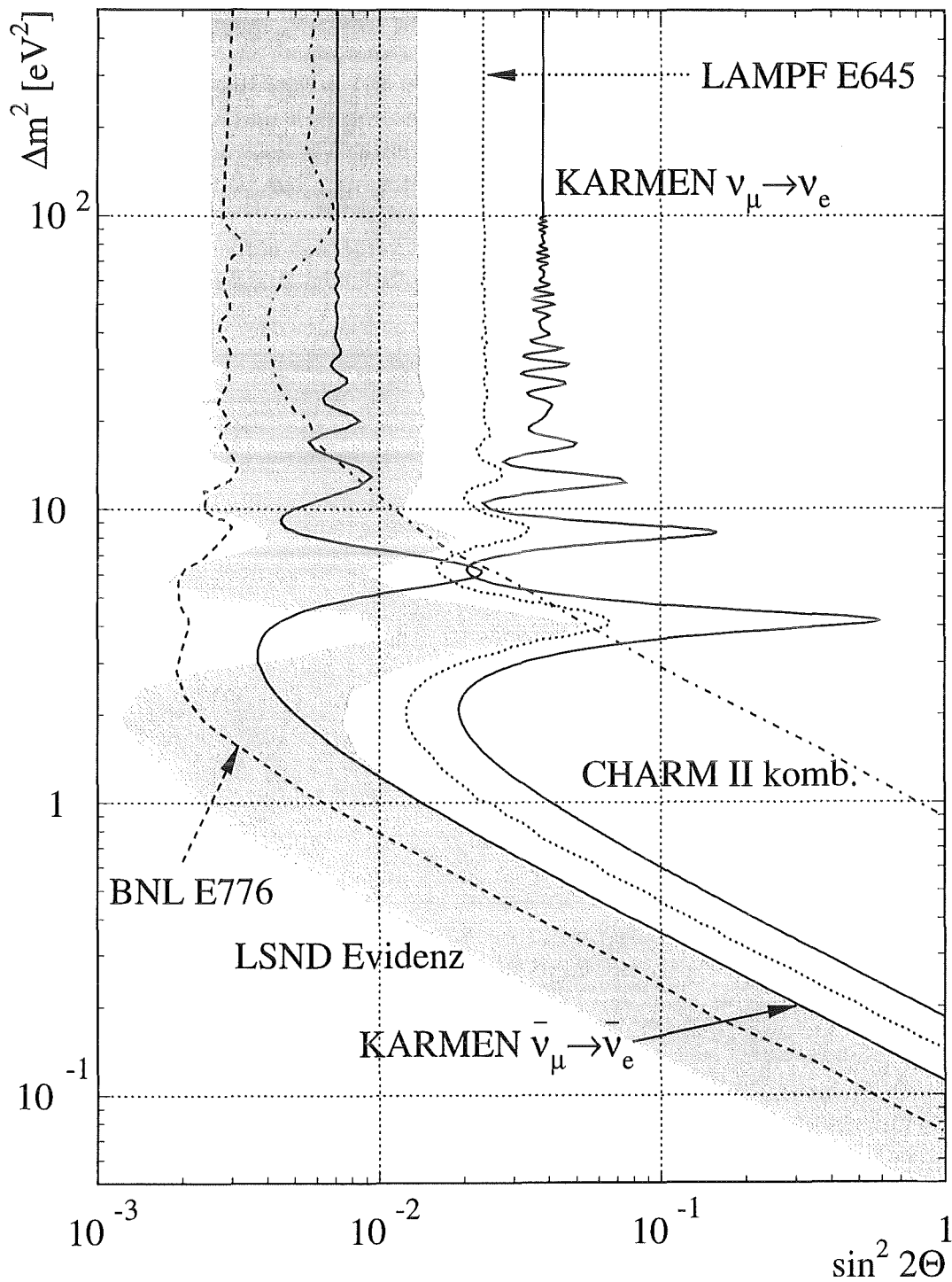


Abbildung 7.11: 90% *CL* -Ausschlußgrenzen verschiedener Experimente für Neutrino-Flavoroszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$
 Grau unterlegt der 90% *CL* erlaubte Parameterbereich nach LSND

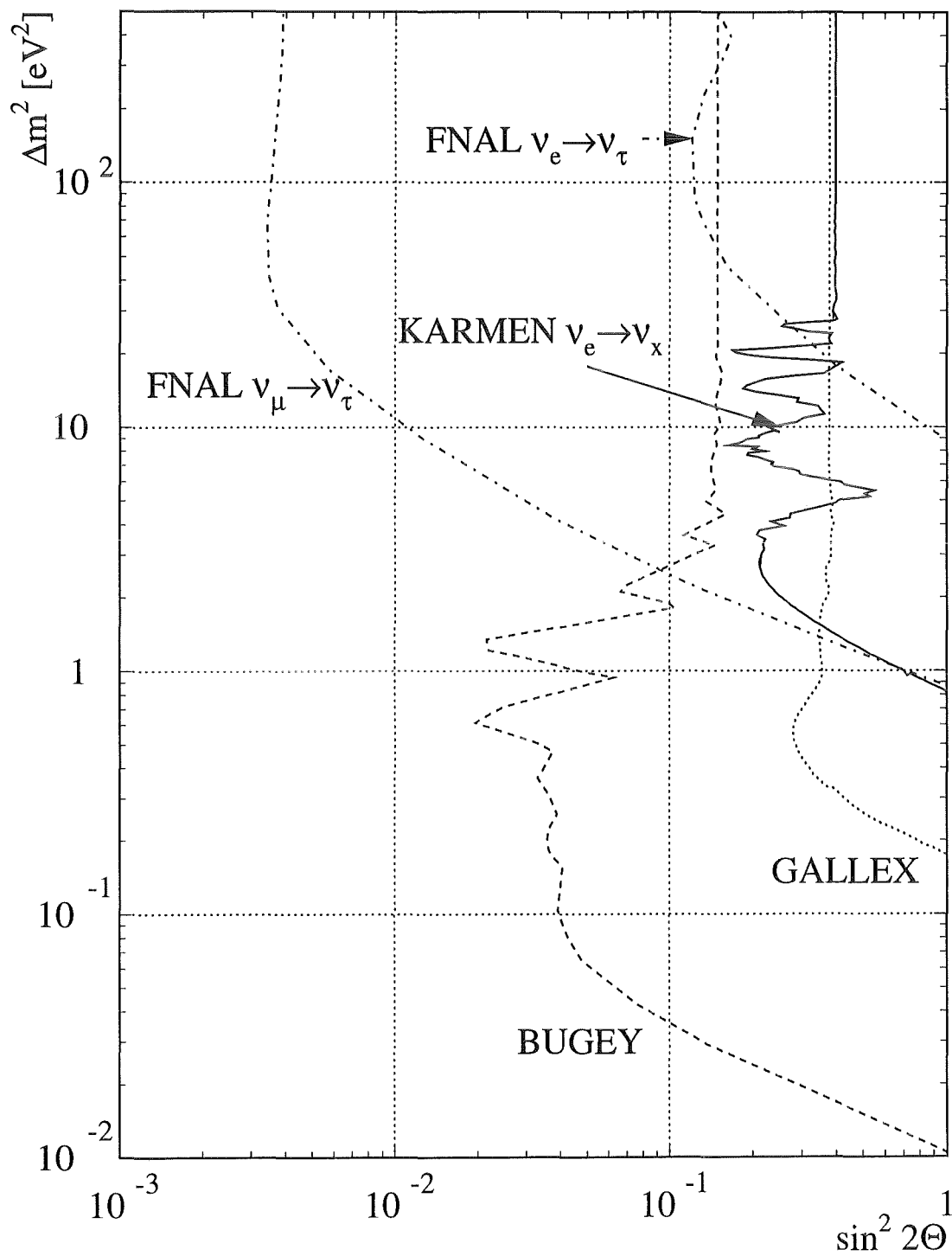


Abbildung 7.12: 90% *CL* -Ausschlußgrenzen verschiedener Experimente für Neutrino-Flavoroszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ bzw. $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$

Kapitel 8

Suche nach dem Myonzerfall

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

Im ISIS Target werden über die Zerfälle $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ und $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ Neutrinos in drei Flavorzuständen erzeugt. $\bar{\nu}_e$'s können, bis auf eine geringe Kontamination durch $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ Zerfälle, nur durch Prozesse erzeugt werden, die im SM nicht erlaubt sind. Dazu zählen die Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ und der leptonzahlverletzende Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Der Nachweis eines kleinen, aber über die Kontamination hinausgehenden $\bar{\nu}_e$ -Anteils im KARMEN Detektor könnte dessen Ursprung — Oszillation oder seltener Zerfall — zunächst nicht klären. Bei ausreichend großer Ereigniszahl wird eine Trennung jedoch prinzipiell aufgrund der unterschiedlichen Erwartungen der Energie- und Ortsverteilungen der $\bar{\nu}_e$ aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oder $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ möglich. Im Falle der Oszillation verändert sich je nach Δm^2 das Energiespektrum, die Ortsverteilung weicht wegen der auch räumlichen Oszillation von einer reinen $1/r^2$ -Verteilung ab, wie sie für $\bar{\nu}_e$'s aus $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ gilt.

8.1 Signatur und Zahl der zu erwartenden Ereignisse

Der leptonzahlverletzende Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ unterscheidet sich vom dominanten Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ nur durch die Vertauschung der Neutrino flavors. Dies bedeutet, daß die Kinematik des SM- μ^+ -Zerfalls erhalten bleibt, es gilt also $E(\bar{\nu}_e) = E(\bar{\nu}_\mu)_{SM}$. Im KARMEN Detektor kann der Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ über den inversen β -Zerfall von freien Protonen des Szintillators, also über eine $e^+ \rightarrow \gamma$ -Sequenz nachgewiesen werden:

$$\begin{array}{llll} \mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & \text{im ISIS Target} & & \\ & \bar{\nu}_e + p \rightarrow (e^+) + n & - & 1.8 \text{ MeV} \\ & n \rightarrow n_{th} & \text{Gd}(n_{th}, 3(\gamma)) & \sum E_\gamma = 8 \text{ MeV} \\ & & p(n_{th}, (\gamma)) d & E_\gamma = 2.2 \text{ MeV} \end{array}$$

In Abb. 8.1 sind die im Detektor sichtbaren Energien des prompten Positrons und der sequentiellen γ -Quanten sowie die zeitliche Verteilung dieser Sequenzen dargestellt. Die

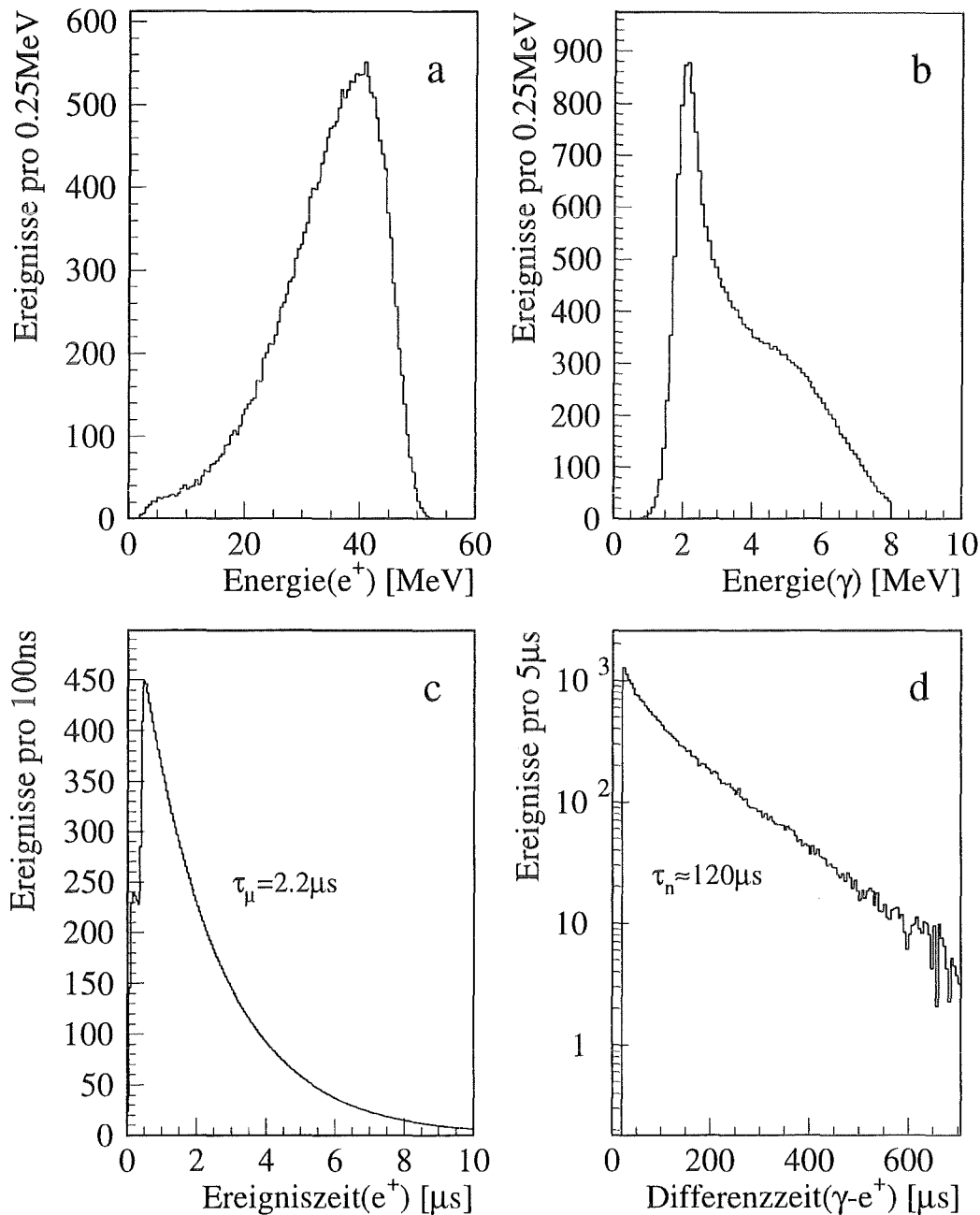


Abbildung 8.1: Erwartete Energie- und Zeitverteilungen des prompten und sequentiellen Ereignisses von Sequenzen aus dem Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

Ereigniszeit des e^+ folgt der Myonlebensdauer von $\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$, die Differenzzeit zwischen promptem e^+ und verzögertem γ spiegelt die Neutron-Einfangzeit von $\tau_n \approx 120 \mu\text{s}$ im Detektor wider. Die Verteilungen des Positrons wurden simuliert (8.1a) bzw. berechnet (8.1c), die γ -Energien (8.1b) und Differenzzeiten (8.1d) wurden aus experimentellen Daten zum

n -Einfang $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$, $n \rightarrow n_{th}$ im Meßzeitraum der Runs 16–80 bestimmt. Die Signatur des Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ besteht somit aus einem hochenergetischen Signal innerhalb der ersten μs nach *beam-on-target*, auf einer $100\ \mu\text{s}$ -Skala gefolgt von einem niederenergetischen Ereignis in räumlicher Korrelation zum prompten Ereignisort.

Abb. 8.2 zeigt den erwarteten $\bar{\nu}_e$ -Fluß und den nach [FAY85] berechneten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ für den entsprechenden $\bar{\nu}_e$ -Energiebereich. Für $\bar{\nu}_e$'s gegebener Energie $E_{\bar{\nu}_e}$ gilt mit der Konvention $\hbar = c = 1$

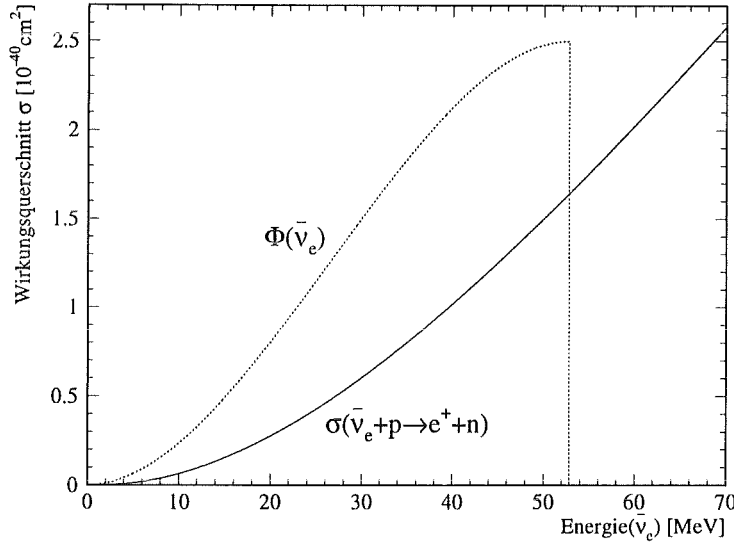


Abbildung 8.2: Nach [FAY85] berechnete Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Zur Bestimmung des mittleren Wirkungsquerschnitts $\langle \sigma \rangle$ wird $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ mit dem $\bar{\nu}_e$ -Fluß $\Phi(E_{\bar{\nu}_e})$ gewichtet.

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = \int dE_{e^+} \frac{d\sigma(E_{\bar{\nu}_e}, E_{e^+})}{dE_{e^+}} = \int dE_{e^+} \frac{1}{64\pi M_p E_{\bar{\nu}_e}^2} \sum_{\text{Spins}} |M|^2 \quad (8.1)$$

wobei die Matrixelemente M die vektoriellen, axialvektoriellen, magnetischen und pseudo-skalaren Nukleonformfaktoren g_V, g_A, g_M, g_P enthalten, die Funktionen des Impulsübertrags $t = (p_p - p_n)^2$ sind

$$M = \frac{G_V}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_e \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) e^+) \left(n [\gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) + \frac{g_M}{2M_p} \sigma_{\alpha\beta} t^\beta + g_P t_\alpha \gamma_5] p \right) \quad (8.2)$$

mit $M_p = m(p)$. In dieser vollständigen Berechnung von σ sind Rückstoßeffekte des Nukleons wie auch der schwache Magnetismus und Strahlungskorrekturen berücksichtigt, deren Einfluß auf den Wert von σ einige Prozent betragen kann. Für den Neutrinofluß $\Phi(\bar{\nu}_e)$ ergibt sich ein mittlerer Wirkungsquerschnitt von

$$\langle \sigma(\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+) \rangle = 0.94 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2 \quad (8.3)$$

Würden alle im ISIS Target gestoppten μ^+ in den leptonzahlverletzenden Kanal zerfallen, so erwartete man mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $\epsilon = 100\%$ $N e^+ \gamma$ -Sequenzen

mit

$$\begin{aligned}
 N &= N_T \cdot \langle \sigma \rangle \cdot \Phi_{\bar{\nu}_e} \\
 &= N_T \cdot \langle \sigma \rangle \cdot \frac{Q}{e} \cdot \frac{\pi^+}{p} \cdot \frac{1}{4\pi r_{eff}^2} = 22090 \quad (8.4)
 \end{aligned}$$

mit	Q	=	7359 C	akkumulierte Protonenladung von ISIS (Run 16-80)
	e	=	$1.602 \cdot 10^{-19} C$	Elementarladung der Protonen
	π^+/p	=	0.0444	π^+ -Produktion flußgewichtet gemittelt über alle Targetkonfigurationen
	r_{eff}	=	1768.9 cm	effektiver Abstand Target - Detektor
	σ	=	$0.94 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$	CC-Wirkungsquerschnitt für $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$
	N_T	=	$4.529 \cdot 10^{30}$	Zahl der ^1H -Targetkerne im Detektor

Die Inhalte der in Abb. 8.1 gezeigten Spektren sind auf $N = 22090$ normiert. Da nach $e^+\gamma$ -Sequenzen aus dem μ^+ -Zerfall nicht im prompten Zeitfenster um die Protonenpulse, sondern auf einer μs -Skala gesucht wird, werden auch Daten von Neutrino runs vor run 40 ausgewertet, bei denen die Bestimmung des Zeitnullpunkts einer Unsicherheit von ± 20 ns unterliegt (ab run 40 ± 2.5 ns). Die experimentelle Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ wird unter anderem durch die angelegten Auswerteschnitte festgelegt. Ziel dieser Auswerteschnitte ist ein möglichst großes ϵ bei effizienter Unterdrückung von Untergrundreaktionen.

8.2 Nachweiswahrscheinlichkeit thermalisierter Neutronen

Eine wesentliche Größe bei der Suche nach inversen β -Zerfällen $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ist die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n der Neutronen nach ihrer Thermalisierung im Detektor. Aufgrund der niedrigen Energien der γ -Quanten aus $\text{Gd}(n, \gamma)$ und insbesondere $p(n, \gamma)$ führen nur kleine Schwellenvariationen zu starken Veränderungen von ϵ_n . Da das Gd außerdem nicht in die Wände der äußeren Module eingebracht wurde und die effektiven Schwellen aufgrund der ortsabhängigen Lichtausbeute zu den Stirnflächen hin stark zunehmen, ist die Effizienz ϵ_n auch stark geometrieabhängig. Die räumliche Verteilung von $e^+\gamma$ -Sequenzen wird daher sowohl vom Neutrino fluß ($\sim 1/r^2$) als auch von $\epsilon_n(x, \text{Reihe}, \text{Spalte})$ definiert.

Der Absolutwert von ϵ_n ist somit eine Funktion des erlaubten Volumens (x , Reihe, Spalte) innerhalb der Auswertung (*fiducial cut*). Bei einer *likelihood*-Analyse unter Einbeziehung der räumlichen Verteilung muß ϵ_n auch dann berücksichtigt werden, wenn nur die Verteilung des prompten Ereignisses in Betracht gezogen wird. Dies folgt aus der geforderten räumlichen Koinzidenz beider Ereignisse.

Abb. 8.3 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n als Funktion des Ortes entlang der Modulachse und der Modulspalte bzw. -reihe. Die Meßpunkte wurden mit Hilfe gestoppter kosmischer Myonen (SMU) über $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ bestimmt. Da die Identifikation von SMU's in den Randbereichen des Detektors nicht mehr eindeutig ist, muß der Stoppport auf das Detektorinnere beschränkt werden. Die durchgezogenen Verteilungen sind mit GEANT und GCALOR simulierte Nachweiswahrscheinlichkeiten. Der Abfall von ϵ_n zu

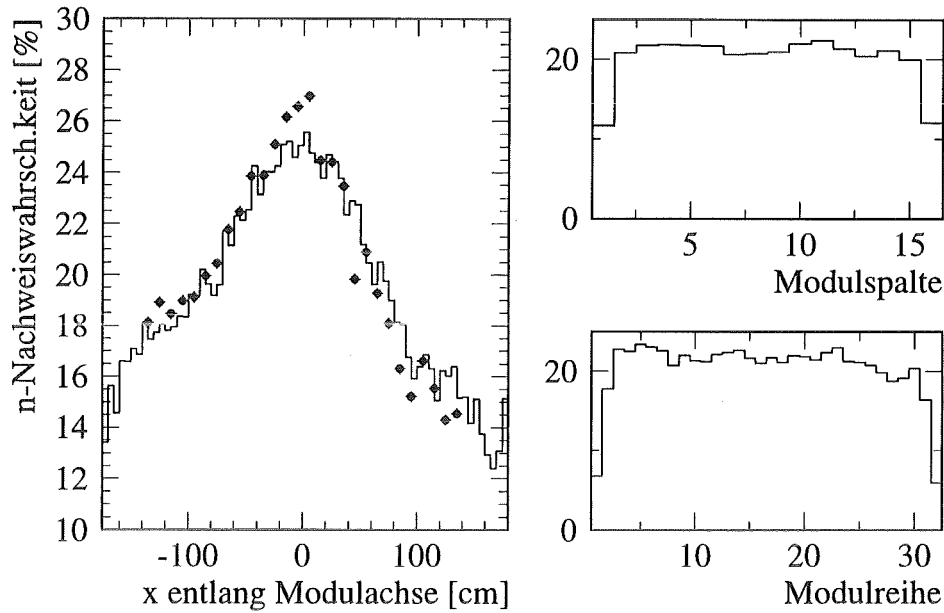


Abbildung 8.3: Gemessene (\bullet [JAN95b]) und simulierte Nachweiseffizienz ϵ_n in Abhängigkeit vom Startort der Neutronen. Simulierte x -Verteilung im Bereich $|x| \leq 140$ cm auf experimentelle Einträge normiert, Meßdaten und Simulation für Run 79)

den Modulenden auf ca. 50% der maximalen Effizienz wird von der Simulation erwartet. Im Bereich $|x| \leq 140$ cm beschreibt das MC die experimentelle Verteilung sehr gut. Das Fehlen von Gd in den Randmodulen führt zu drastischer Verringerung von ϵ_n in Randmodulen, wo nur noch $p(n, \gamma)$ stattfindet. Den Absolutwerten von $\epsilon_n(x)$ liegen folgende Schnitte auf den Stoppport des Myons

$$|x_{SMU}| \leq 150 \text{ cm} \quad 1.5 \leq \text{Reihe}_{SMU} \leq 31.5 \quad 1.5 \leq \text{Spalte}_{SMU} \leq 15.5 \quad (8.5)$$

sowie auf die Koinzidenz zugrunde:

$$20 \mu\text{s} \leq \Delta t \leq 300 \mu\text{s} \quad |\Delta x| \leq 60 \text{ cm} \quad |\Delta \text{Reihe}| \leq 2.5 \quad |\Delta \text{Spalte}| \leq 2.5 \quad (8.6)$$

Die sich aus verschiedenen Koinzidenzbedingungen ergebenden Nachweiseffizienzen (kein Koinzidenzschnitt $\equiv 100\%$) sind in Tab. 8.1 angegeben. Die Daten für die räumliche Koinzidenz wurden aus experimentellen Verteilungen bestimmt [JAN95b], für die Differenzzeit wurde die MC Simulation benutzt¹.

Da die γ -Energien im Bereich der Diskriminatorschwellen liegen, muß eine maximale Walk-Korrektur des Ereignisorts x durchgeführt werden. Bei Typ 3 wird die Korrektur aus beispielhaften, mit dem Oszilloskop vermessenen Pulsen bestimmt und dann auf Experimentdaten angewandt [WOL95]. Für Typ 4 wird die Pulsform der Photomultiplier

¹Für $\Delta t \leq 10 \mu\text{s}$ besteht wegen der höheren ADC-Konversionszyklen von SMU's eine erhöhte Totzeit, die bei $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ jedoch aufgrund der relativ kleinen Energien E_{e^+} in ca. 95% aller Zerfälle bei nur $5 \mu\text{s}$ nach dem prompten Ereignis liegt. Dies wird bei den Zeitschnitten entsprechend berücksichtigt.

Δx [cm]	± 100	± 80	± 60	± 50	± 40
rel. Nachweis mit Walktyp 3	99.1%	97.3%	92.8%	88.0%	80.0%
rel. Nachweis mit Walktyp 4	99.4%	97.9%	94.2%	90.2%	83.9%
$\Delta\text{Reihe}/\Delta\text{Spalte}$	0	≤ 1	≤ 2		
rel. Nachweis	16.0%	65.2%	87.2%		
Δt [μs]	5-300	20-300	5-500	20-500	5-1000
rel. Nachweis	89.2%	70.0%	93.7%	74.6%	94.8%

Tabelle 8.1: Koinzidenzbedingungen und relative Nachweiseffizienzen bezgl. ϵ_n ohne Koinzidenzschnitte

(PM) aus den Lichtwegen unter Einschluß von Reflexionen, Abschwächung und Responsefunktion des PM's simuliert [RAP95]. Die Effizienz für den Schnitt auf Δx ist für Typ 4 etwas höher, weshalb im folgenden auf das sequentielle Ereignis die Walk-Korrektur 4 angewandt wird.

Aufgrund der niedrigen Energien der γ 's aus den n-Einfängen ist die Effizienz ϵ_n stark von der Schwelleneinstellung der Module wie auch der MLU abhängig. Abb. 8.4 zeigt die experimentell mit den Schnitten 8.5 und 8.6 ermittelte Verteilung von ϵ_n über den verschiedenen Neutrinoruns. Eine neue Elektronikkonfiguration nach Run 30 sowie die Erniedrigung

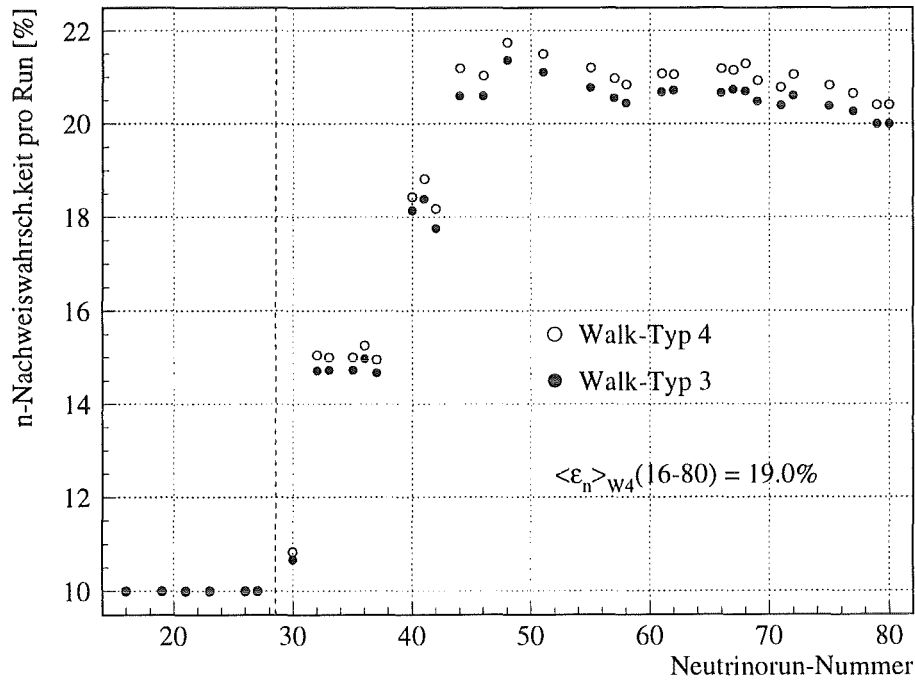


Abbildung 8.4: Mit den in Glg. 8.5 und 8.6 angelegten Schnitten gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n für die Neutrinoruns 30-80. Für die Runs 16-27 wurde ϵ_n geschätzt auf $\epsilon_n = 10\%$.

der MLU-Schwelle seit Run 40 führten zu deutlichen Verbesserungen der Nachweiswahrscheinlichkeit thermischer Neutronen. Seit Run 44 ist die Effizienz konstant. Ab Run 82 wird mit erniedrigten ASTERIX-Modulschwellen gemessen, was zu einer weiteren Verbesserung von ϵ_n führte. Da vor Run 30 keine SMU's in den Rohdatensatz aufgenommen wurden und eine experimentelle Bestimmung von ϵ_n daher nicht möglich ist, wird eine Effizienz von $\epsilon_n = 10\%$ für die Runs 16–27 abgeschätzt.

Für die weitere Auswertung wird, soweit möglich, die run- und ν -flußgemittelte experimentell bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n verwendet. Für Detektorrandbereiche wird gegebenenfalls eine Extrapolation von ϵ_n mit Hilfe der MC Simulation vorgenommen.

8.3 Analyse des Untergrunds

Im Gegensatz zur Untergrundsituation bei der Suche nach ν -Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_x$, wo nach möglichen Oszillationssignaturen nahezu untergrundfrei gesucht werden kann, erfordert die hohe Rate von Untergrundsequenzen² für den seltenen Myonzerfall eine eingehende Untersuchung. Der Untergrund läßt sich in 6 Arten verschiedenen physikalischen Ursprungs untergliedern:

1. Kosmisch induzierter Untergrund, bei dem zwischen promptem und sequentiellm Ereignis eine echte Korrelation besteht. Bei dem primären Ereignis handelt es sich um ein kosmisches Myon, das, als Myon unerkannt, im Detektor oder im inneren passiven Shield gestoppt wurde oder das am Eisen des Blockhauses, das den Detektor umgibt, tiefinelastisch gestreut wurde. Bei solchen Prozessen werden hochenergetische Neutronen produziert, die dann in den Detektor eindringen können. Rückstoßprotonen werden dann als promptes Ereignis registriert, γ -Quanten aus dem Neutroneneinfang bilden das sequentielle Signal.
2. Zufällige Koinzidenzen zweier nicht korrelierter Ereignisse im Detektor. Da für das prompte Ereignis eine Mindestenergie von $E_{pr} > 10 \text{ MeV}$ gefordert wird, ist das prompte Ereignis auch in diesem Fall durch kosmische Myonen induziert.
3. Zum ISIS Strahl korrelierter Untergrund durch hochenergetische Neutronen (promptes Ereignis), die im Mittel nach $\tau_n \approx 120 \mu\text{s}$ im Detektor eingefangen werden (sequentielles Ereignis).
4. Sequenzen aus der natürlichen Radioaktivität des Szintillators und der Detektormaterialien sind im Energiebereich $E_{vis} < 4 \text{ MeV}$ der dominante Anteil. γ -Quanten von Nukliden wie ^{40}K oder α -Teilchen aus der ^{232}Th und ^{238}U Zerfallskette werden durch die geforderte Mindestenergie $E_{pr} > 10 \text{ MeV}$ verworfen, sodaß der Raumuntergrund nur als verzögertes Ereignis einer zufälligen Sequenz in Frage kommt.
5. ν -induzierte CC-Reaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ mit anschließendem β -Zerfall $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$ von ν_e 's aus dem Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ im ISIS Target.

²Ist im folgenden von einem Untergrundereignis ohne weitere Spezifizierung die Rede, so ist eine komplette Untergrundsequenz aus promptem und sequentiellm Ereignis gemeint.

6. Sequentielle Ereignisse aus dem inversen β -Zerfall $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ von der Kontamination des ν -Strahls durch $\bar{\nu}_e$ aus dem Zerfall $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ im ISIS Target.

Sequenzen aus strahlkorrelierten Neutronen (3) werden verworfen, wenn für die Ereigniszeit des prompten Ereignisses $t_{pr} > 535$ ns gefordert wird (vergleiche für das zeitliche Verhalten schneller Neutronen Abb. 7.2; die Forderung einer Sequenz verändert nicht die Zeitverteilung der prompten Pulse). Untergrund aus der natürlichen Radioaktivität (4) wird durch $E_{pr} > 10$ MeV unterdrückt und ist nur noch in (2) als sequentielles Ereignis vorhanden.

Der ν -induzierte Untergrund aus (5) und (6) kann durch Auswerteschnitte nur begrenzt (5) oder gar nicht (6) reduziert werden und wird bei der weiteren Auswertung deshalb entsprechend berücksichtigt. Energie-, Orts- und Zeitverteilungen dieser Komponenten sind durch andere Auswertungen bzw. MC-Simulationen bekannt.

Die Kontamination des ν -Strahls mit $\bar{\nu}_e$'s (6) wurde mit einem MC Programm bestimmt [BUR95], das die Pionproduktion und deren Spuren rekonstruiert. Neben π^+ werden auch π^- im ISIS Target produziert. 99% aller π^- werden gestoppt und in den Targetkernen absorbiert. 1% zerfällt im Flug und produziert so μ^- , die ebenfalls im Target gestoppt werden. μ^- -Einfangreaktionen an den Kernen der Targetmaterialien konkurrieren nun mit dem μ^- -Zerfall $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, der zur $\bar{\nu}_e$ -Kontamination führt. Es gilt eine relative Kontamination von

$$\frac{\bar{\nu}_e}{\nu_e} = 6.2 \cdot 10^{-4} \quad \text{im ISIS Target} \quad (8.7)$$

für einen Protonstrahl von $E_{kin}^p = 800$ MeV auf ein Tantal-D₂O-Target. In Abb. 8.5 ist die Produktionsrate von $\bar{\nu}_e$ über die ersten 6 μ s nach *beam-on-target* sowie die Anteile der Targetmaterialien an der $\bar{\nu}_e$ -Produktion aufgetragen. Die unterschiedlichen Abklingkonstanten geben die starke Abhängigkeit des μ^- -Einfangs von der Kernladung Z wieder. Für eine Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon = 100\%$ ergibt sich nach Glg. 8.4 aus der Kontamination eine Erwartung von

$$N_{\bar{\nu}_e-Kont.} = 22090 \cdot 6.4 \cdot 10^{-4} = 14.2 \quad (8.8)$$

Ereignissen. Bei der Kontamination von $6.4 \cdot 10^{-4}$ wurden die unterschiedlichen Protonenergien und Targetmaterialien (UD₂O bzw. TaD₂O) und die sich daraus ergebenden $\bar{\nu}_e/\nu_e$ gemäß dem Protonfluß der Runs 16–80 gewichtet addiert (siehe auch Tab. 5.2). Bei einer tatsächlichen Nachweiswahrscheinlichkeit von $\epsilon \approx 10\%$ (siehe Kap. 8.4 und 8.5) ist die Kontamination mit $\bar{\nu}_e$'s aus dem ISIS Target mit $N_{\bar{\nu}_e-Kont.} \approx 1.4$ sehr gering.

In folgenden liegt der Schwerpunkt daher auf der Untersuchung der kosmisch induzierten Untergrundkomponente bestehend aus physikalisch korrelierten (1) oder zufälligen (2) Sequenzen. Dieser Untergrund wird aus den Daten ermittelt, indem in einem 190 μ s langen Zeitfenster vor dem ISIS Strahl ($-191 \mu\text{s} \leq t_{pr} - T_0 \leq -1 \mu\text{s}$) nach einem prompten Ereignis mit $E_{pr} > 10$ MeV gesucht wird. Während für korrelierte Sequenzen ein zweites Ereignis bis zu $t_{sq}^{akt} = t_{pr}^{akt} + 1000 \mu\text{s}$ später³ in der aktuellen Strahlperiode verlangt wird,

³Nur auf das prompte Ereignis wird eine *stack* Reduktion von 20 μ s angewandt, aufgrund der Konversionszeit der ADC's von mindestens 5 μ s gilt für die Differenzzeit $\Delta t > 5 \mu\text{s}$.

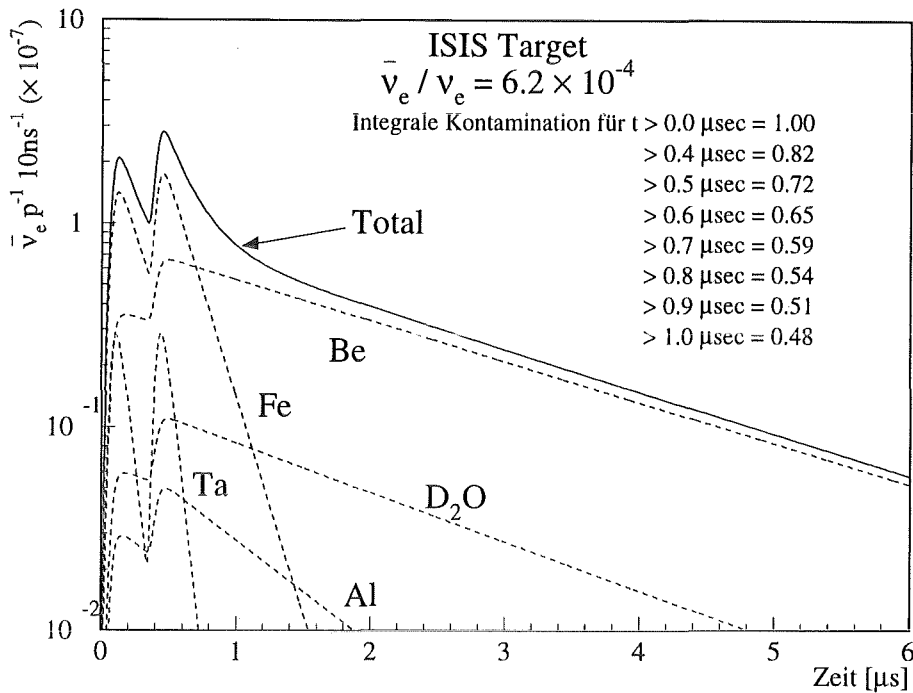


Abbildung 8.5: Zeitliche Verteilung der Kontamination des ν_e -Strahls mit $\bar{\nu}_e$'s aus dem μ^- -Zerfall nach [BUR95] für Protonen einer Energie $E_{kin}^p = 800$ MeV und einem TaD₂O Target.

wird für die Bestimmung von zufälligen Sequenzen nach dem zweiten Ereignis in Strahlperioden vor der aktuellen gesucht: $t_{pr}^{akt} + 5\mu s \leq t_{sq}^{zuvor} \leq t_{pr}^{akt} + 1000\mu s$. Korrigiert man die Untergrundrate aus der gleichen Periode um die Rate zufälliger Koinzidenzen, so erhält man die Rate kosmisch induzierter korrelierter Sequenzen. Für das hochenergetische Ereignis wird bezüglich Energie und Ort eine Standard-Walkkorrektur ($W=1$) durchgeführt, beim niederenergetischen sequentiellen Ereignis wird maximal Walk-korrigiert ($W=4$).

Abb. 8.6 zeigt (a) die Energieverteilung des prompten Ereignisses sowie (b) die Differenzzeit $\Delta t = t_{sq} - t_{pr}$ aus korrelierten und zufälligen Untergrundsequenzen. Neben der zeitlichen Koinzidenz wurde eine räumliche Koinzidenz von

$$|\Delta x| = |x_{sq} - x_{pr}| \leq 150 \text{ cm} \quad \Delta \text{Spalte} \leq 3.5 \quad \Delta \text{Reihe} \leq 3.5 \quad (8.9)$$

verlangt. Das Verhältnis von echten zu zufälligen Koinzidenzen beträgt im Gesamtdetektor für diese offenen Koinzidenzbedingungen etwa $R(\text{sequ.}/\text{rand.}) \approx 5$ bzw. $R(\text{sequ.}/\text{rand.}) = 7.2$, wenn man $E_{pr} > 20$ MeV fordert. Nach einer Differenzzeit von $\Delta t \geq 500\mu s$ sind, wie aus der Differenzzeitverteilung in Abb. 8.6b hervorgeht, keine korrelierten sequentiellen Ereignisse mehr vorhanden⁴. Ein Exponentialfit an die Δt -Verteilung liefert im Intervall von $[50, 300]\mu s$ eine Abklingkonstante von $\tau = 111\mu s$, die auf den Einfang thermalisierter Neutronen schließen läßt. Dies zeigt sich auch in der Energieverteilung des sequentiellen Ereignisses (Abb. 8.7b). Etwa 80% aller Ereignisse zeigen ein typisches Neutronenspektrum

⁴Die korrekte Bestimmung des zufälligen Untergrundes zeigt der Ausschnitt des Differenzzeitspektrums für $600\mu s \leq \Delta t \leq 1000\mu s$. Hier wurde der zufällige Untergrund vom Gesamtuntergrund subtrahiert.

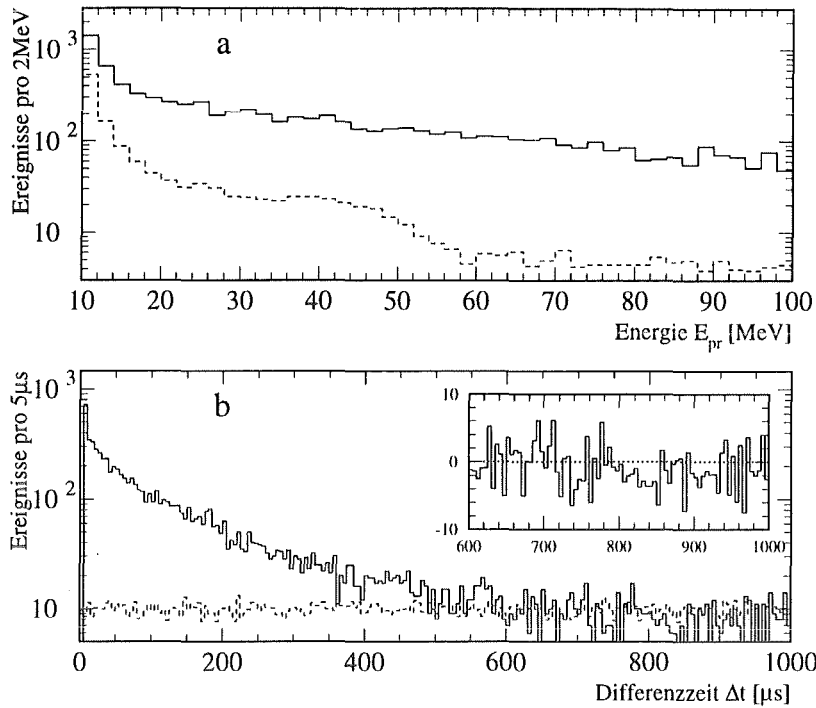


Abbildung 8.6: a: Energieverteilung des prompten Ereignisses aus Sequenzen innerhalb einer Strahlperiode (durchgezogenes Histogramm \equiv 'sequentieller Untergrund') und nicht korrelierter Sequenzen (gestrichelt \equiv 'zufälliger Untergrund')
b: Differenzzeitverteilung beider Komponenten. Für die Zeit des prompten Ereignisses gilt $-191 \mu\text{s} \leq t_{pr} - T_0 \leq -1 \mu\text{s}$.

mit $E_{sq} \leq 10 \text{ MeV}$, während die restlichen Ereignisse überwiegend einem Spektrum von e^+/e^- aus dem μ^\pm -Zerfall entsprechen. Verwirft man Sequenzen mit $E_{sq} > 15 \text{ MeV}$, so verändert sich das Energiespektrum der prompten Ereignisse (Abb. 8.7a) im wesentlichen bei hohen Energien. Ein Exponentialfit mit zwei Komponenten liefert im Bereich $10 \leq E_{pr} \leq 150 \text{ MeV}$

$$\begin{aligned}
 E_{sq} \text{ offen : } \quad N(E_{pr}) &= 53400 e^{-\frac{E_{pr}}{2.5 \text{ MeV}}} + 272 e^{-\frac{E_{pr}}{65 \text{ MeV}}} \\
 E_{sq} < 15 \text{ MeV : } \quad N(E_{pr}) &= 108800 e^{-\frac{E_{pr}}{2.1 \text{ MeV}}} + 332 e^{-\frac{E_{pr}}{42.5 \text{ MeV}}}
 \end{aligned} \tag{8.10}$$

Mit einem Auswerteschnitt von $E_{pr} > 20 \text{ MeV}$ wird die weiche Komponente mit $e^{-E/2.1 \text{ MeV}}$ effektiv verworfen. Bei ihr dürfte es sich um Myoneinfänge im Eisen des inneren passiven Shields $\mu^- + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{55}\text{Mn} + n + \nu_\mu$ handeln, wobei das Myon nicht vom äußeren Antizähler erkannt wurde.

Während Sequenzen mit $E_{sq} > 15 \text{ MeV}$ auf vom Vetozüblersystem unerkannte, im Detektor gestoppte Myonen (SMU's) mit anschließendem Zerfall zurückzuführen sind, handelt es sich bei Sequenzen mit $E_{sq} < 10 \text{ MeV}$ im wesentlichen um hochenergetische Neutronen, die bei tiefinelastischen Streuprozessen kosmischer Myonen am Eisen des Blockhauses erzeugt und anschließend thermalisiert und eingefangen werden. Eine mögliche Neutronenemissi-

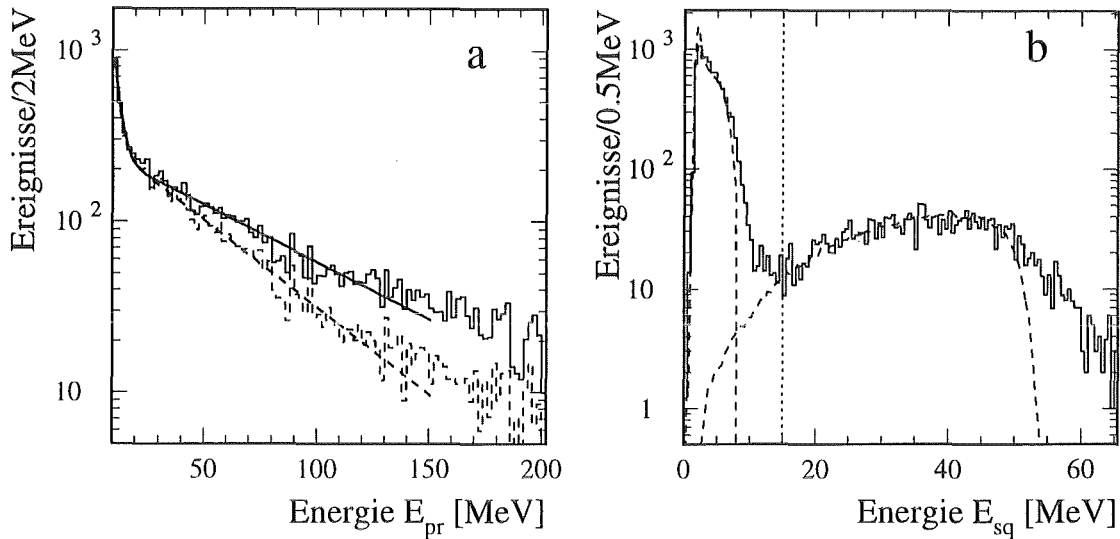


Abbildung 8.7: Energieverteilung des prompten (a) und sequentiellen (b) Ereignisses nach Abzug von zufälligen Sequenzen. Gestrichelt in (a) ist die Verteilung der prompten Energien, bei denen $E_{sq} < 15$ MeV gefordert wurde. In (b) gestrichelt Neutronenspektrum (normiert in $[0,8]$ MeV) und Michelspektrum (normiert in $[15,50]$ MeV). Die Ereignisse mit $E_{sq} > 52$ MeV sind ebenfalls Michelelektronen. Da die maximale Walk-Korrektur angewandt wurde, sind diese großen Energien verzerrt, bei einer Standard-Walkkorrektur ist dieser Effekt verschwunden.

on nach μ -Einfang $\mu^- + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{55}\text{Mn} + n + \nu_\mu$ lieferte keine Neutronen mit sichtbaren Energien von $E_{pr} > 50$ MeV.

Beachtet man, daß nach [GRA93] 96.5% der im Detektor gestoppten kosmischen Myonen zerfallen (2.8% ${}^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n){}^{11}\text{B}$, 0.6% ${}^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu){}^{12}\text{B}$), so kann bei Berücksichtigung der verschiedenen Nachweiswahrscheinlichkeiten ($\epsilon(e^-/e^+) \approx 9\%$, $\epsilon(n_{th}) \approx 25\%$) von der Anzahl der sequentiellen Ereignisse, die einem e^-/e^+ zuzuordnen sind (22%) die Beimischung von Sequenzen aus unerkannten SMU's mit $E_{sq} < 8$ MeV abgeschätzt werden zu

$$R(E_{sq} < 8 \text{ MeV}) = \frac{N(\text{unerkannte SMU})}{N(\text{alle Sequenzen})} \approx \frac{2.8\%}{96.5\%} \cdot \frac{25\%}{9\%} \cdot 22\% \approx 2\% \quad (8.11)$$

Als Ergebnis dieser Abschätzung ist festzuhalten, daß der wesentliche Anteil kosmisch induzierten sequentiellen Untergrundes mit $E_{pr} > 20$ MeV und $E_{sq} < 10$ MeV aus im Eisenblockhaus erzeugten hochenergetischen Neutronen besteht, die im Detektor thermalisiert und —als sequentielles Ereignis— eingefangen werden.

Etwa 20% (15%) der Untergrundsequenzen mit $E_{pr} > 10$ MeV ($E_{pr} > 20$ MeV) sind zufällige Sequenzen. Das Energiespektrum des prompten Ereignisses (siehe Abb. 8.8) spiegelt dabei die Verteilung hochenergetischer Ereignisse im Detektor wider. In Tab. 8.2 sind die jeweiligen Anteile aufgelistet, wie sie sich ergeben, wenn in den jeweiligen Intervallen die Einträge der Einzelspektren auf die gemessene Verteilung normiert werden. e^+/e^- entstehen beim Zerfall von SMU's im Detektor, Bremsstrahlungs- γ 's beim Abbremsen von

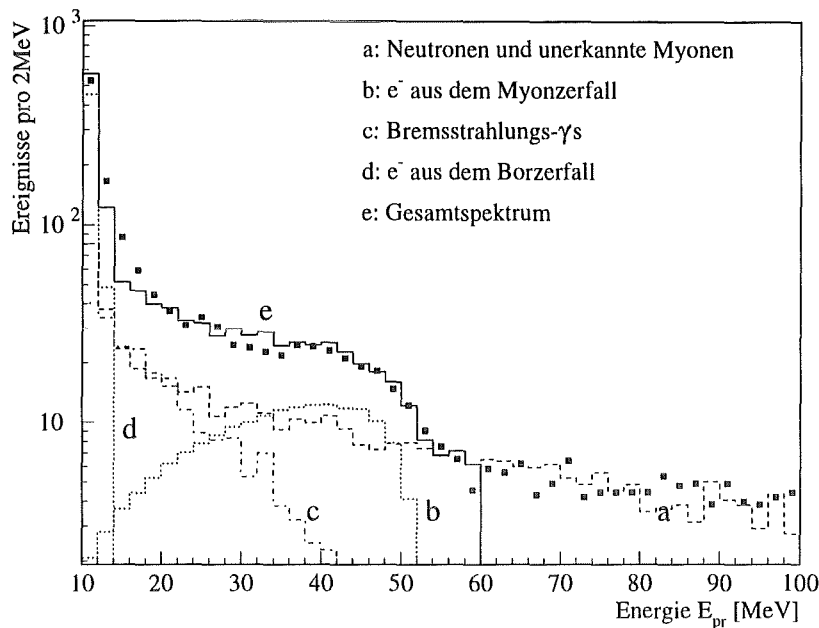


Abbildung 8.8: Energieverteilung des prompten Ereignisses zufälliger Sequenzen (siehe Abb. 8.6a, gestricheltes Histogramm). Das gemessene Spektrum (\blacksquare) kann als Überlagerung von 4 Komponenten rekonstruiert werden.

Herkunft	Neutronen+SMU's	e^+/e^-	Bremsstr.- γ 's	^{12}B -Zerfall
Ereignisse	469	173	220	501
relat. Anteil	34.4%	12.7%	16.1%	36.8%
Norm.-intervall	55–100 MeV	42–52 MeV	16–40 MeV	10–14 MeV

Tabelle 8.2: Anteile hochenergetischer prompter Ereignisse an zufälligen Sequenzen

e^+/e^- aus dem μ^\pm -Zerfall in der inneren passiven Abschirmung, ^{12}B beim Myoneinfang an ^{12}C im Detektor. Für die Energie des sequentiellen Ereignisses gilt in 98% (94%) aller Fälle $E_{sq} < 15$ MeV ($E_{sq} < 5$ MeV), hier dominiert klar der niederenergetische Raumuntergrund. In Abb. 8.9 ist die räumliche Verteilung des prompten Ereignisses kosmisch induzierter Sequenzen in verschiedenen Darstellungen gezeigt. Deutlich ist eine Überhöhung an den Modulenden ($|x| > 150$ cm)⁵ und in den unteren Reihen zu erkennen, die auf eine erhöhte Rate unerkannter SMU's zurückzuführen ist. An den Stirnwänden gibt es keinen inneren Antizähler, unter dem Zentraldetektor sowie um die unterste Modulreihe des Zentraldetektors gibt es keinen seitlichen äußeren Shieldzähler.

⁵Die *downstream*seitige ($x > 0$) Überhöhung ist wegen geringfügig niedrigerer Modulschwelleinstellung dieser Seite ausgeprägter, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für das niederenergetische sequentielle Ereignis und somit für die gesamte Sequenz durch die ASTERIX-Schwellen stark beeinflusst wird.

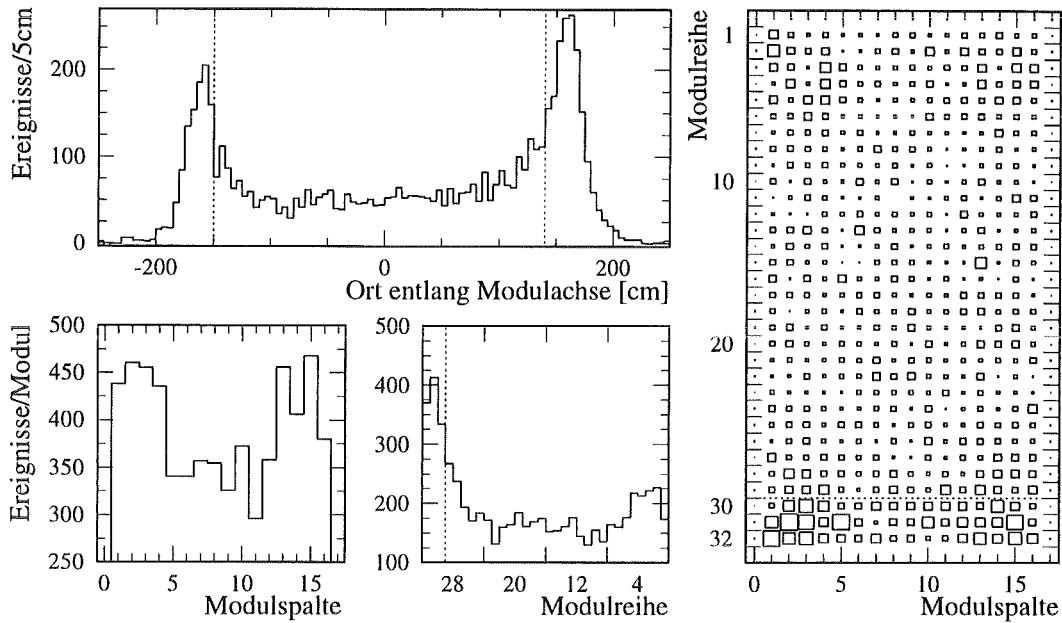


Abbildung 8.9: Räumliche Verteilung des prompten Ereignisses kosmisch induzierter Sequenzen (zufällige Sequenzen subtrahiert) im Energieintervall $10 \leq E_{pr} \leq 55$ MeV. Die unterbrochenen Linien zeigen die für die weitere Auswertung angelegten Geometrieschnitte (nur auf das prompte Ereignis).

Für die weitere Auswertung der Daten bezüglich der Suche nach $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ wird deshalb ein Geometrieschnitt (*fiducial cut*) von

$$\begin{aligned}
 -150 \text{ cm} &\leq x_{pr} \leq +140 \text{ cm} \\
 0.5 &\leq \text{Reihe}_{pr} \leq 29.5 \\
 0.5 &\leq \text{Spalte}_{pr} \leq 16.5
 \end{aligned} \tag{8.12}$$

verlangt. Die Lage des sequentiellen Ereignisses wird nur durch diese Schnitte auf das prompte Ereignis in Verbindung mit der Bedingung der räumlichen Korrelation festgelegt.

8.4 Auswertung anhand der Rate von Sequenzen

Eine einfache Methode, mögliche $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ Zerfälle zu erkennen, ist der Vergleich der Rate von Sequenzen mit der entsprechenden Signatur und Ereigniszeiten vor ($t_{pr} < T_0$) bzw. direkt nach den ISIS Strahlpulsen. Abb. 8.10 zeigt die Zeitverteilung t_{pr} in einem Intervall von $-189.465 \mu\text{s} \leq t_{pr} - T_0 \leq +90.535 \mu\text{s}$ in $5 \mu\text{s}$ -Schritten. Die Verteilung ist um den zufälligen Untergrund (schraffierter Bereich) korrigiert. Für die Reduktion dieser Sequenzen wurden die in Tab. 8.3 angegebenen Schnitte verwendet. Der Bereich von $-9.465 \mu\text{s} \leq t_{pr} - T_0 \leq +0.535 \mu\text{s}$, in dem die strahlkorrelierte Neutronenüberhöhung liegt, wurde aus der Auswertung ausgeschlossen. Tab. 8.4 zeigt die gemess-

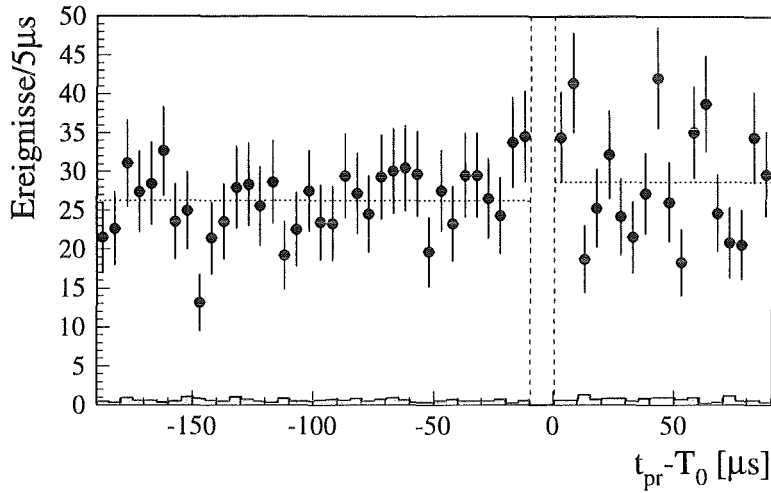


Abbildung 8.10: Untergrundkorrigierte Zeitverteilung des prompten Ereignisses aus Sequenzen in der zeitl. Umgebung des ISIS Strahls. Schraffiert unterlegt ist der zufällige Untergrund. Die waagerechten Linien geben die mittlere Rate pro $5 \mu\text{s}$ vor und nach dem Strahl an.

Reduktion	Schnitt	Effizienz ϵ
stack-Reduktion	$20 \mu\text{s}$ vor t_{pr} vor t_{sq} keine	0.916
Energie E_{pr}	$20 \leq E_{pr} \leq 50 \text{ MeV}$	0.578
Geometrie	$-150 \text{ cm} \leq x_{pr} \leq +140 \text{ cm}$ $0.5 \leq \text{Spalte}_{pr} \leq 16.5$ $0.5 \leq \text{Reihe}_{pr} \leq 29.5$	
Energie E_{sq}	$0 \leq E_{sq} \leq 8 \text{ MeV}$	
räuml. Koinzidenz	$ \Delta x \leq 60 \text{ cm}$	0.238
zeitl. Koinzidenz	$ \Delta \text{Spalte} \leq 2.5$ $ \Delta \text{Reihe} \leq 2.5$ $5 \leq \Delta t \leq 500 \mu\text{s}$	
alle Schnitte außer auf t_{pr}		0.122

Tabelle 8.3: Reduktionsschnitte mit entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten für Sequenzen aus dem μ^+ -Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

senen und untergrundkorrigierten Raten vor, unmittelbar nach und über einen größeren Zeitraum nach T_0 . Im Intervall von $0.535 \leq t_{pr} - T_0 \leq 10.535$ sollten 86.6% aller inversen β -Zerfälle $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ und damit der Positronen liegen. Die Beimischung von CC-Sequenzen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ mit anschließendem ^{12}N -Zerfall beträgt aufgrund der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit von $\epsilon_{CC} = 3.9 \cdot 10^{-3}$ für obige Schnitte nur $N_{CC}(0.535 - 10.535 \mu\text{s}) = 4.84$ Ereignisse. Mit

$$N_{0.535-10.535} = N_{ges} - N_{CC} = 75.8 - 4.8 = 71.0 \pm 8.8 \quad (8.13)$$

Zeitintervall [μs]	gemessene Sequenzen	korr. Rate [$1/5\mu\text{s}$]
-189.465...-9.465	967	26.3 ± 0.9
0.535... 5.535	35	34.4 ± 5.9
5.535...10.535	42	41.4 ± 6.5
0.535...90.535	528	28.6 ± 1.3

Tabelle 8.4: Zahl der mit den Schnitten aus Tab. 8.3 reduzierten Sequenzen für Zeitintervalle um T_0 und die daraus abgeleiteten Raten

liegt die Ereigniszahl deutlich über der Erwartung

$$N_{0.535-10.535} - N_{erw} = 71.0 - 52.6 = 18.4 \pm 8.8 \quad (8.14)$$

$$\text{oder} \quad N_{0.535-10.535} = N_{erw} + 2.1 \sigma \quad (8.15)$$

Bei der Beschränkung auf $0.535 \mu\text{s} \leq t_{pr} - T_0 \leq 5.535 \mu\text{s}$ mit 79.4% der zu erwartenden $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ führt die analoge Rechnung

$$N_{0.535-5.535} = N_{ges} - N_{CC} = 34.4 - 4.4 = 30.0 \pm 5.9 \quad (8.16)$$

mit $N_{0.535-5.535} = N_{erw} + 0.6 \sigma$ zu keiner signifikanten Überhöhung. In Abb. 8.11 sind die Ereignisenergien und -zeiten der reduzierten Sequenzen aufgetragen. Während für die Energieverteilung des sequentiellen Ereignisses sowie die Differenzzeit ein klares Verhalten aus dem n -Einfang ersichtlich ist, entsprechen die Verteilungen für das prompte Ereignis nicht der Erwartung für den μ^+ -Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

Trotz der Überhöhung in Glg. 8.15 kann deshalb kein signifikanter Hinweis auf Zerfälle $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ abgeleitet werden. Aus Glg. 8.13 folgt eine 90% CL -Obergrenze für ein mögliches Signal von

$$N_{90\%CL} = 32.8 \quad (8.17)$$

Im Falle von $N_{0.535-5.535}$ ergibt sich $N_{90\%CL} = 13.4$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ für seltene μ^+ -Zerfälle beträgt

$$\epsilon = \epsilon_{e^+}^{0.535-10.535} \cdot \epsilon_n = 0.459 \cdot 0.238 = 0.109 \quad (8.18)$$

was bei einem μ^+ -Zerfall nur in den Kanal $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ zu einer erwarteten Ereigniszahl von

$$N_{\Gamma=100\%} = 22090 \cdot 0.109 = 2413 \quad (8.19)$$

führt. Aus Glg. 8.17 kann eine Obergrenze für das Verzweungsverhältnis von

$$R_{0.535-10.535} = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} < \frac{32.8}{2413} = 0.014 \quad (90\%CL) \quad (8.20)$$

bzw. $R_{0.535-5.535} < 13.4/2213 = 6.1 \cdot 10^{-3}$ angegeben werden. Aus Abb. 8.11 wird bereits deutlich, daß die Fenstermethode, wie sie hier durchgeführt wurde, die Ereignisinformationen wie Energie, Ort und Ereigniszeit nur in grobem Umfang (z.B. $5 \mu\text{s}$ -Intervalle) verwendet. Deshalb wird zur detaillierteren Auswertung ein *maximum likelihood*-Verfahren

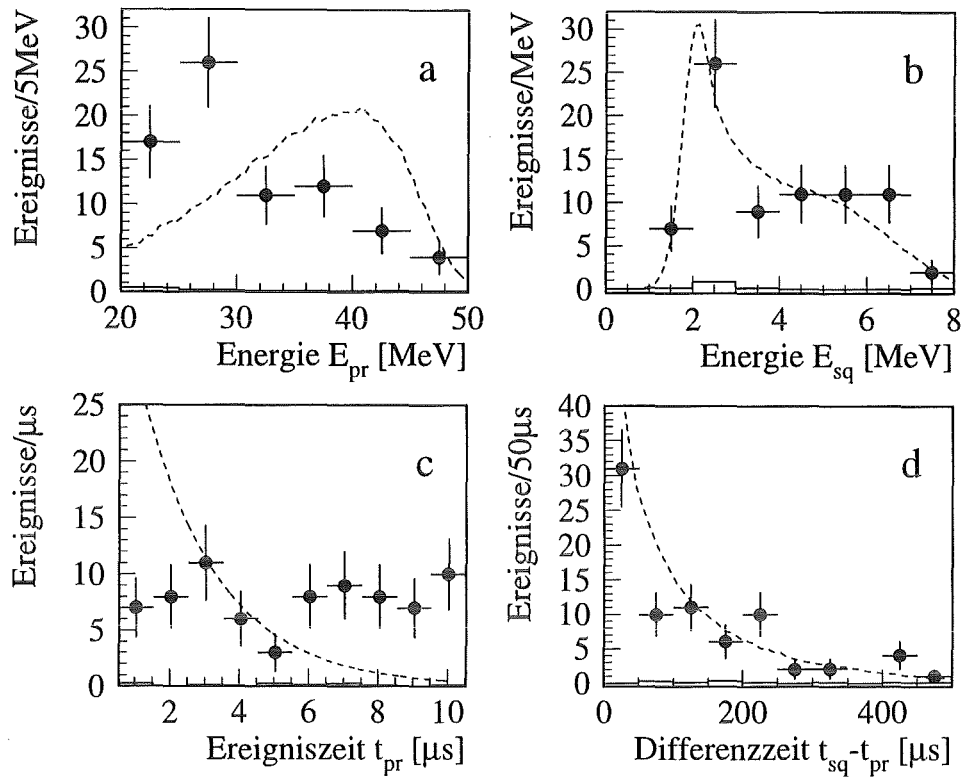


Abbildung 8.11: Energie- und Zeitverteilungen der Ereignisse nach Abzug unkorrelierter Sequenzen. Gestrichelt sind die auf die Ereigniszahl normierten Erwartungen für ein promptes Positron und den Einfang eines thermalisierten Neutrons gemäß $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ eingezeichnet.

angewandt, das die experimentelle Information über Ereignisparameter in voller Auflösung nutzt.

8.5 Auswertung mit dem *maximum likelihood*-Verfahren

Ziel des *maximum likelihood*-Verfahrens ist es, aus den nach Anlegen aller Auswerteschnitte verbliebenen Ereignissen mit Hilfe der Ereignisgrößen⁶ Energie E , Ort d und Zeit t den Anteil eines etwaigen $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ -Signals zu extrahieren. Die reduzierten Sequenzen bestehen aus einem Anteil r_1 potentieller $e^+ - \gamma$ -Sequenzen aus $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, einer Beimischung r_2 von CC-Sequenzen $^{12}\text{C} (\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ mit ^{12}N -Zerfall und dem kosmisch induzierten, zum ISIS Strahl unkorrelierten Untergrund $r_3 = 1 - r_1 - r_2$. Obwohl der Erwartungswert für r_2 bekannt ist, wird er zunächst wie r_1 als frei zu variierender Parameter verwandt, der *maximum likelihood*-Fit ist dementsprechend zweidimensional.

⁶Im weiteren Verlauf wird der Ereignisort als Synonym für den Abstand d des Ereignisses vom ISIS Target verwendet. Aus den Koordinaten x , Reihe und Spalte eines Ereignisses läßt sich der Abstand eindeutig berechnen. Die Ereigniszeit ist jeweils auf den Zeitnullpunkt T_0 bezogen.

8.5.1 Erstellen der *likelihood*-Funktion

Da der weitaus größte Anteil der Sequenzen aus kosmisch induziertem Untergrund besteht (siehe Abschnitt 8.4), der als sequentielles Ereignis wie der inverse β -Zerfall des Protons den Einfang eines Neutrons beinhaltet, ist die sequentielle Energie- und Zeitstruktur von potentielllem Signal und Untergrund identisch. Die *likelihood*-Analyse beschränkt sich daher auf das prompte Ereignis, für die Reduktion der Daten wird jedoch die volle sequentielle Signatur verlangt.

Für jede der 3 Komponenten wird die im Auswertebereich normierte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$\rho_j(E, d, t) = f_j(E) \cdot g_j(d) \cdot h_j(t) \quad j = 1, 3 \quad (8.21)$$

mit

$$\int \int \int \rho_j(E, d, t) dE dd dt = 1 \quad (8.22)$$

bestimmt. Da E, d und t voneinander unabhängige Ereignisgrößen sind, kann ρ_j wie in 8.21 als Produkt dreier Dichtefunktionen f_j, g_j und h_j geschrieben werden. Die Dichteverteilungen f_j und g_j sind in Abb. 8.12 dargestellt. Sie werden für $j = 1, 2$ aus MC Simulationen bestimmt und für den kosmisch induzierten Untergrund $j = 3$ im *pre beam*

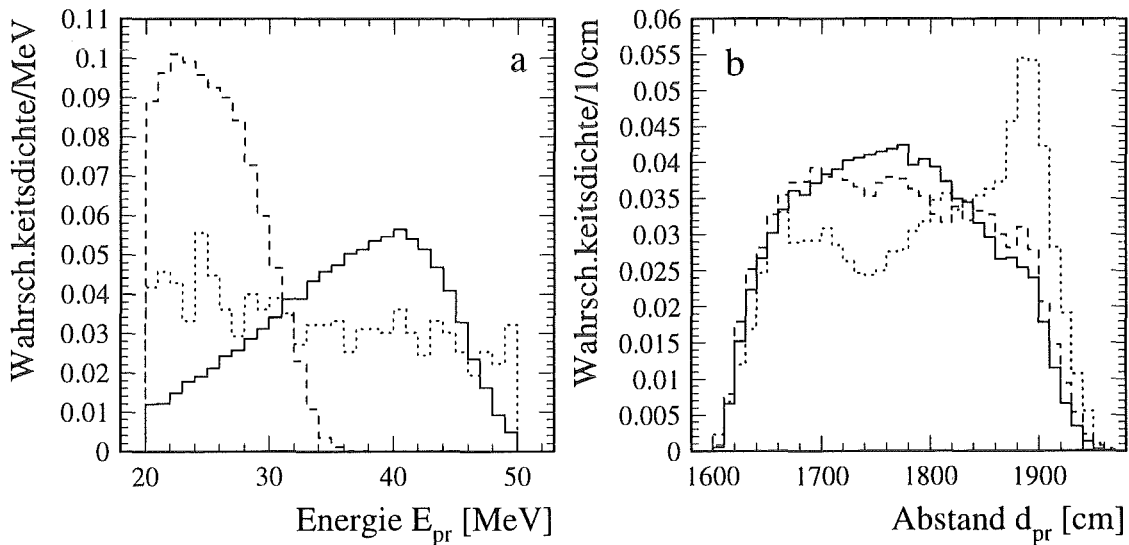


Abbildung 8.12: Normierte Wahrscheinlichkeitsdichten $f_j(E)$ für (a) und $g_j(d)$ für (b)
 durchgezogene Linie: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ($j=1$)
 unterbrochene Linie: $^{12}\text{C} (\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{g.s.}$ ($j=2$)
 gepunktete Linie: kosmisch induzierter Untergrund ($j=3$)

Zeitfenster experimentell ermittelt. Zu beachten ist, daß die Abstandsverteilungen vom Geometrieschnitt abhängen und für jeden solchen separat erstellt werden müssen. Für die Zeitverteilungen gelten die analytischen Dichtefunktionen mit $\tau = 2.2 \mu\text{s}$

$$h_1(t) = h_2(t) = \frac{1}{\tau} \left[e^{-T_1/\tau} - e^{-T_2/\tau} \right]^{-1} \cdot e^{-t/\tau} \quad h_3(t) = \frac{1}{T_2 - T_1} = \text{const.} \quad (8.23)$$

in dem jeweiligen Auswertintervall $[T_1, T_2]$.

Sind N Sequenzen aus den Daten reduziert, so ist die *likelihood*-Funktion L das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten

$$L(r_1, r_2) = \prod_{i=1}^N \left[\sum_{j=1}^3 r_j \cdot f_j(E_{pr}^i) \cdot g_j(d_{pr}^i) \cdot h_j(t_{pr}^i) \right] \quad (8.24)$$

oder in logarithmischer Form

$$lhd(r_1, r_2) = - \sum_{i=1}^N \ln \left(\sum_{j=1}^3 r_j \cdot f_j(E_{pr}^i) \cdot g_j(d_{pr}^i) \cdot h_j(t_{pr}^i) \right) \quad (8.25)$$

Der Untergrundanteil r_3 ist kein freier Parameter von L , sondern durch die Normierungsbedingung $r_3 = 1 - r_1 - r_2$ definiert.

8.5.2 Durchführung des *maximum likelihood*-Fits

In einem 2-dimensionalen Raster (r_1, r_2) wird das Minimum der Funktion $lhd(r_1, r_2)$ bestimmt. Der Fit wird auf 74 mit den in Tab. 8.3 angegebenen Schnitten reduzierte Ereignissequenzen im Zeitintervall $0.535 \mu\text{s} \leq t_{pr} - T_0 \leq 10.535 \mu\text{s}$ angewandt. Zusätzlich zu den Schnitten in Tab. 8.3 wurde verlangt, daß nach dem sequentiellen Ereignis kein weiteres Ereignis im gleichen Koinzidenzvolumen bis zu 1 ms nach dem prompten Ereignis folgt. Dieser Ausschluß von Doppelsequenzen unterdrückt bei vernachlässigbarer Totzeit $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu 2n) ^{10}\text{B}$ -Prozesse durch gestoppte Myonen, die in 1.7% der Fälle von $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n) ^{11}\text{B}$ auftreten [JAN95].

Das Minimum der lhd -Funktion für diesen Datensatz wird mit den Werten $r_1 = -0.100$ und $r_2 = 0.034$ angenommen. In Abb. 8.13 ist die Energie- und die Abstandsverteilung der prompten Ereignisse sowie die Gesamtverteilungen anhand des Fitresultats dargestellt⁷. Auf der Ereignisbasis entspricht dies

$$\begin{aligned} N_{\mu^+} &= -7.4 \quad \begin{matrix} +4.3 \\ -3.1 \end{matrix} \\ N_{CC} &= 2.5 \quad \begin{matrix} +5.5 \\ -5.0 \end{matrix} \\ N_{kosm} &= 1 - N_{\mu^+} - N_{CC} = 78.9 \quad \begin{matrix} +8.1 \\ -9.8 \end{matrix} \end{aligned} \quad (8.26)$$

Abb. 8.14 zeigt die zweidimensionale *likelihood*-Funktion $lhd(r_1, r_2)$ in der Nähe des Minimums. Deutlich ist die Asymmetrie in der r_1 -Achse bezüglich des Minimums erkennbar, wie sie auch in den Fehlern von N_{μ^+} zum Ausdruck kommt. Die Fehlergrenzen von N_{μ^+} und N_{CC} sind jeweils $1-\sigma$ -Grenzen. Sie geben ein Rechteck an, das die Ellipse umschließt, für deren Funktionswerte $lhd(r_1, r_2) = lhd_{min} + 0.5$ gilt (siehe auch Ellipsenscheiben in Abb. 8.14). Die Wahrscheinlichkeit, den wahren Wert $(\tilde{r}_1, \tilde{r}_2)$ in einem solchen Rechteck einzuschließen, beträgt nicht wie im eindimensionalen Falle einer Gaußverteilung 68.3% sondern lediglich ca. 50%⁸.

⁷Die Zeitverteilung der Sequenzen ist in Abb. 8.11c bereits gezeigt worden.

⁸Diese Wahrscheinlichkeit ist eine Funktion der Korrelation der beiden zu untersuchenden Parameter und ist daher vom Korrelationskoeffizienten ρ abhängig [FRO79].

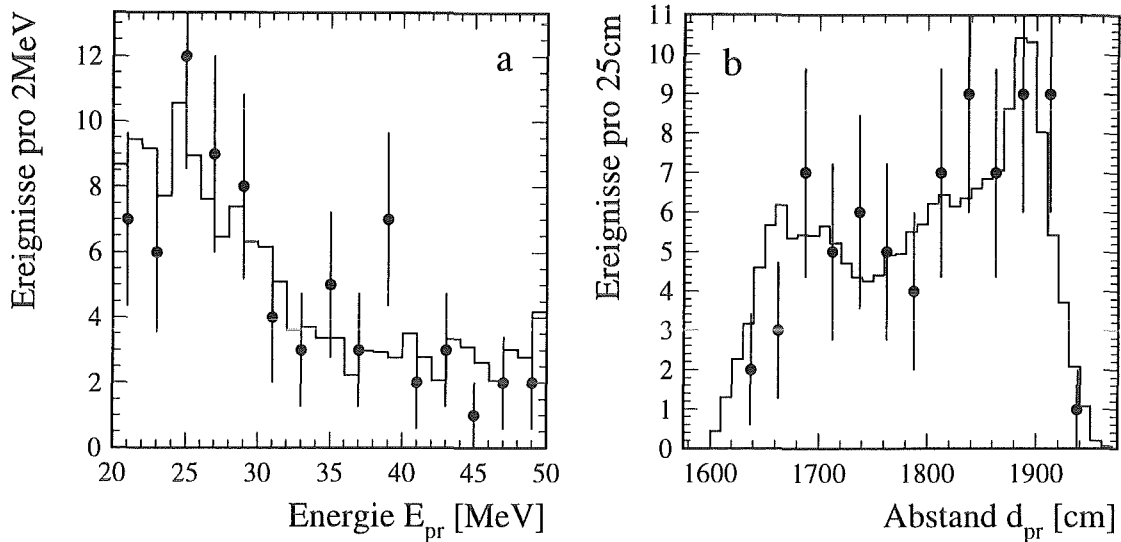


Abbildung 8.13: Energie- und Abstandsverteilung der prompten Ereignisse der 74 reduzierten Sequenzen (\bullet) und entsprechende Verteilungen mit den nach dem *likelihood*-Fit gewichteten Anteilen r_j .

Als erster positiver Test der Zuverlässigkeit des *maximum likelihood*-Fits ist festzustellen, daß der Erwartungswert $N_{CC}^{erw} = 4.84$ der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ CC-Reaktion innerhalb der Fehlergrenzen des Fits liegt. Da im weiteren Verlauf nur Interesse an einer Abschätzung der Ereigniszahl N_{μ^+} besteht, wird nach [FRO79] eine Integration der Wahrscheinlichkeiten $L(r_1, r_2)$ über die CC-Achse durchgeführt

$$lhd(r_1) = -\ln \left[\int L(r_1, r_2) dr_2 \right] \quad (8.27)$$

Die so ermittelte eindimensionale logarithmische *likelihood*-Funktion wird, wie in Kap. 5.5.4 beschrieben, renormiert. Die resultierende 90% *CL* -Obergrenze beträgt $r_1(90\% CL) = 0.080$ oder

$$N_{\mu^+} < 5.9 \quad (90\% CL) \quad (8.28)$$

Bei einem Verzweungsverhältnis von $\Gamma = 100\%$ für $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ werden

$$N_{\Gamma=100\%} = N_{\Gamma=100\%}^{\epsilon=100\%} \cdot \epsilon = 22090 \cdot 0.109 = 2413 \quad (8.29)$$

Sequenzen erwartet. Die systematischen Fehler, mit denen diese Erwartung behaftet ist, sind in Tab. 8.5 aufgeführt. Aus $N_{\mu^+}^{bestfit} = -7.4$ und $N_{\mu^+}^{90\%CL} = 5.9$ läßt sich unter Berücksichtigung der Renormierung eine Gaußverteilung von N_{μ^+} mit $\sigma_{fit} = 5.685$ konstruieren. Mit den Fehlern σ_{fit} und σ_{syst} kann aus einer Gaußverteilung von $R = N_{\mu^+} / N_{\Gamma=100\%} = (-3.07 \pm 2.37) \cdot 10^{-3}$ eine obere Grenze von

$$R = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} < \frac{5.9}{2413} = 2.5 \cdot 10^{-3} \quad (90\%CL) \quad (8.30)$$

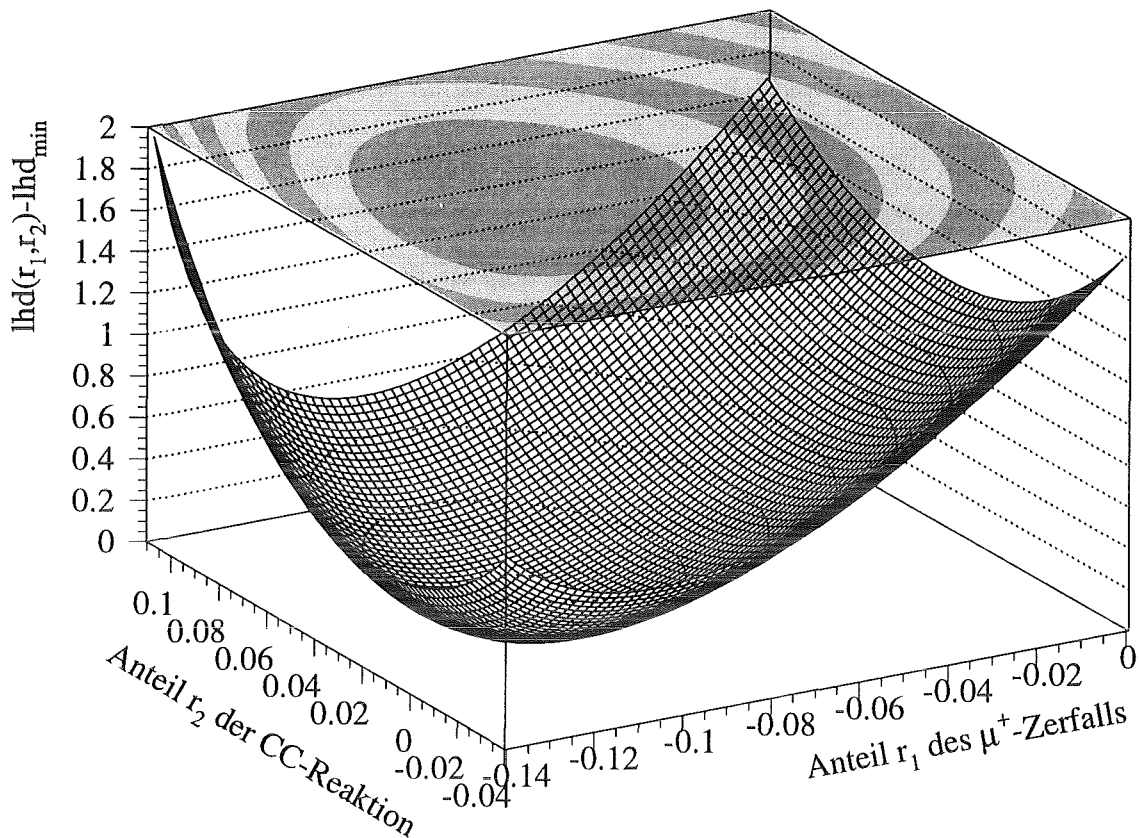


Abbildung 8.14: Zweidimensionale *likelihood*-Funktion $lhd(r_1, r_2)$ in der Umgebung des Minimums lhd_{min} . Die Ellipsenscheiben verschiedenen Grautons entsprechen Bereichen $lhd_{min} + 0.25 \cdot (n-1) \leq lhd(r_1, r_2) \leq lhd_{min} + 0.25 \cdot n$ mit $n = 1, 8$.

Schnitt	Effizienz	rel. Fehler	Kommentar
$0.535 \leq t_{pr} \leq 10.535 \mu s$	0.866	0.2%	Ereigniszeit $t_{pr} \pm 5 \text{ ns}$
$20 \leq E_{pr} \leq 50 \text{ MeV}$	0.578	0.5%	Ereignisenergie $E_{pr} \pm 0.5 \text{ MeV}$
<i>fiducial cut</i>		3.0%	Ereignisort $x_{pr} \pm 10 \text{ cm}$
$20 \mu s \text{ stack vor } t_{pr}$	0.916	1%	
Neutronennachweis ϵ_n	0.238	5%	
μ^+ -Produktion im ISIS Target		6.7%	[BUR95]
Gesamtfehler σ_{syst}		9.0%	

Tabelle 8.5: Systematische Fehler für N_{μ^+} aus Auswerteschnitten, Nachweiseffizienzen und ISIS μ^+ -Produktion

für das Verzweigungsverhältnis des seltenen Myonzerfalls abgeleitet werden. Die Einbeziehung des systematischen Fehlers führt zu einer relativen Erhöhung der 90% *CL* – Obergrenze von lediglich 0.8%. Die $\bar{\nu}_e$ –Kontamination des ISIS Neutrinoﬂusses ist mit

$$R_{\bar{\nu}_e} = \frac{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} = \frac{\bar{\nu}_e}{\nu_e} \cdot \frac{\epsilon_t^{\mu^-}}{\epsilon_t^{\mu^+}} < 6.2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{0.72}{0.866} = 5.2 \cdot 10^{-4} \quad (8.31)$$

um mehr als einen Faktor 5 kleiner als das hier abgeleitete Limit.

8.5.3 Konsistenztests des Verfahrens

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit das Resultat des *maximum likelihood*–Fits von den angelegten Auswerteschnitten abhängt und ob die angenommenen Dichteverteilungen eine korrekte Beschreibung der physikalischen Situation wiedergeben, d.h. ob der Fit im Rahmen der statistischen Unsicherheit des Datensatzes den wahren Wert \tilde{r}_1 tatsächlich annimmt (*bias free fit*).

Zunächst soll jedoch auf die Aussagekraft der einzelnen Ereignisgrößen für den *maximum likelihood*–Fit eingegangen werden. In Tab. 8.6 sind die Resultate dreier Fits auf die gleichen 74 Sequenzen aufgelistet, wenn nur eine Information (Energie, Ort oder Zeit) benutzt

Information	Energie E	Ort d	Zeit t
N_{μ^+} (fit)	$+16.6^{+14.4}_{-17.8}$	$-0.7^{+...}_{-...}$	$-0.2^{+7.3}_{-6.6}$
N_{CC} (fit)	$+28.9^{+8.5}_{-7.0}$	$+5.2^{+...}_{-...}$	nicht von N_{μ^+} trennbar
N_{μ^+} (90% <i>CL</i>)	34.2	–	12.4

Tabelle 8.6: Fitresultate unter Benutzung nur einer Ereignisgröße. Die Ergebnisse sind zu vergleichen mit dem kompletten E–d–t Fit aus Abschnitt 8.5.2.

wird. Ort und Energie liefern nur wenig Entscheidungskriterien⁹, sind aber aufgrund der gleichen Zeitstruktur von $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ und CC–Reaktion ($h_1(t) \simeq h_2(t)$) für die Trennung der Parameter r_1 und r_2 notwendig. Auch hier wird deutlich, daß die Zeitstruktur der ISIS ν –Quelle das wesentliche Kriterium zur Unterdrückung kosmisch induzierten Untergrunds ist.

In Tab. 8.7 sind die Auswerteschnitte, die Zahl der reduzierten Sequenzen sowie die Fitresultate von 8 Schnitten aufgelistet. Reduktion 1 ist die in Abschnitt 8.5.2 benutzte ‘Standard’–Auswertung. Mit allen Schnitten ergeben sich Ausschlußgrenzen im Bereich $2.3 \cdot 10^{-3} \leq R \leq 3.4 \cdot 10^{-3}$, was einer Schwankung der Fitresultate von ca. $\pm 20\%$ entspricht. Bedenkt man die statistischen Schwankungen der Fitresultate (siehe weiter unten) und die große Variation der Ereigniszahl, auf die die Fits angewandt werden, so ist die Abhängigkeit von Auswerteschnitten gering. Der ‘Standard’–Auswerteschnitt (1) hat gegenüber

⁹Die Fehlerbereiche des Fits auf den Ereignisort decken den gesamten Fitbereich ab. Ein 90% *CL* – Ausschlußwert ist daher nicht anzugeben.

Reduktionsnummer	1	2	3	4	5	6	7	8
Energieschnitt [MeV]	20–50	20–50	20–50	20–50	20–50	10–50	30–50	20–50
<i>fiducial cut</i>	ja	ja	ja	ja	ja	ja	ja	nein
Zeit: $0.535\mu\text{s} \leq t_{pr} \leq$	10.535 μs	20.535 μs	30.535 μs	50.535 μs	90.535 μs	10.535 μs	10.535 μs	10.535 μs
reduzierte Sequenzen	74	119	170	285	502	126	32	105
N_{μ^+} (fit)	$-7.4^{+4.3}_{-3.1}$	$-3.1^{+4.6}_{-3.3}$	$-2.6^{+4.6}_{-3.2}$	$-2.9^{+4.6}_{-3.1}$	$-2.3^{+4.0}_{-3.5}$	$-7.6^{+4.3}_{-3.0}$	$-3.4^{+4.4}_{-...}$	$-1.9^{+5.9}_{-4.8}$
N_{CC} (fit)	$+2.5^{+5.5}_{-5.0}$	$+7.4^{+5.8}_{-5.0}$	$+8.0^{+5.8}_{-4.9}$	$+8.0^{+5.4}_{-5.1}$	$+8.3^{+5.3}_{-5.3}$	$+5.9^{+6.9}_{-6.4}$	$-3.7^{+2.4}_{-...}$	$12.2^{+6.7}_{-6.3}$
$\epsilon_{rel}(N_{CC})$	1.0	1.01	1.01	1.01	1.01	1.59	0.12	1.29
N_{CC} -Erwartung	4.84	4.89	4.89	4.89	4.89	7.70	0.58	6.24
$N_{\mu^+}(90\% CL)$	5.9	7.3	7.3	7.1	7.0	6.0	6.3	9.7
$\epsilon_{rel}(N_{\mu^+})$	1.0	1.01	1.01	1.01	1.01	1.07	0.78	1.19
$N_{\mu^+}(\Gamma = 100\%)$	2413	2437	2437	2437	2437	2582	1882	2871
$R(90\% CL) [10^{-3}]$	2.5	3.0	3.0	2.9	2.8	2.3	3.3	3.4

Tabelle 8.7: Auswerteschnitte, Zahl der reduzierten Sequenzen sowie die Resultate der *maximum likelihood*-Fits (E–d–t) verschiedener Reduktionen. Unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienzen ergeben sich für die Verzweigungsverhältnisse R die angegebenen Obergrenzen $R(90\% CL)$.

allen anderen das beste Verhältnis von potentielltem Signal zu Untergrund, problematische Detektorrandbereiche sind ausgeschlossen.

Zum Test des *bias free fitting* werden 1000 Datensätze mit jeweils 74 Sequenzen entsprechend den Dichteverteilungen f_j , g_j und h_j mit einer MC Routine gewürfelt. Da die Fits mit $r_1 = 0$ verträglich waren, werden keine Ereignisse gemäß $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ausgewählt ($r_1 = 0$). CC-Ereignisse werden poissonverteilt mit $\bar{N}_{CC} = 4.84$ gewürfelt. Die restlichen Ereignisse erhalten Energie, Ort und Zeit gemäß den Dichtefunktionen des Untergrunds. Die Parameter werden einzeln und unabhängig gewürfelt, d.h. Energie, Ort und Zeit sind unkorrelierte Parameter. Auf alle 1000 Datensätze wird dann jeweils ein

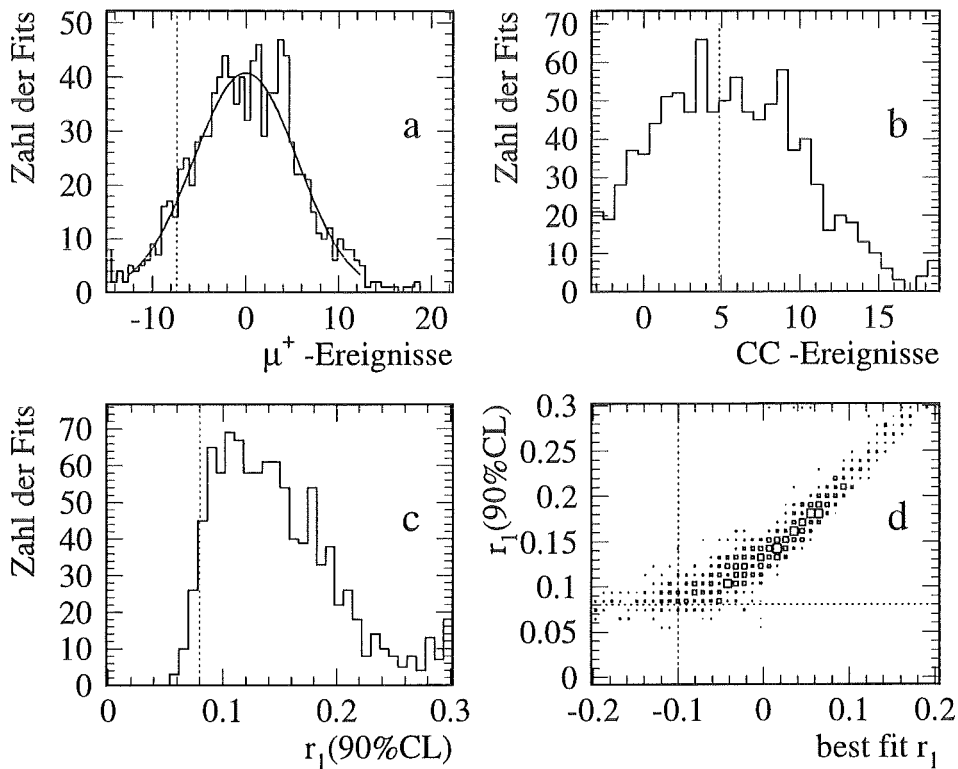


Abbildung 8.15: Fitresultate von 1000 MC-Verteilungen à 74 Sequenzen

a: Anzahl der $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ($r_1(\text{MC})=0$); b: Ereigniszahl der CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ (gestrichelte Linie zeigt $\langle r_2(\text{MC}) \rangle = 4.84$). In a,c,d entsprechen die gestrichelten Linien dem Fitresultat aus der Auswertung (1).

maximum likelihood-Fit angewandt. In Abb. 8.15 sind die Verteilungen der Fitresultate dargestellt. Zunächst ist festzuhalten, daß die *best fit* Resultate um die wahren Werte ($N_{\mu^+} = 0$, $N_{CC} = 4.84$) gaußförmig verteilt sind (Abb. 8.15a und b). Ein Gaußfit an die N_{μ^+} -Verteilung liefert $\bar{N}_{\mu^+} = -0.04 \pm 0.2$ und $\sigma_{\mu^+} = 5.6 \pm 0.2$. Die aus der eindimensionalen renormierten *likelihood*-Funktion bestimmten 90% CL -Obergrenzen sind in Bild 8.15c und in d gegen die *best fit*-Werte aufgetragen. Die Renormierung führt dazu, daß auch für negative r_1 eine Obergrenze von $r_1(90\% \text{ CL}) \approx 0.06$ nicht unterschritten wird. Die Fits auf die simulierten Daten zeigen, daß das hier benutzte Verfahren des *maximum*

likelihood-Fits auf Energie, Ort und Zeit in der Lage ist, den wahren Wert von N_{μ^+} und N_{CC} im Rahmen der statistischen Fehler zu bestimmen.

Das Resultat des *maximum likelihood*-Fits auf den KARMEN Datensatz liefert mit $N_{\mu^+} = -7.4$ und $r_1(90\% CL) = 0.08$ Werte, die innerhalb der Verteilung der simulierten Datensätze mit $N_{\mu^+} = 0$ liegen. Dies gilt auch für den Absolutwert lhd_{min} der *likelihood*-Funktion ($lhd_{min}(MC) = 1351.9 \pm 6.6$ mit $lhd_{min}(KARMEN) = 1348.1$), was bestätigt, daß die für den KARMEN Datensatz benutzten Dichtefunktionen die Realität gut widergeben¹⁰ und die Resultate des *maximum likelihood*-Fits nur Schwankungen aufgrund der begrenzten Statistik des Datensatzes ($N=74$) unterliegen. Die Unterschiede der Ergebnisse in Tab. 8.7 sind daher wesentlich durch die Unsicherheit des Fits auf verschieden große Datensätze zu erklären.

Die in diesem Abschnitt gezeigten Untersuchungen belegen, daß die abgeleitete Obergrenze von $R(90\% CL) < 2.5 \cdot 10^{-3}$ weitgehend unabhängig vom Datenschnitt ist, jedoch aufgrund der begrenzten Zahl der Ereignisse einer nicht zu vernachlässigenden statistischen Unsicherheit unterliegt.

8.6 Diskussion der Ergebnisse

Die Auswertungen der KARMEN Rohdaten ergaben keinen Hinweis auf die additive Leptonzahl verletzende Zerfälle $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Eine Obergrenze des Verzweigungsverhältnisses von

$$R = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} < 2.5 \cdot 10^{-3} \quad (90\%CL) \quad (8.32)$$

konnte ermittelt werden. Dies stellt gegenüber der bisherigen Obergrenze von $R < 1.2\%$ ($90\% CL$) [PDG94][FRE93] eine Verbesserung der Sensitivität um einen Faktor 5 dar.

Aus der Obergrenze für R können Obergrenzen für Kopplungskonstanten in Modellen zur Erweiterung des SM abgeleitet werden. So gilt in dem in Kap. 4.3.2 beschriebenen LR-Modell für den seltenen Myonzerfall unter Austausch eines Δ_L^\pm -Higgsbosons nach Glg. 4.36 die Beziehung

$$R = \frac{4|G_+|^2}{4|G_+|^2 + |G_F|^2} \approx 4 \frac{|G_+|^2}{|G_F|^2} \quad (8.33)$$

zwischen dem Verzweigungsverhältnis R und den Kopplungskonstanten G_+ des seltenen und G_F des Standard-Myonzerfalls. Abb. 8.16 zeigt die Verknüpfung von R bzw. der relativen Kopplungsstärke G_+/G_F mit der Masse des Myonneutrinos in diesem Modell. Die Punkte ■ markieren von [HER92b] berechnete Werte $G_+/G_F(m_{\nu_\mu})$. Unter der Voraussetzung $m_{\nu_\mu} > 35 \text{ eV}$ sind die grau unterlegten Flächen erlaubte Parameterbereiche für m_{ν_μ} bzw. G_+/G_F . Die Obergrenze von $m_{\nu_\mu} < 160 \text{ keV}$ aus dem π -Zerfall [ASS94] korrespondiert mit $G_+/G_F > 4 \cdot 10^{-4}$. Aus der unsichtbaren Zerfallsbreite des Z^0 [PDG94] folgt $m_{\nu_\mu} > 35 \text{ keV}$ bzw. $G_+/G_F < 10^{-2}$.

¹⁰Ein solcher Vergleich der Minima der *likelihood*-Funktion wird von [LYO86] als Test der korrekten Dichtefunktionen vorgeschlagen.

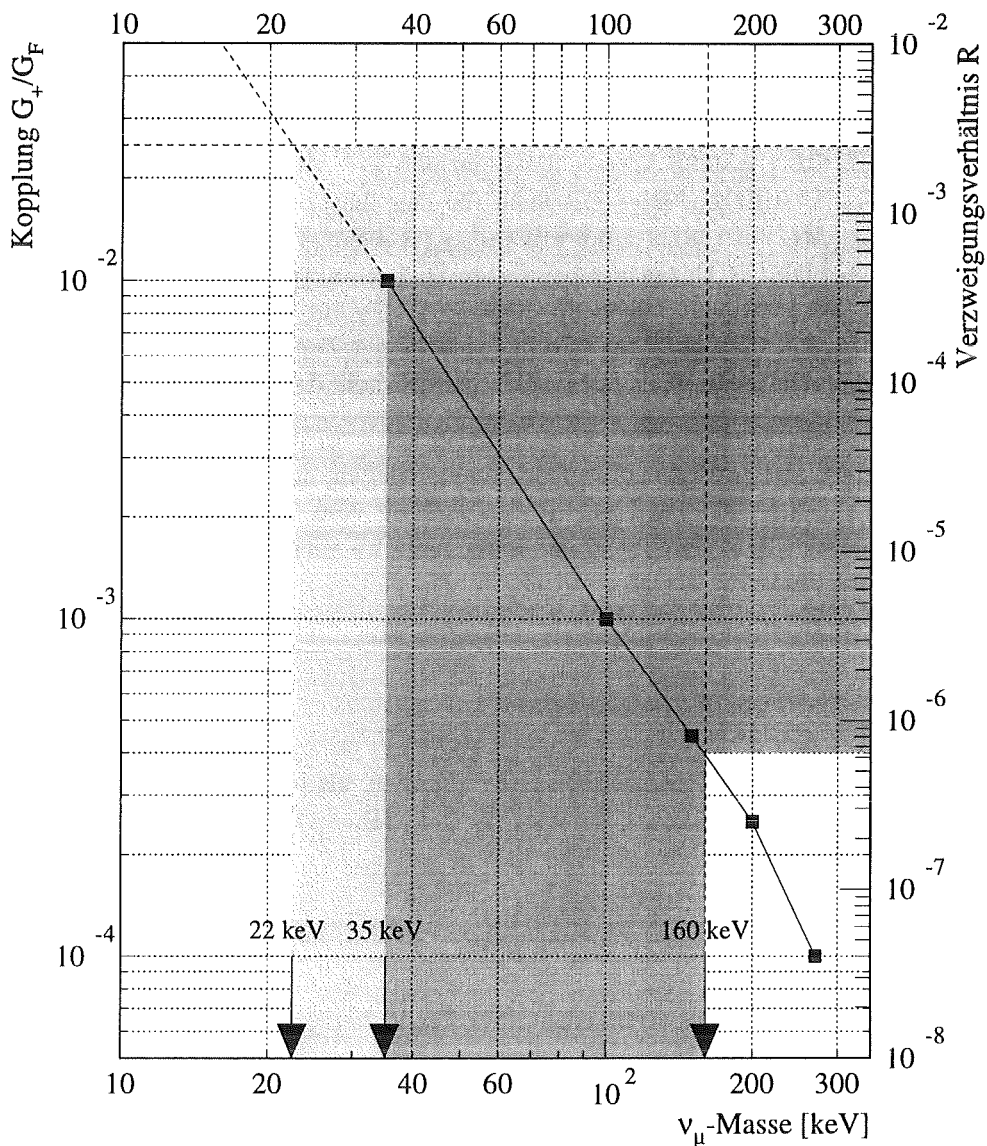


Abbildung 8.16: Verknüpfung von relativer Kopplungsstärke bzw. Verzweigungsverhältnis R des seltenen Myonzerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ mit der Myonneutrino­masse in einem LR-symmetrischen Modell nach [HER92b]. Die grau schraffierten Flächen sind erlaubte Parameterbereiche, die sich aus der Kombination von mehreren Experimenten ergeben.

Die in dieser Arbeit bestimmte Obergrenze von R entspricht Grenzen von

$$G_+/G_F = 2.5 \cdot 10^{-2} \quad \text{oder} \quad m_{\nu_\mu} \approx 22 \text{ keV} \quad (8.34)$$

Zur Bestimmung der Massengrenze wurde die Kurve aus den 5 berechneten Werten extrapoliert. Auch wenn die durch KARMEN bestimmte Untergrenze für m_{ν_μ} weniger restriktiv als die aus dem Z^0 -Zerfall ist, so stellt sie doch eine zweite, auf vollkommen verschiedenem Meßprinzip beruhende Untergrenze dar. Während die aus dem Z^0 -Zerfall bestimmte

Untergrenze aus prinzipiellen Gründen nicht mehr wesentlich erhöht werden kann¹¹, bietet die Senkung der Obergrenze R die Möglichkeit, m_{ν_μ} weiter einzuschränken.

Zur Erhöhung der Sensitivität der Suche nach dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ mit dem KARMEN Experiment gibt es mehrere Möglichkeiten:

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit für volle $e^+-\gamma$ -Sequenzen kann erhöht werden. Dies wurde seit Run 82 durch Absenken der ASTERIX Modulschwellen von 15 mV auf 12 mV erreicht. Der Nachweis thermalisierter Neutronen stieg dadurch um ca. 50%.
- Die Rate des kosmisch induzierten sequentiellen Untergrunds kann durch ein weiteres Vetozählersystem zur Erkennung kosmischer Myonen reduziert werden. Momentan wird eine solche Erweiterung des Detektorsystems untersucht.
- Für die *maximum likelihood*-Analyse kann auch noch die Information des sequentiellen Ereignisses benutzt werden. Dies führt zwar zu keiner weiteren Trennung von kosmischem Untergrund und μ^+ -Zerfall, jedoch zu einer klareren Trennung von N_{μ^+} und N_{CC} aufgrund der höheren Energie der e^+ aus ^{12}N -Zerfällen und der größeren Lebensdauer $\tau(^{12}\text{N}) = 15.9 \text{ ms}$ im Vergleich zum Einfang thermischer Neutronen.

Bei allen möglichen systematischen Verbesserungen der Sensitivität sowie weiterer Aufnahme von Rohdaten muß jedoch auch berücksichtigt werden, daß die statistische Unsicherheit von $R(90\% \text{ CL})$ aus dem *maximum likelihood*-Verfahren in einigen ungünstigen Fällen zu einer Erhöhung der Obergrenze des Verzweigungsverhältnisses führen könnte.

¹¹Für den Zerfall $Z^0 \rightarrow \Delta_L^0 \bar{\Delta}_L^0$ muß $m(\Delta_L^0) < 0.5 \cdot m_{Z^0}$ gelten, andererseits folgt bereits aus Γ_{inv}^Z eine Untergrenze von $m(\Delta_L^0) > 0.482 \cdot m_{Z^0}$.

Kapitel 9

Suche nach Pionzerfällen

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e \text{ und } \pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$$

Im ISIS Target werden positive Pionen erzeugt und gestoppt. Mit einer Lebensdauer von $\tau_{\pi^+} = 26 \text{ ns}$ zerfallen sie in ein geladenes Lepton $l^+ = \mu^+$ oder e^+ und ein Neutrino. Aufgrund des 2-Körperzerfalls des gestoppten Pions sind die Neutrinos monoenergetisch mit $E_\nu = 29.8 \text{ MeV}$ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$) bzw. $E_\nu = 69.8 \text{ MeV}$ ($\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$).

Der dominante Zerfall positiver Pionen ist der Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Aufgrund der kurzen π^+ -Lebensdauer folgt, daß die Neutrinos aus dem π^+ -Zerfall den jeweils 100 ns breiten Protonpuls des ISIS Beschleunigers direkt folgen. Die ν_μ 's können über die Reaktion des neutralen schwachen Stroms $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ im KARMEN Detektor nachgewiesen werden [STE95], da der angeregte Kohlenstoffkern unter Emission eines γ -Quants ($E_\gamma = 15.1 \text{ MeV}$) wieder in den Grundzustand übergeht. Diese NC-Reaktion ist prinzipiell für alle ν 's aus π^+ -Zerfällen möglich, kann aber aufgrund der bereits bestehenden Obergrenzen der Verzweungsverhältnisse (siehe Tab. 4.2) annähernd vollständig den ν_μ 's zugeordnet werden.

Der im SM mit einem Verzweungsverhältnis von $\Gamma = 1.2345 \cdot 10^{-4}$ unterdrückte Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ ist mit dem KARMEN Experiment im Prinzip ebenfalls meßbar. Als Nachweisreaktion dient die CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ mit anschließendem β -Zerfall $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$ mit ihrer e^-e^+ -Sequenz. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird gezeigt, daß mit dem aufakkumulierten ν -Fluß von ISIS aber lediglich 0.15 solcher Sequenzen im KARMEN Detektor erwartet werden.

Der leptonzahlverletzende und deshalb im SM verbotene Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_e$ liefert über obige CC-Reaktion an ^{12}C die gleiche Signatur wie eine mögliche ν -Oszillation $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Aus Kapitel 7.1 kann deshalb eine Obergrenze des Verzweungsverhältnisses von

$$R_{\pi^+ \mu^+ \nu_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < 1.9 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ CL}) \quad (9.1)$$

aus dem KARMEN Experiment abgeleitet werden. $\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu$ steht dabei für alle Zerfälle

des π^+ in die Leptonen μ^+ oder e^+ mit der Produktion von einem oder mehreren Neutrinos und möglicher γ -Quanten. In Tab. 9.3 werden die mit dem KARMEN Experiment untersuchten seltenen π^+ -Zerfälle mit ihren im folgenden bestimmten Obergrenzen der Verzweigungsverhältnisse zusammenfassend dargestellt.

9.1 Signatur der Zerfälle

Bei der Suche nach im SM verbotenen π^+ -Zerfällen $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ und $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$, bei denen monoenergetische $\bar{\nu}_e$'s mit $E_{\bar{\nu}_e} = 29.8 \text{ MeV}$ bzw. $E_{\bar{\nu}_e} = 69.8 \text{ MeV}$ erzeugt werden, wird im Gegensatz zur CC-Reaktion von ν_e 's an ^{12}C nach dem inversen β -Zerfall von Protonen im KARMEN Szintillator gesucht:

$$\begin{array}{ll}
 \pi^+ \longrightarrow \mu^+ (e^+) + \bar{\nu}_e & \text{im ISIS Target} \\
 \bar{\nu}_e + p \longrightarrow \textcircled{e^+} + n & - 1.8 \text{ MeV} \\
 n \longrightarrow n_{th} \quad \text{Gd}(n_{th}, 3\textcircled{\gamma}) \quad \sum E_\gamma = & 8 \text{ MeV} \\
 p(n_{th}, \textcircled{\gamma}) d \quad E_\gamma = & 2.2 \text{ MeV}
 \end{array}$$

Die hierbei emittierten Positronen sind wegen $E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - 1.8 \text{ MeV}$ ebenfalls monoenergetisch, was zu einer ausgeprägten Peakstruktur für die erwartete Detektorantwort führt (Abb. 9.1a). Das zeitliche Auftreten der e^+ ist eng mit den Protonpulsen verknüpft (Abb. 9.1c). Räumlich und zeitlich korreliert dazu kann das thermalisierte Neutron aus dem inversen β -Zerfall über den Einfang an Gd und Protonen nachgewiesen werden. Die in Abb. 9.1 dargestellte Signatur im KARMEN Detektor wird ausschließlich von $\bar{\nu}_e$'s aus dem π^+ -Zerfall induziert. Ihr Nachweis wäre daher eine Evidenz für seltene Zerfälle $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ bzw. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ ¹.

In einem ersten Schritt wird die Zahl $N_{\Gamma=1}$ der zu erwartenden Ereignisse im KARMEN Detektor berechnet, wenn alle erzeugten π^+ in den verbotenen Kanal $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ bzw. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ zerfallen würden (Verzweigungsverhältnis $\Gamma = 1$):

$$\begin{aligned}
 N_{\Gamma=1} &= N_T \cdot \sigma \cdot \Phi_\nu \\
 &= N_T \cdot \sigma \cdot \frac{Q}{e} \cdot \frac{\pi^+}{p} \cdot \frac{1}{4\pi r_{eff}^2} \\
 &= 11\,038 \quad (\text{für } \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e) & (9.2) \\
 &= 47\,635 \quad (\text{für } \pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e) & (9.3)
 \end{aligned}$$

¹Eine andere Erklärung wäre die ebenfalls im SM verbotene Neutrinooszillation $\nu_{\mu L} \rightarrow \bar{\nu}_{e R}$, bei der jedoch neben der Neutrinoart auch die Helizität des Neutrinos wechseln muß.

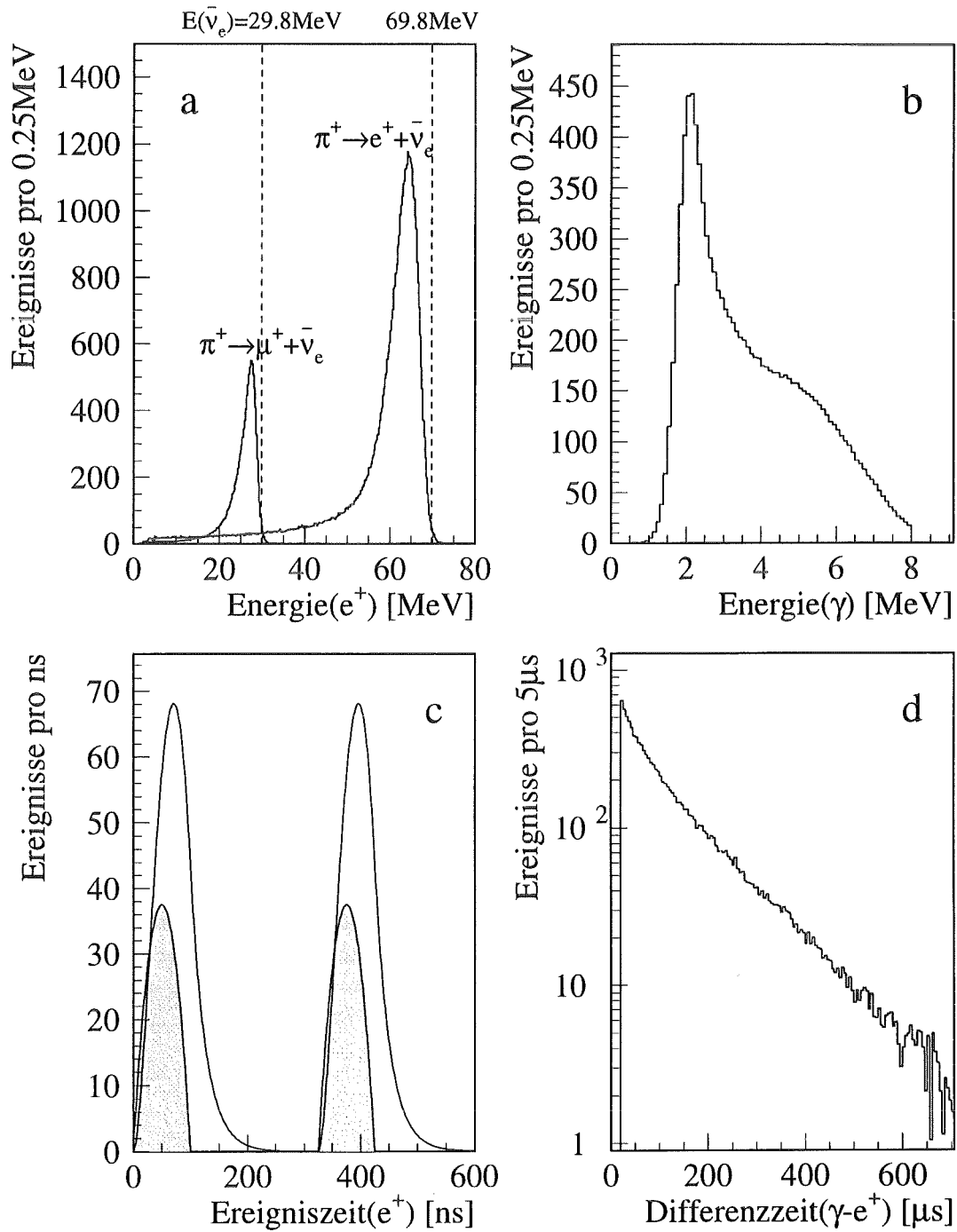


Abbildung 9.1: Erwartete Verteilungen der sichtbaren Energie und der Zeit des prompten und sequentiellen Ereignisses von Sequenzen aus den Pionzerfällen $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ ($E_{\bar{\nu}_e} = 29.8 \text{ MeV}$) und $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ ($E_{\bar{\nu}_e} = 69.8 \text{ MeV}$). In c sind die Protonpulse von ISIS als grau unterlegte Flächen dargestellt.

mit	Q	=	5648.1 C	akkumulierte Protonenladung von ISIS
	e	=	$1.602 \cdot 10^{-19}$ C	Elementarladung der Protonen
	π^+/p	=	0.0456	π^+ -Produktion flußgewichtet gemittelt über alle Targetkonfigurationen
	r_{eff}	=	1768.9 cm	effektiver Abstand Target – Detektor
	σ	=	$0.596 \cdot 10^{-40}$ cm ²	CC-Wirkungsquerschnitt für $E(\bar{\nu}_e) = 29.8$ MeV
	σ	=	$2.572 \cdot 10^{-40}$ cm ²	CC-Wirkungsquerschnitt für $E(\bar{\nu}_e) = 69.8$ MeV nach [FAY85] (siehe auch Abb. 8.2)
	N_T	=	$4.529 \cdot 10^{30}$	Zahl der ¹ H-Targetkerne im Detektor

Bei keiner meßbaren Evidenz läßt sich eine Obergrenze für Γ aus der auszuschließenden Ereigniszahl $N(90\% CL)$ und der meßbaren Erwartung $N \cdot \epsilon$ bestimmen

$$\Gamma < \frac{N(90\%CL)}{N \cdot \epsilon} \quad (90\% CL) \quad (9.4)$$

ϵ gibt die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für die entsprechende Nachweisreaktion an. Um in den Sensitivitätsbereich existierender Obergrenzen von $\approx 10^{-3}$ bzw. $\approx 10^{-4}$ zu gelangen, muß bei der relativ kleinen Erwartung $N_{\Gamma=1}$ die Effizienz ϵ möglichst groß gehalten werden. Da die Nachweiseffizienz für das sequentielle Neutron aus $\bar{\nu}_e + \text{p} \rightarrow \text{n} + e^+$ mit $\epsilon_n \leq 25\%$ (je nach Schnitt) die Gesamteffizienz drastisch reduziert, wird die Auswertung der Rohdaten für die beiden π^+ -Zerfallskanäle mit jeweils zwei Methoden durchgeführt.

- Suche nach voller sequentieller Struktur
Durch die Forderung einer räumlich wie zeitlich korrelierten Sequenz wird der Untergrund für die Suche nach seltenen π^+ -Zerfällen erheblich unterdrückt. Die Gesamteffizienz $\epsilon = \epsilon_{e^+} \cdot \epsilon_n$ ist allerdings relativ gering, sodaß die Sensitivität für die Ausschlußgrenze wesentlich durch die geringe Erwartung $N \cdot \epsilon$ limitiert wird.
- Suche nur nach dem prompten e^+ -Ereignis
Bei dieser *single prong* Auswertung wird auf die sequentielle Information verzichtet. Dies erhöht die Sensitivität um einen Faktor ≈ 4 , bedeutet aber auch eine Zunahme von Untergrundreaktionen aufgrund der weniger restriktiven Reduktion der Daten.

Nach einer Analyse des Untergrunds werden die hier genannten Auswertemethoden für die Suche sowohl nach $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ als auch nach $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ angewandt.

9.2 Untergrundsituation und Reduktionskriterien

Untergrundreaktionen für den Nachweis seltener π^+ -Zerfälle lassen sich in 3 Klassen einteilen:

1. strahlkorrelierte hochenergetische Neutronen
Als promptes Ereignis wird ein Proton aus n-p Stößen nachgewiesen, gefolgt von γ -Quanten aus dem Einfang des im Detektor thermalisierten Neutrons. Diese Neutronen-Sequenzen stellen den wesentlichen Anteil des Untergrunds dar.

2. kosmisch induzierter, strahlunkorrelierter Untergrund

Diese Komponente wurde in ihrer sequentiellen Struktur in Kap. 8.3 ausführlich behandelt. Aufgrund des sehr engen Meßzeitfensters von nur einigen 100 ns für die π^+ -Zerfälle ist dieser Untergrund stark unterdrückt (*duty factor* $\sim 10^{-5}$).

3. ν_e -induzierte Beiträge aus $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

Für den Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ mit $E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - 1.8 \text{ MeV} = 28.0 \text{ MeV}$ stellen CC-Reaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ mit $E_{e^-} < 35 \text{ MeV}$ nach strahlkorrelierten Neutronen die zweitgrößte Komponente an Untergrund dar, auch wenn nur ca. 3% aller e^- im π^+ -Zeitfenster erzeugt werden. Andere CC-Reaktionen an ^{13}C oder ^{56}Fe bzw. ν - e^- -Streuung können vernachlässigt werden.

Bei der Suche nach $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ sind jedoch aufgrund der hohen Energie des Positrons von $E_{e^+} = 68 \text{ MeV}$ im Energie-Auswertefenster keine ν_e -induzierten Beiträge mehr vorhanden.

Abb. 9.2 zeigt die (a) Zeit- und (b) Energieverteilung von Ereignissen im gesamten De-

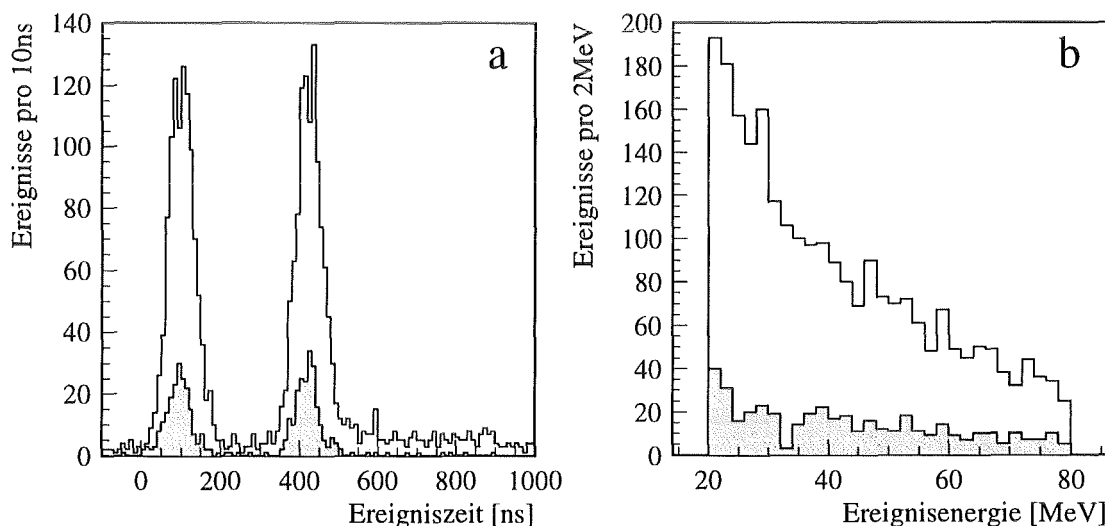


Abbildung 9.2: Zeit- und Energieverteilung von *single prong* Ereignissen in der zeitlichen Umgebung möglicher seltener π^+ -Zerfälle. Die grau unterlegten Spektren zeigen Ereignisse, bei denen zusätzlich ein korreliertes Neutroneneinfang-Ereignis gefordert wurde.

tektor mit $-100 \leq t_{pr} - T_0 \leq 1000 \text{ ns}$ und $20 \leq E_{pr} \leq 80 \text{ MeV}$. Die grau unterlegten Spektren zeigen Ereignisse mit einem sequentiellen Ereignis. Gefordert wurde dabei für die Koinzidenz

$$\begin{array}{rclcl}
 0 & \leq & E_{sq} & \leq & 8 \text{ MeV} \\
 5 & \leq & t_{sq} - t_{pr} & \leq & 500 \mu\text{s} \\
 -60 & \leq & x_{sq} - x_{pr} & \leq & +60 \text{ cm} \\
 -2.5 & \leq & \text{Spalte}_{sq} - \text{Spalte}_{pr} & \leq & +2.5 \\
 -2.5 & \leq & \text{Reihe}_{sq} - \text{Reihe}_{pr} & \leq & +2.5
 \end{array}$$

Wird im folgenden von Sequenzen gesprochen, so wurden immer diese Koinzidenzschnitte angelegt. Deutlich ist zu sehen, daß die meisten Ereignisse — *single prong* wie Sequenzen — strahlkorrelierter Natur sind und mit ihrer Energieverteilung für E_{pr} den Bereich des Positrons aus beiden seltenen Zerfällen überdecken. Bei den Sequenzen handelt es sich um prompte Ereignisse, die mit dem Einfang eines thermalisierten Neutrons korreliert sind.

Die Ereignisse in den beiden Zeitpeaks sind strahlkorrelierten schnellen Neutronen zuzuordnen. Um diese Neutronen näher zu untersuchen, werden mögliche ν -induzierte Beiträge durch einen weiteren Zeitschnitt unterdrückt. In Abb. 9.3 sind die Energie- und Ortsverteilung entlang der Modulachsen von hochenergetischen Neutronen dargestellt. Die geforder-

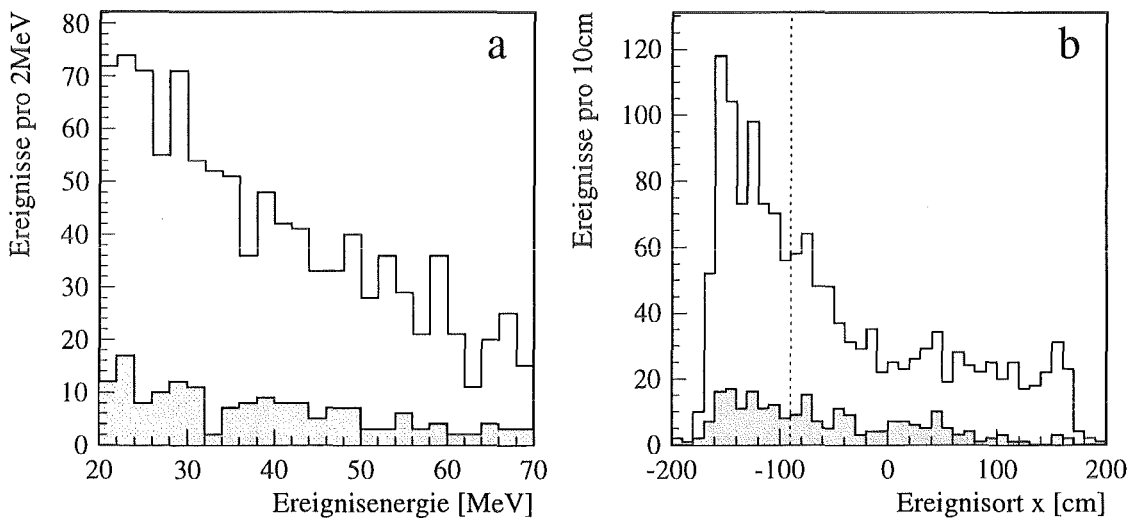


Abbildung 9.3: Energie- und Ortsverteilung strahlkorrelierter schneller Neutronen. Bei $x = -90$ cm wird im folgenden ein Auswerteschnitt angelegt.

ten Ereigniszeiten von $100 \leq t_{pr} \leq 200$ ns und $425 \leq t_{pr} \leq 525$ ns unterdrücken 80% aller ν -induzierten Ereignisse aus π^+ -Zerfällen. Kosmisch induzierter Untergrund ist ebenfalls zu vernachlässigen. Da die Neutronen den gesamten Energiebereich abdecken (Abb. 9.3a), muß das Energie-Auswertefenster möglichst klein gehalten werden. Aus Abb. 9.3b wird deutlich, daß Neutronen vor allem an der dem Target zugewandten Seite (x negativ) auftreten. Ein Auswerteschnitt von $x_{pr} > -90$ cm reduziert die Neutronen auf 56% (55%) der ursprünglichen Rate bei der sequentiellen (*single prong*) Auswertung, während das potentielle Signal seltener π^+ -Zerfälle lediglich auf 72% zurückgeht. Ein weiterer Schnitt auf bestimmte Module (*hot spots*) bringt keine erneute substantielle Reduktion der schnellen Neutronen.

Die zeitliche Trennung von strahlkorrelierten schnellen Neutronen und ν -induzierten Ereignissen aus dem π^+ -Zerfall wurde bereits in Kap. 7.1.2 ausführlich behandelt. Das dort bestimmte Zeitfenster von $0 \leq t_{pr} \leq 100$ ns und $325 \leq t_{pr} \leq 425$ ns wird hier übernommen.

Eine weitere Möglichkeit der Trennung bietet für den Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ die Modulmultiplizität des e^+ -Ereignisses. So ist in der MC Simulation in 1.1% der Fälle $m_{e^+} > 3$, während Neutronen mit $20 \leq E \leq 30$ MeV $m_n > 3$ zu 2.3% aufweisen. Für die relativ

hochenergetischen e^+ aus dem Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ gilt eine solche Trennung nicht mehr.

Bei der *single prong* Auswertung steigt der Anteil des kosmisch induzierten Untergrunds gegenüber der sequentiellen Auswertung um mehr als einen Faktor 10 an. Etwa 7% dieser Ereignisse mit $E > 20$ MeV können durch einen zur üblichen *stack* Reduktion von $20 \mu\text{s}$ hinzukommenden Schnitt auf gestoppte Myonen (SMU-Schnitt) verworfen werden (Abb. 9.4). Dabei wird verlangt, daß $40 \mu\text{s}$ vor einem Ereignis in einem Volumen von

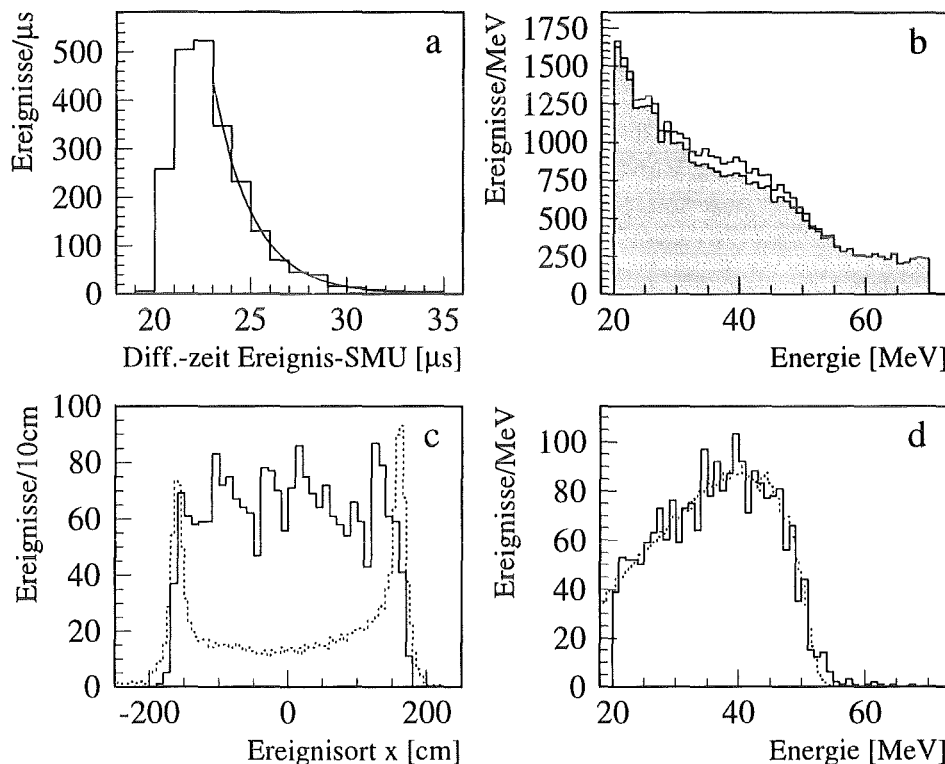


Abbildung 9.4: Ereignisse, die bei einer *single prong* Auswertung durch eine SMU Reduktion verworfen werden
 b: alle Ereignisse vor und nach (grau unterlegt) der Reduktion
 c: unterbrochenes Histogramm zeigt die um einen Faktor 20 untersetzte ursprüngliche Verteilung
 d: als unterbrochenes Histogramm eingezeichnet ist die normierte MC Verteilung von e^\pm aus dem μ^\pm -Zerfall

$|\Delta x| = |x - x_{SMU}| \leq 50 \text{ cm}$; $|\Delta \text{Spalte}| \leq 2.5$; $|\Delta \text{Reihe}| \leq 2.5$ kein kosmisches Myon gestoppt wurde. Abb. 9.4a zeigt die Differenzzeiten der so verworfenen Ereignisse, in c und d ist ihr Ort bzw. ihre Energie aufgetragen. Die gefittete Zerfallszeit von $\tau = 2.09^{+0.08}_{-0.07} \mu\text{s}$ sowie die Übereinstimmung der Energie mit einem MC Spektrum von e^\pm aus dem μ^\pm -Zerfall identifizieren die verworfenen Ereignisse eindeutig als e^\pm aus Myonzerfällen. Die Verminderung der Nachweiseffizienz durch diese Reduktion ist mit $1 - \epsilon_{SMU} < 2 \cdot 10^{-4}$ vernachlässigbar.

Für die weitere Auswertung der Daten werden somit die in Tab. 9.1 aufgelisteten Schnitte verlangt. Die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_n = 0.235$ unterscheidet sich trotz der

Reduktion	Schnitt		Effizienz ϵ
	sequentiell	<i>single prong</i>	
(a) Energie E_{pr}	$20 \leq E_{pr} \leq 30 \text{ MeV}$		0.532
(a) Multipl. m_{pr}	$m_{pr} \leq 3$		
Ort x_{pr}	$x_{pr} \geq -90 \text{ cm}$		0.487
(b) Energie E_{pr}	$50 \leq E_{pr} \leq 70 \text{ MeV}$		
<i>data stack</i>	$t_{pr} - t_{stack} > 20 \mu\text{s}$		0.916
Ereigniszeit	$0 \leq t_{pr} \leq 100 \text{ ns} ; 325 \leq t_{pr} \leq 425 \text{ ns}$		0.796
SMU Reduktion	—	$t_{pr} - t_{SMU} > 40 \mu\text{s}$ $\pm 50 \text{ cm} ; \pm 2.5 \text{ Module}$	1.000
Energie E_{sq}	$0 \leq E_{sq} \leq 8 \text{ MeV}$	—	0.235
zeitl. Koinzidenz	$5 \leq \Delta t \leq 500 \mu\text{s}$		
	$ \Delta x \leq 60 \text{ cm}$		
räuml. Koinzidenz	$ \Delta \text{Spalte} \leq 2.5$ $ \Delta \text{Reihe} \leq 2.5$		

Tabelle 9.1: Reduktionsschnitte für seltene π^+ -Zerfälle mit entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ

(a) nur für $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$; (b) nur für $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$

gleichen Koinzidenzschnitte geringfügig von der für den seltenen Myonzerfall (vgl. Tab. 8.3 mit $\epsilon_n = 0.238$), da für das prompte Ereignis eine andere Volumenbedingung gilt und ϵ_n vom Ort des prompten Ereignisses abhängt.

9.3 Analyse der Daten auf Zerfälle $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$

9.3.1 Auswertung der vollen sequentiellen Signatur

Aus den Rohdaten werden unter Anlegen aller in Tab. 9.1 angegebenen Schnitte für sequentielle Strukturen $N_{sq} = 29$ Sequenzen reduziert. In Abb. 9.5 sind die Energie- und Abstandsverteilungen der prompten Ereignisse dieser Sequenzen dargestellt. Mögliche Beiträge zu diesen Sequenzen bilden der seltene π^+ -Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ mit einer Erwartung für $\Gamma = 1$ von

$$N_{\pi^+}^{\Gamma=1} = N_{\Gamma=1} \cdot \epsilon_{e^+} \cdot \epsilon_n = 11038 \cdot 0.388 \cdot 0.235 = 1006 \quad (9.5)$$

sowie eine ν_e -induzierte Beimischung von Sequenzen aus $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ von

$$N_{CC} = N_{CC}^{\epsilon=1} \cdot \epsilon_{CC} = 973.4 \cdot 1.9 \cdot 10^{-4} = 0.2 \quad (9.6)$$

die aufgrund der sehr kleinen Effizienz ϵ_{CC} für die Auswertefenster allerdings vernachlässigt werden kann. Der kosmisch induzierte sequentielle Untergrund wurde in einem $180 \mu\text{s}$ lan-

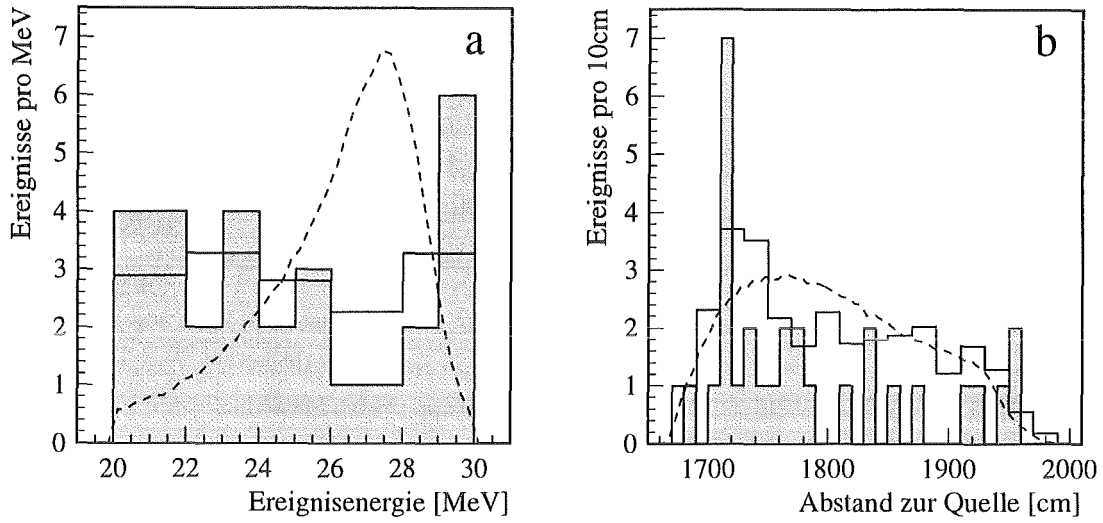


Abbildung 9.5: Energie- und Abstandsverteilung des prompten Ereignisses der 29 reduzierten Sequenzen mit den Dichteverteilungen der Neutronen (durchgezogen) bzw. des $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ -Zerfalls (unterbrochen), die in dieser Darstellung jeweils auf die Ereignisse normiert wurden.

gen *pre beam* Fenster bestimmt und beträgt $N_{sqbg} = 0.46 \pm 0.02$ Ereignisse pro 200 ns. Zufällige Sequenzen werden mit einer Rate von $N_{rdbg} = 0.23 \pm 0.16$ pro 200 ns gefunden.

Aus diesen Werten wird ersichtlich, daß neben einem möglichen π^+ -Signal lediglich strahlkorrelierte Neutronen-Sequenzen in den 29 reduzierten Sequenzen enthalten sein können. Um diese beiden Komponenten voneinander trennen zu können, wird ein *maximum likelihood* Verfahren angewandt, in das die Information über Energie E und Abstand d der prompten Ereignisse zur ISIS Quelle eingehen. Die logarithmische *likelihood*-Funktion hat dann die Form

$$lhd(r_{\pi^+}) = - \sum_{i=1}^{29} \ln [r_{\pi^+} \cdot f_{\pi^+}(E_i) \cdot g_{\pi^+}(d_i) + (1 - r_{\pi^+}) f_n(E_i) \cdot g_n(d_i)] \quad (9.7)$$

Die Dichteverteilungen f und g für $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ werden aus der MC Simulation entnommen, für die Neutronen werden sie experimentell im Neutronenzeitfenster $100 \text{ ns} \leq t_{pr} \leq 200 \text{ ns}$ und $425 \text{ ns} \leq t_{pr} \leq 525 \text{ ns}$ bestimmt. In Abb. 9.5 sind die Dichteverteilungen der beiden Komponenten gezeigt. Die Funktion $lhd(r_{\pi^+})$ nimmt ihr Minimum bei $r_{\pi^+} = -0.146$ an. Dies entspricht

$$N_{\pi^+} = r_{\pi^+} \cdot N_{sq} = -4.2_{-3.1}^{+4.5} \quad (9.8)$$

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ Sequenzsignaturen. Nach Renormierung der *likelihood*-Funktion auf den physikalisch sinnvollen Bereich $N_{\pi^+} \geq 0$ kann aus ihr eine 90% *CL* -Obergrenze von $N(90\% \text{ CL}) < 6.4$ berechnet werden, was zu einer Obergrenze des Verzweungsverhältnisses

nisses führt von

$$R_{\pi^+\mu^+\bar{\nu}_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < \frac{6.4}{1006} = 6.4 \cdot 10^{-3} \quad (90\%CL) \quad (9.9)$$

9.3.2 Auswertung von *single prong* Ereignissen

Wird die sequentielle Information zur Reduktion der Rohdaten nicht benutzt, so erhöht sich die Zahl der Ereignisse, die alle Schnitte erfüllen, auf $N_{si} = 131$. Die zu erwartenden bzw. im *pre beam* Fenster gemessenen Beiträge hierzu sind

$$\begin{aligned} (1) \quad N_{\pi^+}^{\Gamma=1} &= N_{\Gamma=1} \cdot \epsilon_{e^+} = 11038 \cdot 0.388 = 4282.0 \\ (2) \quad N_{12C(\nu_e, e^-)12N_{g.s.}} &= N_{CC}^{exkl.} \cdot \epsilon_{CC}^{exkl.} = 973.4 \cdot 9.9 \cdot 10^{-3} = 9.6 \\ (3) \quad N_{12C(\nu_e, e^-)12N^*} &= N_{CC}^{exc.} \cdot \epsilon_{CC}^{exc.} = 560.0 \cdot 0.013 = 7.3 \\ (4) \quad N_{kosm.bg} &= 7633/180 \mu s = 8.5 \pm 0.1 \end{aligned}$$

Wiederum wird deutlich, daß ein wesentlicher Beitrag zu den 131 Ereignissen auf π^+ -Zerfälle oder hochenergetische schnelle Neutronen zurückzuführen ist. In Abb. 9.6 ist die Zeit-, Energie- und Abstandsverteilung der Ereignisse dargestellt. Das *maximum likelihood* Verfahren beinhaltet jetzt 5 Komponenten:

$$lhd(r_1, r_4) = - \sum_{i=1}^{131} \ln \left[\sum_{j=1}^5 r_j \cdot f_j(E_i) \cdot g_j(d_i) \right] \quad (9.10)$$

mit $r_1 \dots r_4$ in obiger Reihenfolge und $r_5 = 1 - \sum_{j=1}^4 r_j$ als Anteil der schnellen Neutronen. Die durch die Simulation erstellten Dichtefunktionen der CC-Komponenten unterscheiden sich nur wenig von denen der schnellen Neutronen (siehe Abb. 9.6b und c). Aus diesem Grund werden die Anteile r_2 und r_3 auf den Erwartungswert fixiert.

Das Minimum der zweidimensionalen *likelihood*-Funktion wird bei $r_1 = -0.116$ und $r_4 = -0.022$ angenommen, was einer Ereigniszahl entspricht von

$$\begin{aligned} N_{\pi^+} &= -15.2 \begin{matrix} +12.3 \\ -11.3 \end{matrix} \\ N_{kosm.bg} &= -2.9 \begin{matrix} +13.4 \\ -12.1 \end{matrix} \end{aligned} \quad (9.11)$$

Eine Integration der *lhd*-Funktion $L = \exp[-lhd(r_1, r_4)]$ über die r_4 -Achse² mit anschließender Normierung von $lhd(r_1)$ auf $r_1 \geq 0$ liefert eine 90% *CL* -Obergrenze von $N_{\pi^+} = 0.112 \cdot 131 = 14.7$ Ereignissen (vgl. Abb. 9.6d). Somit ergibt sich aus der *single*

²Das Fit-Ergebnis für den kosmischen Untergrund stimmt im Rahmen der Fehler mit der Erwartung überein. Da kein weiteres Interesse an dieser Komponente besteht, werden alle Wahrscheinlichkeitsbeiträge dieser Komponente für ein gegebenes π^+ -Verhältnis r_1 aufsummiert, was obiger Integration über r_4 entspricht.

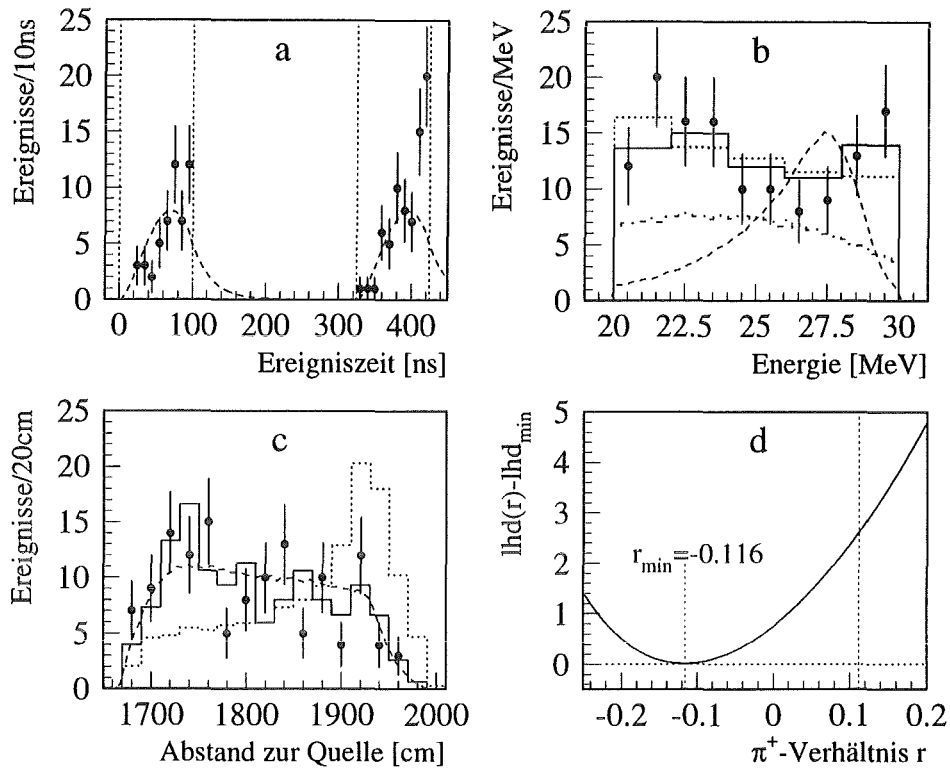


Abbildung 9.6: Verteilung der *single prong* Ereignisse mit den Dichteverteilungen in Energie und Abstand (durchgezogen \equiv Neutronen ; gepunktet \equiv kosm. Untergrund ; unterbrochen $\equiv \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$; strichpunktiert \equiv CC-Reaktionen an ^{12}C). Abb. d zeigt die *likelihood*-Funktion mit Minimum und $r(90\% \text{ CL}) = 0.112$

prong Auswertung eine Obergrenze für den Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ von

$$R_{\pi^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < \frac{14.7}{4282} = 3.4 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ CL}) \quad (9.12)$$

Obwohl die Obergrenze $N(90\% \text{ CL})$ gegenüber der Sequenzauswertung weniger restriktiv ist, führt die erhöhte Effizienz und somit größere Erwartung $N_{\pi^+}^{\Gamma=1}$ zu einer niedrigeren Obergrenze für das Verzweigungsverhältnis $R_{\pi^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_e}$.

9.4 Analyse der Daten auf Zerfälle $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$

9.4.1 Auswertung der vollen sequentiellen Signatur

Mit den Auswerteschnitten aus Tab. 9.1 werden 37 Sequenzen reduziert, die ein potentielles $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ Signal darstellen könnten. Aufgrund der hohen geforderten Energie von $50 \leq$

$E_{pr} \leq 70 \text{ MeV}$ werden keine ν_e -induzierten Reaktionen erwartet. Kosmisch induzierter Untergrund ist mit

$$N_{kosm.bg} = N_{sqbg} + N_{rdbg} = 0.20 \pm 0.01 \text{ pro } 200 \text{ ns} \quad (9.13)$$

vernachlässigbar. Als mögliche Komponenten verbleiben seltene π^+ -Zerfälle mit

$$N_{\pi^+}^{\Gamma=1} = N_{\Gamma=1} \cdot \epsilon_{e^+} \cdot \epsilon_n = 47635 \cdot 0.355 \cdot 0.235 = 3975 \quad (9.14)$$

und Sequenzen schneller strahlkorrelierter Neutronen. Ein *maximum likelihood* Verfahren zur Trennung der beiden Komponenten wie im Falle des Zerfalls $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ ist hier jedoch nicht möglich, da die experimentelle Bestimmung der Dichteverteilungen für die Neutronen an mangelnder Statistik scheitert. Anhand eines Vergleichs der Zählraten in Auswertefenstern mit und ohne potentiellen seltenen π^+ -Zerfällen kann dennoch eine bessere Obergrenze als $R_{\pi^+e^+\bar{\nu}_e} < 37/3975 \approx 10^{-2}$ angegeben werden.

In Tab. 9.2 sind die Ereigniszahlen für fünf 10 MeV-Intervalle sowohl im ν - als auch im Neutronen-Zeitfenster aufgelistet. Ein Exponentialfit $N(E) = N_0 \exp(-E/E_0)$ auf die

Energie [MeV]	50-60	60-70	70-80	80-90	90-100
Ereignisse N_{sq}	20	17	10	10	7
Neutronen N_n	19	14	16	4	4
Neutronen-Exponentialfit	2.0	1.4	1.0	0.7	0.5
relativer Anteil π^+	0.222	0.628	0.003	0.0	0.0

Tabelle 9.2: Zahl der reduzierten Sequenzen potentieller $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ -Zerfälle N_{sq} sowie von Neutronen N_n in verschiedenen Energiefenstern. Die letzten Reihen geben relative Anteile (bezogen auf 70-80 MeV bei Neutronen bzw. auf die Gesamtzahl aus dem MC bei π^+ -Zerfällen) an.

Energieverteilung der prompten Neutronen (siehe Abb. 9.2) liefert einen Exponenten von $E_0 = 27.8_{-1.3}^{+1.5} \text{ MeV}$. Die relativen Anteile der Neutron-Ereignisse, bezogen auf das Intervall $70 \leq E_{pr} \leq 80 \text{ MeV}$, aus diesem Fit sind mit den Anteilen des π^+ -Signals ebenfalls in Tab. 9.2 angegeben. Für Energien $E_{pr} \geq 70 \text{ MeV}$ wie auch im Neutronenfenster ist der Anteil möglicher e^+ aus $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ vernachlässigbar. Extrapolation der Ereigniszahl $N_{sq} = 27$ für $70 \leq E_{pr} \leq 100 \text{ MeV}$ ³ anhand der Neutronereignisse bzw. der Exponentialverteilung in das Energiefenster $50 \leq E_{pr} \leq 70 \text{ MeV}$ liefert eine Neutronenerwartung von 37.2 bzw. 41.7 Ereignissen. Die reduzierten 37 Sequenzen sind somit im Rahmen der Statistik mit der erwarteten Ereigniszahl durch Neutronen identisch. Nach [ZEC89] kann eine 90% CL -Obergrenze von $N(90\% CL) = 11.3$ bzw. $N(90\% CL) = 9.2$ Sequenzen aus $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ abgeleitet werden. Mit dem konservativeren Limit ergibt sich ein Verzweungsverhältnis von

$$R_{\pi^+e^+\bar{\nu}_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < \frac{11.3}{3975} = 2.8 \cdot 10^{-3} \quad (90\% CL) \quad (9.15)$$

³Diese Ereignisse können nur auf Neutronen zurückgeführt werden.

9.4.2 Auswertung von *single prong* Ereignissen

Wird nach seltenen Zerfällen $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ nur mit *single prong* Information gesucht, so können die Rohdaten mit den gegebenen Auswerteschnitten auf $N_{si} = 115$ Ereignisse reduziert werden. Kosmisch induzierter Untergrund trägt hierzu mit $N_{kosm.bg} = 4.00 \pm 0.07$ Ereignissen pro 200 ns Meßzeit bei. In Abb. 9.7 ist die Zeit- und Energieverteilung der

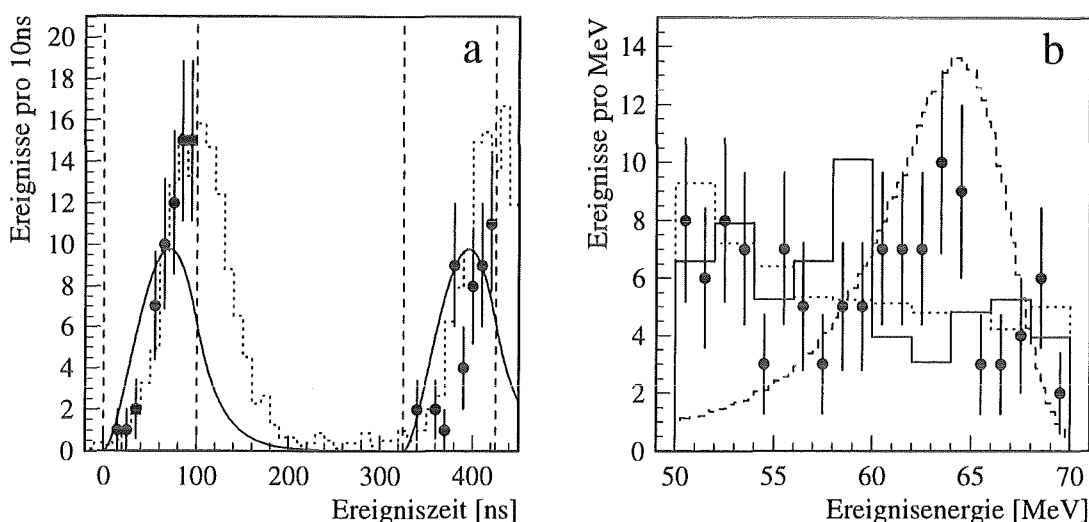


Abbildung 9.7: Zeit- und Energieverteilung von *single prong* Ereignissen

a: im Auswertefenster auf die Ereignisse normierte ν -Verteilung (durchgezogen) und Verteilung aller Ereignisse aus Abb. 9.2 (unterbrochen)
b: Dichteverteilungen der Neutronen (durchgezogen), der seltenen π^+ -Zerfälle (unterbrochen) und des kosmisch induzierten Untergrunds (gepunktet), jeweils auf die Ereigniszahl normiert.

reduzierten Ereignisse dargestellt. Wiederum wird ein *maximum likelihood* Verfahren mit der Energie- und Abstandsinformation durchgeführt. Dabei sind 3 Komponenten berücksichtigt: $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ Zerfälle, strahlkorrelierte Neutronen und kosmisch induzierter Untergrund. Der *best fit* liefert $N_{\pi^+} = 41.6 \pm 9.9$ Ereignisse, was zu einer Obergrenze von $N(90\% CL) = 54.3$ führt. Bei einer Erwartung für $\Gamma = 1$ von $N_{\pi^+}^{\Gamma=1} = 47635 \cdot 0.355 = 16910$ seltenen Zerfällen ergibt dies eine Obergrenze für das Verzweigungsverhältnis von

$$R_{\pi^+e^+\bar{\nu}_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < \frac{54.3}{16910} = 3.2 \cdot 10^{-3} \quad (90\%CL) \quad (9.16)$$

Der deutlich von Null abweichende Fitwert N_{π^+} wird durch die statistische Fluktuation der reduzierten Ereignisse für $60 \leq E \leq 65$ MeV erzeugt (siehe Abb. 9.7 b). Die Zeitverteilung der Ereignisse (Abb. 9.7 a) favorisiert dagegen eindeutig strahlkorrelierte Neutronen.

Aus diesem Grunde wurde eine weitere Analyse durchgeführt, zu der das Auswertefenster der Ereigniszeit auf 2×200 ns verdoppelt wurde ($0 \leq t_{pr} \leq 200$ ns und $325 \leq t_{pr} \leq 525$ ns;

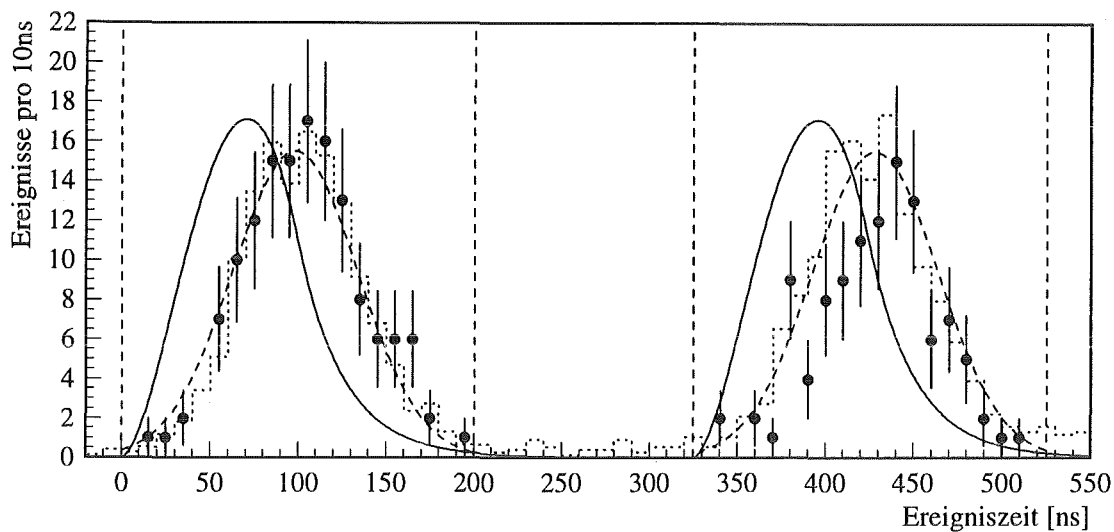


Abbildung 9.8: Zeitverteilung der *single prong* Ereignisse mit normierter ν -Dichtefunktion (durchgezogen), Neutronen-Dichtefunktion (unterbrochen) und Neutronenverteilung mit offenen Schnitten (gepunktetes Histogramm).

siehe Abb. 9.8). In diesem Fenster liegen 99.6% aller ν -induzierten Ereignisse aus π^+ -Zerfällen sowie mehr als 95% der strahlkorrelierten schnellen Neutronen.

In die neue *likelihood* Funktion gehen nur die Ereigniszeiten ein. Die Dichtefunktion der $\bar{\nu}_e$'s wurde berechnet, die des kosmischen Untergrundes ist konstant. Die Peaks aus einer reinen Neutronenauswertung (kein Geometrieschnitt, $40 \leq E \leq 50$ MeV oder $E \geq 70$ MeV) wurden mit Gaußfunktionen gefittet und diese Funktionen mit den ermittelten Parametern \bar{t} und σ_t als Dichtefunktion entsprechend normiert verwendet⁴.

Für das Energieintervall $20 \leq E \leq 30$ MeV bei der Suche nach Zerfällen $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ ist die Bestimmung der Zeit-Dichtefunktion der Neutronen wie in dem hier geschilderten Fall nicht möglich, da in diesem Energiefenster immer auch ν -induzierte Beiträge vorhanden sind. Andererseits wird die Neutronenflugzeit vom ISIS Target in den Detektor gerade für niedrige Energien größer, eine Übernahme der Parameter \bar{t} und σ_t aus dem höherenergetischen Bereich ist daher nicht erlaubt. Die Rekonstruktion der Neutronenergie E_n aus der sichtbaren Energie E_{vis} ist ebenfalls zu fehlerbehaftet, der zurückgelegte Weg aufgrund möglicher Streuprozesse nicht eindeutig festzustellen, sodaß eine Berechnung der Ankunftszeiten der Neutronen kaum möglich ist. Aus diesen Gründen wurde auf die Benutzung einer Zeit-Dichtefunktion für Neutronen mit $20 \leq E_{vis} \leq 30$ MeV verzichtet und bei der Suche nach $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ nur ein *maximum likelihood* Fit auf Energie und Abstand durchgeführt.

Der *likelihood* Fit auf die Ereigniszeiten für die Identifizierung möglicher $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$

⁴Die Fitparameter sind $\bar{t} = 101$ ns bzw. 425 ns und $\sigma_t = 32.5$ ns bzw. 34.3 ns. Die benutzten Neutronen-Energiefenster sind möglichst nahe an dem für die Auswertung angelegten Intervall von $50 \leq E \leq 70$ MeV.

Zerfälle liefert mit

$$\begin{aligned} N_{\pi^+} &= -18.2^{+18.5}_{-17.5} \\ N_{kosm.bg} &= -3.9^{+7.4}_{-3.4} \end{aligned} \quad (9.17)$$

ein mit $N_{\pi^+} = 0$ verträgliches Resultat. Die Erwartung für $\Gamma = 1$ erhöht sich aufgrund des offenen Zeitfensters auf $N_{\pi^+}^{\Gamma=1} = 21158$, sodaß für das Verzweigungsverhältnis gilt

$$R_{\pi^+ e^+ \bar{\nu}_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < \frac{21.9}{21158} = 1.0 \cdot 10^{-3} \quad (90\%CL) \quad (9.18)$$

9.5 Obergrenzen für den Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$

In Ergänzung zu der Suche nach im SM verbotenen π^+ -Zerfällen, bei denen $\bar{\nu}_e$'s produziert werden, soll hier eine kurze Beschreibung der experimentellen Situation für den erlaubten, aber stark unterdrückten Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ gegeben werden.

Der Nachweis dieses Zerfalls erfolgt über eine e^-e^+ -Sequenz aus der CC-Reaktion an Kohlenstoffkernen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ mit anschließendem ^{12}N -Zerfall. Das in dem 2×100 ns-Zeitfenster erwartete e^- ist monoenergetisch mit

$$E_{e^-} = E_{\nu_e} - Q = (69.8 - 17.3) \text{ MeV} = 52.5 \text{ MeV} \quad (9.19)$$

Mit den gleichen Auswerteschnitten für das prompt Ereignis wie aus Tab. 9.1, aber $43 \leq E_{pr} \leq 53$ MeV, und den Bedingungen für die räumliche und zeitliche Koinzidenz aus Tab. 7.1 ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{tot} = 0.191$. Mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{CC}(70 \text{ MeV}) = 60 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ folgt bei $\Gamma = 1.2345 \cdot 10^{-4}$ eine Erwartung von

$$N_{\pi^+}^{\Gamma} = N_{\pi^+}^{\Gamma=1} \cdot \Gamma \cdot \epsilon_{tot} = 6220 \cdot 1.2345 \cdot 10^{-4} \cdot 0.191 = 0.15 \quad (9.20)$$

nachgewiesenen CC-Sequenzen aus $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$. Eine Analyse der Daten ergibt 2 Sequenzen, die alle Bedingungen erfüllen. Die kosmisch induzierte Untergrundrate ist mit $N_{kosm.bg} = 0.017 \pm 0.004$ pro 200 ns vernachlässigbar klein. Andere ν -induzierte Beiträge gibt es in diesem Energiebereich nicht. Dagegen können Ladungsaustauschreaktionen $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ von strahlkorrelierten Neutronen, wie sie in [WEB95] untersucht wurden, mit den hier angelegten Schnitten nicht vollständig unterdrückt werden und tragen daher wesentlich zu den gefundenen Sequenzen bei. Aus $E = 2$ und $B = 0.017$ kann ein Signal von $S > 5.3$ mit 90% CL ausgeschlossen werden, was zu einer Obergrenze für $R_{\pi^+ e^+ \nu_e}$ führt von

$$R_{\pi^+ e^+ \nu_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < \frac{5.3}{1188} = 4.5 \cdot 10^{-3} \quad (90\%CL) \quad (9.21)$$

Eine *single prong* Analyse mit *maximum likelihood* Verfahren auf Energie und Abstand der 74 reduzierten Ereignisse mit 3 Komponenten, den seltenen Zerfällen $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$,

schnellen Neutronen und kosmischem Untergrund, liefert eine 90% *CL* Obergrenze von $N(90\% CL) = 53.4 \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ -Zerfällen oder

$$R_{\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e} = \frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow l^+ + \nu)} < \frac{53.4}{2121} = 2.5 \cdot 10^{-2} \quad (90\% CL) \quad (9.22)$$

Aus beiden Analysen wird deutlich, daß aufgrund der nicht ausreichend großen π^+ -Produktion im ISIS Target und dem damit verbundenen geringen ν -Fluß durch den KARMEN Detektor nicht die Sensitivität erreicht werden kann, um den Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ nachzuweisen oder gar das Verzweigungsverhältnis Γ mit akzeptablen Toleranzen angeben zu können.

9.6 Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

Die in diesem Kapitel bestimmten Obergrenzen für seltene π^+ -Zerfälle sind in Tab. 9.3 zusammen mit den besten Grenzen bzw. Meßwerten für R aufgelistet. Für leptonzahlverlet-

Zerfallsmode	KARMEN Obergrenze		bestes Limit	Referenz
	sequentiell	<i>single prong</i>		
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_e$	$1.9 \cdot 10^{-2}$	—	$R < 8 \cdot 10^{-3}$	[COO82]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$R < 1.5 \cdot 10^{-3}$	
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$R = (1.235 \pm 0.005) \cdot 10^{-4}$	[CZA93]
$\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$		

Tabelle 9.3: Übersicht der untersuchten π^+ -Zerfallsmoden mit den bestimmten 90% *CL* -Obergrenzen im Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen.

zende π^+ -Zerfälle mit Emission eines μ^+ sind die mit KARMEN bestimmten Obergrenzen ca. einen Faktor 2 größer als die besten ermittelten Limits. Für $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ Zerfälle reicht die Sensitivität nicht aus, den Bereich des gemessenen Wertes von R zu erreichen.

Die von [COO82] angegebenen Obergrenzen wurden durch Auswertung von Teilchenspuren der Blasenkammer BEBC am SPS *wide band* Neutrinostrahl ermittelt, dessen Strahlzusammensetzung $\bar{\nu}_e : \nu_e : \nu_\mu = 1 : 30 : 1800$ betrug. Bei einer geforderten Mindestenergie von $E_{e^+} > 1 \text{ GeV} \equiv E_{\bar{\nu}_e} > 10 \text{ GeV}$ konnten 89 e^- , aber keine e^+ -Spuren identifiziert werden, was bei einer π/K -Produktion des Protonstrahls im Target von 7/3 zu obigen 90% *CL* Ausschlußgrenzen führte.

Das Verzweigungsverhältnis $R_{\pi^+ \rightarrow e^+ \nu}$ wurde von [CZA93] am PSI durch die Untersuchung von Zerfällen gestoppter π^+ mit einem BGO Kalorimeter gemessen. Positronen aus dem direkten Zweikörperzerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ können dabei von e^+ aus der Zerfallskette $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu ; \mu^+ \rightarrow e^+ + 2\nu$ anhand der unterschiedlichen Energien ($E_{e^+} = 70 \text{ MeV}$

gegenüber $E_{e^+} = 0 \dots 53 \text{ MeV}$) und Entstehungszeiten voneinander getrennt werden. Über den Flavorzustand der ν 's kann keine Aussage gemacht werden.

Die experimentellen Voraussetzungen bei KARMEN wie auch die Auswertemethode unterscheiden sich somit wesentlich von den hier kurz skizzierten. Daß die Sensitivität des KARMEN Experiments bezüglich diesen seltenen π^+ -Zerfällen recht begrenzt ist, liegt im wesentlichen an 2 Punkten:

- Da im KARMEN Detektor aufgrund des sehr kleinen Wirkungsquerschnitts für Prozesse der schwachen Wechselwirkung etwa nur ein Zerfall pro 10^{18} im ISIS Target erzeugter π^+ nachgewiesen werden kann, ist die Zahl der potentiell nachweisbaren seltenen Zerfälle relativ gering.
- Hochenergetische, im ISIS Target produzierte strahlkorrelierte Neutronen werden nicht vollständig durch die Eisenabschirmung unterdrückt, sodaß in den π^+ -Auswertefenstern durch diese Neutronen induzierte Ereignisse in einer Größenordnung von $N_n = 10 - 100$ verbleiben.

Der Einfluß der Neutron-Ereignisse auf die Ausschlußgrenzen wurde mit Hilfe einer MC Simulation abgeschätzt. Mit einer um 50 cm verstärkten Eisenabschirmung des Detektors zum ISIS Target hin würde sich die Zahl der eindringenden Neutronen bei einer angenommenen Abschwächlänge in Eisen von $\Lambda_n = 21.6 \text{ cm}$ [BUR94] auf 10% der gemessenen Rate reduzieren⁵. Auf der Basis des in den Runs 40–80 akkumulierten Neutrino-flusses mit der erniedrigten Neutronen-Rate wurden Ereignisverteilungen simuliert und dann bezüglich der Ereignisenergien einem *maximum likelihood* Fit unterzogen. Die Abstandsverteilungen wurden nicht berücksichtigt, da sich die Neutronenverteilung aufgrund der verbesserten Abschirmung deutlich von der bisher benutzten unterscheiden sollte.

Maximum likelihood Fits auf die Energie von 500 gewürfelten *single prong* Ereignisverteilungen, in denen sich keine π^+ -Zerfälle befinden, liefern für den Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ 90% *CL* -Ausschlußgrenzen im Bereich von $R_{\pi^+\mu^+\bar{\nu}_e} = 2 \dots 4 \cdot 10^{-3}$, für seltene Zerfälle $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ ergeben sich 90% *CL* -Limits von $R_{\pi^+e^+\bar{\nu}_e} = 3 \dots 5 \cdot 10^{-4}$. Während im Falle von $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ aufgrund der beteiligten ν_e -induzierten CC-Ereignisse eine Reduktion der Neutronen nur begrenzte Verbesserungen erwarten läßt, führt sie für die Suche nach $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ zu einer Absenkung der Obergrenze um etwa eine Größenordnung (vgl. Grenze in 9.16).

Zur deutlichen Verbesserung der Sensitivität des KARMEN Experiments auf seltene π^+ -Zerfälle wäre deshalb eine um mindestens 50 cm verstärkte Eisenabschirmung des Detektors sowie eine Erhöhung der π^+ -Produktion und des damit verbundenen ν -Flusses notwendig.

⁵Hierbei wird vorausgesetzt, daß die schnellen Neutronen überwiegend durch die Frontseite des Eisen-Blockhauses in den Detektor eindringen, was durch die *upstream*seitige Überhöhung der Ortsverteilung (x entlang der Modulachse) in guter Näherung gerechtfertigt ist.

Kapitel 10

Résumé

Das KARMEN Neutrinoexperiment an der ISIS Spallationsneutronenquelle hat in den ersten Meßzeitjahren in überzeugender Weise seine Fähigkeit demonstriert, Neutrino-Kernwechselwirkungen nahezu untergrundfrei nachzuweisen. So konnte die CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ bei einem Signal:Untergrund-Verhältnis von 35:1 mit spektroskopischer Qualität untersucht, die Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ durch den neutralen schwachen Strom erstmals nachgewiesen werden.

Mit verbesserter Statistik wurde es nach 5 Jahren Meßzeit möglich, ebenfalls geplante Tests des Standardmodells (SM) mit dem KARMEN Experiment zu realisieren. Zu den untersuchten Prozessen zählen die in dieser Arbeit behandelten Neutrino-Flavoroszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ bzw. $\nu_e \rightarrow \nu_x$ und die wegen der Verletzung der additiven Leptonzahl im SM verbotenen Zerfälle $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ und $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ bzw. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$.

Um nach solch seltenen Prozessen über den Nachweis von Neutrinos mit ihren extrem kleinen Wirkungsquerschnitten suchen zu können, bedurfte es zunächst eines sorgfältigen experimentellen Aufbaus. Die ISIS ν -Quelle mit ihrer einzigartigen Zeitstruktur in Verbindung mit dem KARMEN Detektor und seinen sehr guten kalorimetrischen Eigenschaften bilden die experimentelle Basis für die hier durchgeführte Neutrinophysik.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden dazu Auswerteprogramme zur effizienten Reduktion potentieller Neutrino-Ereignisse erstellt. Ein mehrdimensionales *maximum likelihood* Verfahren, das auf die Energie, die Zeit und den Ort der Ereignisse angewandt wurde, erlaubte die weitere Trennung potentieller Signale von Untergrundereignissen. Möglich war ein solches Verfahren nur durch die hier durchgeführte Entwicklung präziser MC Simulationen unter Einbeziehung der detektorspezifischen Auflösungs- und Schwellenfunktionen. Mit diesem Auswertekonzept wurden Rohdaten von ca. 290 GByte Umfang auf seltene, im SM verbotene, ν -induzierte Reaktionen hin untersucht. Die Auswertung lieferte in keinem der untersuchten Kanäle Hinweise auf solch verbotene Prozesse.

Die Suche nach ν -Flavoroszillationen, deren Nachweis die Existenz massiver Neutrinos belegen würde, wurde in 2 Experimentmoden durchgeführt. Für die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ konnte im *Appearance Mode* eine 90% *CL* Obergrenze für die Oszillationswahrscheinlichkeit von $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 1.9 \cdot 10^{-2}$ ermittelt werden. Dies entspricht einer Grenze für den Mischungswinkel von $\sin^2(2\Theta) < 3.8 \cdot 10^{-2}$ für große Δm^2 . Aufgrund der spezifischen

Eigenschaften der ISIS Quelle wurde die Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ durch die oben erwähnte CC-Reaktion 'normiert' und somit das Oszillationslimit unabhängig von Berechnungen des ν -Flusses bestimmt. Nach der Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ wurde im *Disappearance Mode* gesucht. Zwei Verfahren —Vergleich der Wirkungsquerschnitte von CC- und NC-Reaktionen und Analyse der e^- -Spektralförmigkeit aus CC-Reaktionen— führten zu einem Limit von $\sin^2(2\Theta) < 0.4$ für große Δm^2 . Im Massenbereich von $\Delta m^2 = 1 - 10 \text{ eV}^2$ konnten bestehende 90% *CL* Limits verbessert werden.

Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit war die Suche nach μ^+ - und π^+ -Zerfällen, die die im SM geforderte additive Leptonzahlerhaltung verletzen. Für den rein leptonen Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ kann ein Verzweigungsverhältnis von $R > 2.5 \cdot 10^{-3}$ mit 90% *CL* ausgeschlossen werden. Dieser Wert stellt eine Verbesserung des bislang bestehenden Limits um einen Faktor 5 dar. In Erweiterungen des SM wie LR-Modellen oder SUSY-Theorien ist dieser Myonzerfall erlaubt. Eine Einschränkung des Verzweigungsverhältnisses hat somit auch Aussagekraft für Parameterbereiche solcher Erweiterungen.

Auch im semileptonischen Bereich der Pionzerfälle $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ und $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$ wurden Obergrenzen für die Verzweigungsverhältnisse bestimmt: $R(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e) < 3.4 \cdot 10^{-3}$ und $R(\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e) < 1.0 \cdot 10^{-3}$ (jeweils 90% *CL*). Diese Ausschlußgrenzen sind zwar nur teilweise konkurrenzfähig, wurden jedoch im Gegensatz zu anderen experimentellen Resultaten auf der Basis des direkten $\bar{\nu}_e$ -Nachweises bei mittleren Neutrinoenergien gewonnen.

Die hier vorgestellten Resultate bestätigen die hohe Sensitivität des KARMEN Experiments auch für seltene ν -induzierte Prozesse. Auch ergaben die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen keine Abweichungen von den Aussagen des Standardmodells, wonach Neutrinos masselos und die Leptonen strikt in nicht mischende Familien geordnet sind.

Im Sommer 1995 wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für thermalisierte Neutronen und damit für die Reaktion $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ durch Absenken der Modulschwellen mehr als verdoppelt. Für das Frühjahr 1996 ist eine verbesserte Triggerlogik und ein zusätzliches Vetosystem vorgesehen, das kosmisch induzierte Sequenzen noch einmal um einen Faktor 40 reduzieren sollte. Mit diesen Maßnahmen wird die Sensitivität des KARMEN Experiments für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ wie auch für die hier untersuchten seltenen Prozesse mit einer geplanten Meßzeit von weiteren 2–3 Jahren deutlich verbessert. Für den Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ sowie für die ν -Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ sollte dann eine Sensitivität von ca. $1 \cdot 10^{-3}$ erreicht werden. Dies wird KARMEN in die Lage versetzen, das derzeit von LSND gemeldete positive Oszillationssignal $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = (0.34_{-0.18}^{+0.20} \pm 0.07)\%$ und den damit definierten Parameterbereich in Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ vollständig auszuschließen oder gegebenenfalls zu bestätigen.

Anhang A

ASTERIX– und MLU_EC–Schwellen

Für eine möglichst realitätsnahe Beschreibung von Ereignissignaturen durch die MC-Simulation ist eine genaue Kenntnis der Auflösungsfunktionen sowie des Schwellenverhaltens des KARMEN Detektors notwendig. Dies gilt insbesondere für niederenergetische Reaktionen wie den Nachweis von γ -Quanten aus dem Einfang thermischer Neutronen, deren Simulation durch die Implementierung realistischer Schwellen in die MC-Routinen deutlich verbessert und damit aussagekräftiger wurde.

Das Schwellenverhalten des Zentraldetektors wird in 2 Schritten bestimmt. Zunächst werden die Akzeptanzkurven der *upstream*- und *downstream*-seitigen *leading edge* Diskriminatoren individuell für jedes Modul ermittelt. Im zweiten Abschnitt wird die Akzeptanz der Summenenergieschwelle des Zentraldetektors (*Memory-Lookup-Unit_Energy Central*, MLU_EC) bestimmt. Diese zweite Schwelle wirkt auf das integrierte analoge Energiesignal derjenigen Module, bei denen sowohl auf der *upstream* als auch der *downstream* Seite das Energiesignal die jeweilige ASTERIX-Schwelle überschritt.

Das in Form von Akzeptanzkurven $T(E)$ bestimmte Verhalten der Energieschwellen wird dann in der obigen Reihenfolge, d.h. zunächst auf Modul-, dann auf Zentraldetektorbasis, in der MC-Simulation berücksichtigt (siehe Kap. 6). Dazu wird bei jeder Diskriminatorabfrage per Zufallsgenerator ein Wert r zwischen 0 und 1 erzeugt. Gilt $r \leq T(E)$, so wird positiv entschieden, andernfalls das Energiesignal E verworfen.

A.1 Bestimmung der ASTERIX-Akzeptanzkurven

Zur Ermittlung der individuellen Akzeptanzkurven der *leading edge* Diskriminatoren auf den ASTERIX-Karten werden Experimentdaten mit verschiedenen Schwelleneinstellungen aufgenommen. Die an den Diskriminatoren der Zentraldetektormodule anliegenden Werte werden nach jedem Meßintervall erhöht ($U_D^{Zentral} = 5, 8, 10, 12, 13, 14, 15$ mV). Alle anderen Schwellen behalten ihre Standardeinstellungen. Akzeptiert werden Ereignisse, bei denen mindestens eine Antizähler- und Shieldseite ansprachen. Dies führt im wesentlichen

zur Aufzeichnung kosmischer Myonen, die in den Detektor eindringen und gewährleistet, daß für die Zentraldetektormodule die ASTERIX-Diskriminatoren die einzigen Schwellen darstellen.

Pro Meßintervall und Spannungswert $U_D^{Zentral}$ werden unkalibrierte Energiespektren (in ADC-Kanälen) des *upstream*-Signals E_u^m sowie des *downstream*-Signals E_d^m für jedes Modul aufgenommen und die Signale um den jeweiligen *Pedestal*-Wert korrigiert. Dabei werden für E_u^m nur Modulsprecher mit $x^m > +25\text{cm}$ und für E_d^m mit $x^m < -25\text{cm}$ akzeptiert¹. Aufgrund der Lichtausbeutekurven ist hiermit garantiert, daß im E_u^m -Spektrum $E_u^m < E_d^m$ gilt (E_d^m -Spektrum: $E_d^m < E_u^m$). Da die Energieschwellen *upstream* und *downstream* gleich hoch sind, bedeutet dies, daß die Schwelle der jeweils fernen Seite über die Akzeptanz der Modulkoinzidenz entscheidet. Bei Erhöhen der *upstream* (*downstream*) Schwelle führt dies direkt zu einer Reduzierung der Ansprechere im niederenergetischen Bereich von E_u^m (E_d^m).

In Abb. A.1a sind die E_u^m -Spektren eines Moduls bei Spannungswerten von $U_D^{Zentral} = 5\text{ mV}$ bzw. $U_D^{Zentral} = 15\text{ mV}$ aufgetragen. Bei einer Schwelle von 5 mV werden nahezu alle Ereignisse akzeptiert.² Für Energien $E^m > 60$ Kanäle gilt unabhängig von der Schwellen-

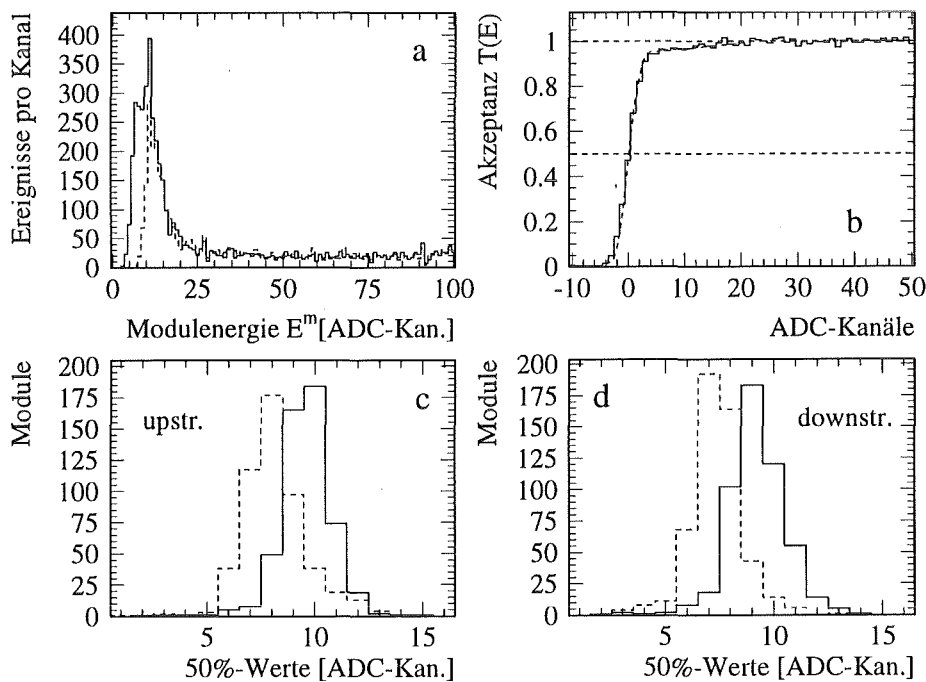


Abbildung A.1: a: E_u^m -Spektrum für $U_D = 5\text{ mV}$ (durchgezogenes Histogramm) und für $U_D = 15\text{ mV}$ (gestrichelt) b: mittlere Akzeptanzkurve aller Zentraldetektormodule c,d: Verteilung der 50%-Werte upstr.,downstr. für $U_D = 15\text{ mV}$ (durchgezogen) und $U_D = 12\text{ mV}$ (gestrichelt)

einstellung, daß alle Signale die ASTERIX-Schwellen überschreiten. Die Spektren werden

¹ *upstream* entspricht negativer x-Achse, *downstream* entspricht positiver x-Achse

² Diese Annahme wird dadurch bestätigt, daß in Tab. A.1 die Mittelwerte auch für 12 mV/08 mV nur unwesentlich von denen bei 12 mV/05 mV abweichen.

daher auf die Einträge mit $60 \leq E^m \leq 100$ Kanäle normiert und dann dividiert (z.B. 15 mV-Spektrum/5 mV-Spektrum). Auf diese Weise erhält man für jedes Modul *upstream* wie *downstream* eine Akzeptanzkurve, also $2 \times 512 = 1024$ Kurven. In Abb. A.1b ist die mittlere Akzeptanzkurve $T(E)$ aller Module aufgetragen, wobei die Einzelkurven so gegeneinander verschoben wurden, daß 50% Akzeptanz jeweils bei Kanal 0 erreicht wird: $T(0) = 0.5$. Innerhalb von nur 8 Kanälen (-4 bis +4) steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit der ASTERIX-Schwellen von 0 auf mehr als 90%. Die Verteilung der Modul-individuellen 50%-Werte der Kurven $T^{upstr.}$, $T^{downstr.}$ sind in Abb. A.1c und d gezeigt, die Mittelwerte in Tab. A.1 angegeben. Eine Absenkung der Schwellenwerte von 15 mV auf 12 mV³ führt zu 1.6 bis 1.8 Kanäle niedrigeren 50%-Werten, die Form der Akzeptanzkurven bleibt dagegen unverändert.

Schwelle	Basis-Schwelle	$\langle E_u^m \rangle (50\%)$	$\langle E_d^m \rangle (50\%)$
15 mV	5 mV	10.04	9.12
12 mV	5 mV	8.19	7.38
12 mV	8 mV	8.04	7.15

Tabelle A.1: Mittelwerte (über alle Zentraldetektormodule) der Modulenergien E_u^m und E_d^m (in ADC-Kanälen), bei denen 50% der jeweiligen Energiesignale akzeptiert werden

Das hier dargestellte Verfahren ist aufgrund der Logik der Datenaufnahme nur für Zentraldetektormodule möglich. Für die Module des inneren Antizählers, deren Verhalten ebenfalls in die MC-Simulation eingeht, wird die niederenergetische Flanke der Energiespektren bei Standardeinstellung benutzt, wie sie in den Kalibrationsdaten zur Verfügung steht. Dies ergibt einen festen 50%-Wert für alle Antizählermodule, der über denen der Zentraldetektormodule liegt (10.9 Kanäle für $U_D^{ALR} = 20$ mV bzw. 13.4 Kanäle für $U_D^{ATB} = 25$ mV). Die Form der Akzeptanzkurven wird von den Zentraldetektormodulen übernommen.

Eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit der Werte $\langle E^m \rangle (50\%)$ führt auf $\Delta \langle E^m \rangle (50\%) = \pm 2$ Kanäle, wobei jeweils ein Kanal auf die Bestimmung des 50%-Wertes und auf die Unsicherheit in der Bestimmung der ADC-Pedestal-Werte zurückgeführt werden kann. Die relativen Änderungen der 50%-Werte je nach Schwelleneinstellung dagegen sind um eine Größenordnung genauer bestimmbar.

A.1.1 Ortsabhängigkeit der Schwellenwerte

Die *leading edge* Diskriminatoren auf den ASTERIX-Karten wirken auf die Amplitude des Energiesignals. Die Energie in ADC-Kanälen entspricht dagegen dem integrierten Signal. Nur unter der Annahme, daß das Verhältnis I/A von Integral I zu Amplitude A des Energiesignals über den Modulort x konstant bleibt, gilt eine direkte Proportionalität von Schwellenspannung U_D und dem 50%-Akzeptanzwert $E^m(50\%)$. Für die Pulse des Szintillationslichts, wie sie die Photomultiplier (PM) an den Stirnwänden erreichen, gilt jedoch

³ bis run 80 galt $U_D^{Zentral} = 15$ mV, ab run 81 gilt $U_D^{Zentral} = 12$ mV

$I(x)/A(x) \neq const.$, was durch eine einfache Simulation solcher Pulse gezeigt werden kann [RAP95]. Darin wird ein exponentielles Abklingen der Produktion von Szintillationslicht

$$I(t, \lambda) = I(t_0, \lambda) \cdot \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right) \quad , \quad \tau \simeq 5ns \quad (A.1)$$

sowie eine Emission unter einem Raumwinkel von 4π angenommen. Weiter wird ein Reflexionskoeffizient $R=0.4$ am Luftspalt der Modulwand und die Lichtabschwächung im Szintillator nach der Distanz d

$$I(d, \lambda) = I(0, \lambda) \cdot \exp\left(-\frac{d}{\Lambda(\lambda)}\right) \quad (A.2)$$

mit der spektralen Abschwächlänge $\Lambda(\lambda)$ sowie die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator $v(\lambda) = c/n(\lambda)$ berücksichtigt. Abb. A.2a zeigt das Verhältnis $I(x)/A(x)$ der PM-Pulse

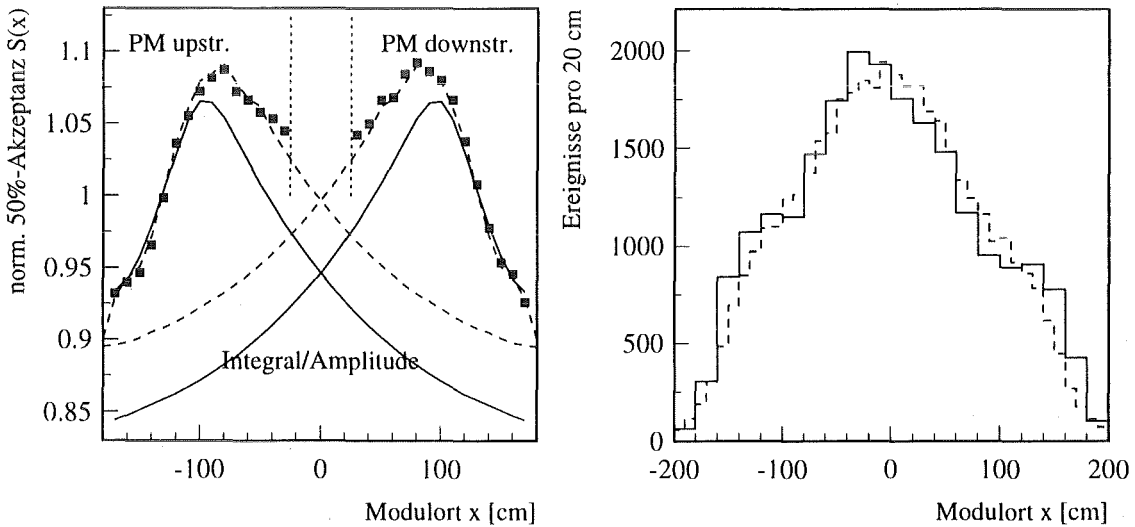


Abbildung A.2: a: Gemessene Variation der Schwellenwerte sowie simuliertes I/A-Verhältnis der PM-Pulse (durchgezogen) und im MC verwendete Extrapolation (gestrichelt) b: Ortsverteilung thermischer Neutronen mit einem Energiesignal $E_{sichtbar} \leq 3MeV$. Im Experiment (durchgezogen) gilt für den Myonenort $|x_\mu| < 140cm$, in der MC-Simulation (gestrichelt) wurde der Startort der Neutronen analog eingeschränkt.

unter Einschluß der Ansprechzeit wie auch der spektralen Quantenausbeute, wenn das Szintillationslicht am Ort x entlang der Modulachse erzeugt wurde. Die Kurven sind auf $I(x)/A(x)$ für $x = \pm 130$ cm normiert.

In einer detaillierteren Messung der ASTERIX-Akzeptanzkurven wurden die 50%-Werte nicht über die ganzen x -Bereiche $|x| > 25cm$, sondern in 10cm-Abschnitten aufgenommen. In Abb. A.2a sind die jew. Meßpunkte, normiert auf den 50%-Wert für $x < -25cm$ bzw. $x > +25cm$, über dem Modulort x aufgetragen. In der Modulmitte ($|x| < 25cm$) können keine Werte bestimmt werden, da aufgrund der flachen Lichtausbeutekurven in

diesem Bereich nicht entschieden werden kann, welcher Diskriminator (upstr. oder downstr.) das kleinere Signal erhält und gegebenenfalls verwirft. Ebenfalls kann die den PM's nahe Modulhälfte prinzipiell nicht vermessen werden.

Die qualitative Übereinstimmung von simulierter I/A-Kurve mit dem gemessenen Schwellenverhalten zeigt allerdings, daß die Variation der 50%-Werte von bis zu 10% entlang der Modulachse erklärt werden kann. Für die Beschreibung der Modulschwellen im MC werden daher die 50%-Werte je nach Modulort x mit den gemessenen und anhand der simulierten Kurven extrapolierten Faktoren $S(x)$ multipliziert:

$$E^m(50\%) \longrightarrow \widetilde{E}^m(50\%) = E^m(50\%) \cdot S(x) \quad (\text{A.3})$$

Diese Ortsabhängigkeit⁴ führt zu einer Reduzierung der Schwellen von 5-10% in einem Bereich von $175\text{cm} \leq |x| \leq 150\text{cm}$, was für niederenergetische Ereignisse eine leichte Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge hat. Diese Erhöhung im Ortsspektrum (siehe Abb. A.2b) kann mithilfe des Faktors $S(x)$ in der MC-Simulation wiedergegeben werden. Die gute Übereinstimmung ermöglicht es, die im Detektorinnern über den Einfang kosmischer Myonen gemessene Neutronennachweiswahrscheinlichkeit unter Anwendung der MC-Simulation auch in Randbereiche des Zentraldetektors zuverlässig zu extrapolieren.

A.2 Bestimmung der MLU_EC-Akzeptanzkurve

Neben den ASTERIX-Schwellen, die die Signale der Modulenergien diskriminieren, entscheidet die Summenenergieschwelle der *Memory-Lookup-Unit* MLU_EC, ob ein Ereignis im Zentraldetektor akzeptiert wird. Zur Bestimmung ihrer Akzeptanzkurve als Funktion der Summenenergie in ADC-Kanälen werden wie für die ASTERIX-Schwellen Daten unter speziellen Meßbedingungen aufgenommen. Dabei gilt die Standardtriggerlogik für neutrale Ereignisse, die Schwelleneinstellungen entsprechen denen in einem normalen Neutrino-Run, lediglich die Werte für MLU_EC werden variiert.

Die Division der Summenenergiespektren bei verschiedenen MLU_EC-Werten (z.B. 100 mV-Spektrum/50 mV-Spektrum), die im Bereich $E_{sum} > 100$ Kanälen aufeinander normiert werden, liefert die Akzeptanzkurven $T_{MLU}(E_{sum})$ (siehe Abb. A.3). Für den Spannungswert $U_{MLU} = 50\text{mV}$ kann hier analog zu $U_D = 5\text{mV}$ bei den ASTERIX-Schwellen der Einfluß des Diskriminators vernachlässigt werden. Daß die Akzeptanz der MLU_EC auch für Werte von $E_{sum} < 20$ Kanälen nicht gegen $T_{MLU} = 0$ zurückgeht ist darin begründet, daß nur solche Ereignisse von ihr diskriminiert werden, die bereits die ASTERIX-Schwellen überschritten, also eine Mindestenergie von $E_{sum} = \sum(E_u^m + E_d^m)_{akz.} \geq 10 - 20$ Kanälen besitzen.

Für $E_{sum} < 15$ Kanäle beinhalten die Summenenergiespektren unabhängig von der Einstellung der MLU_EC so wenig Einträge, daß eine Division zu keinen statistisch signifikanten Resultaten führt. Die relativ großen Schwankungen der Akzeptanz um den Wert

⁴Man beachte, daß hier in ADC-Kanälen gemessen wird. Aufgrund der variablen Lichtausbeute entlang der Modulachse sind die Schwellen in MeV trivialerweise ortsabhängig.

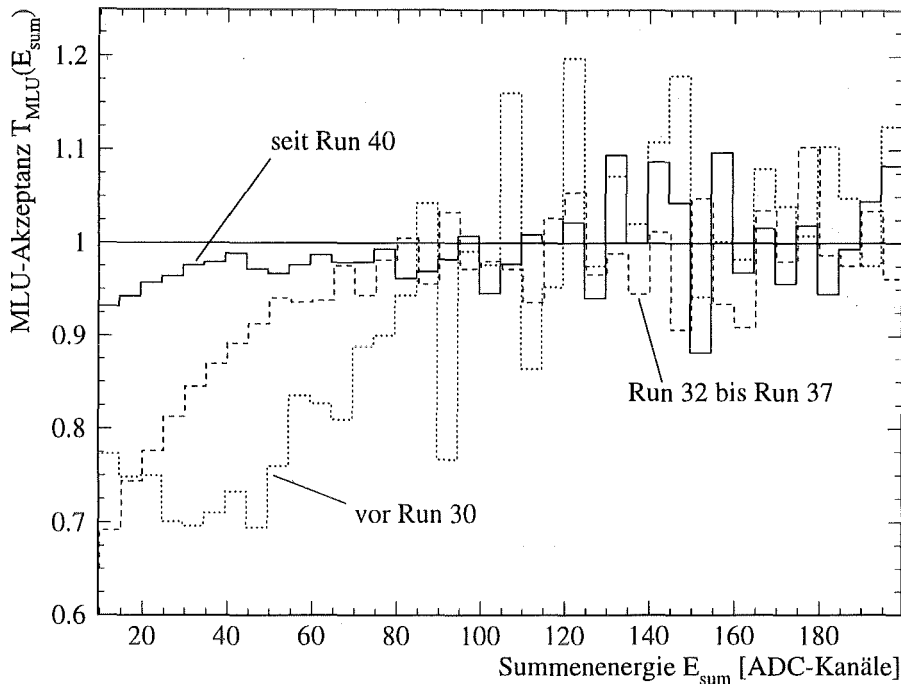


Abbildung A.3: MLU_EC-Akzeptanzkurven: Seit Run 40 gilt $U_{MLU} = 85$ mV, davor von Run 32 bis 37 $U_{MLU} = 100$ mV. Vor Run 30 war die Elektronikkonfiguration verschieden zur aktuellen, sodaß die Spannungswerte hierfür nicht mit den neueren verglichen werden können.

$T_{MLU} = 1$ für $E_{sum} > 100$ Kanäle können ebenfalls auf wenige Einträge der zugrunde liegenden Spektren zurückgeführt werden. Dies erklärt sich aus der Tatsache, daß einer Summenenergie von $E_{sum} = n$ Kanälen eine deponierte Energie von etwa $E_{dep} \approx n/10$ MeV entspricht und die Ereignisrate für große Energien stark abnimmt.

A.3 Gesamtakzeptanz der KARMEN-Detektorschwellen

Hier soll anhand Abb. A.4 das kombinierte Schwellenverhalten von ASTERIX- und MLU_EC-Diskriminatoren dargestellt werden, so wie es für die Simulation von Reaktionen im KARMEN Detektor verwendet wird. Abgebildet ist die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Ereignisort entlang der Modulachse sowie der physikalischen Energie eines Elektrons, im Zentraldetektor nachgewiesen zu werden. Dazu müssen zunächst die Energiesignale E_u^m und E_d^m eines oder mehrerer Module die ASTERIX-Diskriminatoren passieren, danach $E_{sum} = \sum (E_u^m + E_d^m)_{akz.}$ die Schwelle MLU_EC. Die Konturlinien entsprechen 0.5MeV- bzw. 20cm-Schritten, die Graubänder geben 10%-Wahrscheinlichkeitsbereiche wieder. Hieraus ist ersichtlich, daß ein einziger fester Energiewert, bei dem Elektronen zu z.B. 50% Wahrscheinlichkeit akzeptiert werden, nicht sinnvoll ist. So gilt für Elektronen mit $E_{primär} = 2.5$ MeV, daß ihre Nachweiswahrscheinlichkeit von der Modulstirnseite zur Mitte von $T_{all} \approx 30\%$ auf $T_{all} > 60\%$ ansteigt. Ab Energien äquivalent zu

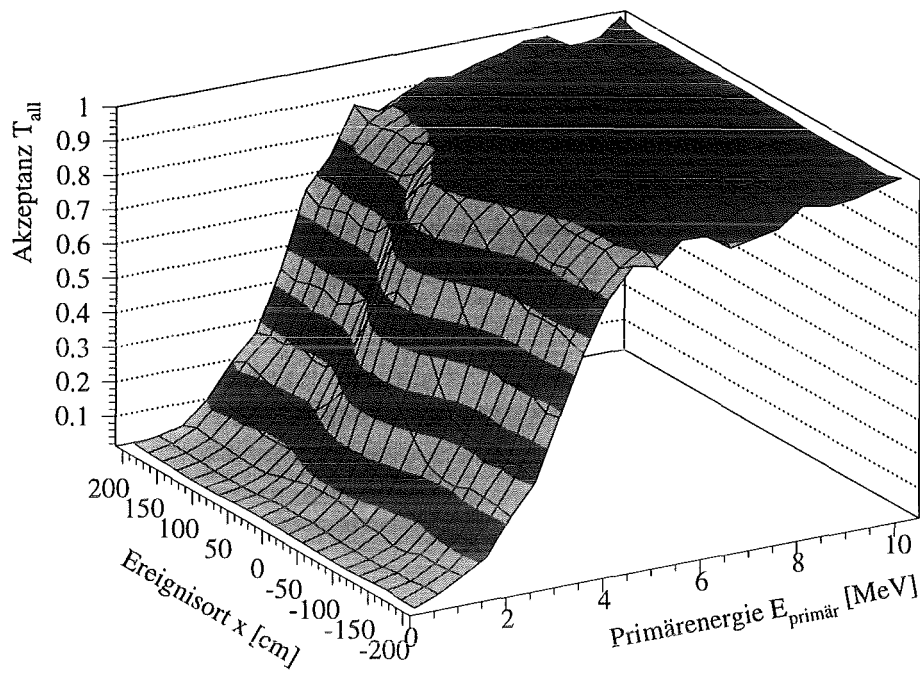


Abbildung A.4: Kombinierte Nachweiswahrscheinlichkeit der ASTERIX- und MLU_EC-Schwellen in Abhängigkeit vom Ort und der Primärenergie von Elektronen für die Schwelleneinstellungen der Runs 40–80.

$E_{\text{primär}}(e^-) = 5 \text{ MeV}$ wird praktisch jedes Ereignis im Zentraldetektor nachgewiesen.

Anhang B

Neutrinooszillationen im 3-Flavor-Formalismus

Bedingungen für den hier beschriebenen erweiterten 3-Flavor-Formalismus sind massive Neutrinos, die Tatsache, daß Flavor- und Masseneigenzustände nicht identisch und die Masseneigenzustände nicht entartet sind sowie —für den Nachweis der Oszillation— die kohärente Emission der Neutrinos an der Quelle.

B.1 Formale Beschreibung

Die Flavoreigenzustände $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ können als Überlagerungen der Masseneigenzustände $\nu_i = \nu_1, \nu_2, \nu_3$ dargestellt werden, d.h. über eine unitäre 3x3 Mischungsmatrix U werden Flavor- und Masseneigenzustände verbunden

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \nu_i \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (\text{B.1})$$

Die Mischungsmatrix U kann in Analogie zur Kobayashi-Maskawa-Matrix des Quarksektors der schwachen Wechselwirkung durch 3 reelle Mischungswinkel Θ_{ij} und eine CP verletzende Phase δ definiert werden. Im weiteren soll $\delta = 0$ gelten, d.h. die Annahme von CP-Erhaltung. Dann kann die Mischungsmatrix geschrieben werden als [CON95]

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

mit $c_{ij} = \cos\Theta_{ij}$ und $s_{ij} = \sin\Theta_{ij}$. Alle Elemente $U_{\alpha i}$ sind reell. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein ursprüngliches Neutrino ν_α nach einer Strecke L den Flavorzustand ν_β annimmt, ist dann

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \cdot \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{E}\right) \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{array}{ll} \text{mit } \Delta m^2_{ij} = |m_i^2 - m_j^2| & \text{mit } m_i = m(\nu_i) \text{ in [eV]} \\ L & \text{Abstand zur Quelle [m]} \\ E & \text{Neutrinoenergie [MeV]} \end{array}$$

Da von den 3 quadratischen Massendifferenzen Δm^2_{ij} nur 2 unabhängig sind, besteht die Festlegung von $P_{\alpha\beta}$ in der Bestimmung von 5 Parametern: 3 Mischungswinkeln Θ_{ij} und 2 Massendifferenzen Δm^2_{ij} . Für die weitere Behandlung von ν -Oszillationen werden i.a. Bedingungen an die ν -Massen m_i gestellt:

$$m_1 \ll m_2 \ll m_3$$

Mit dieser von [CON95] gemachten Annahme auf der Basis des *see-saw* Modells gilt $\Delta m^2_{23} \approx \Delta m^2_{13}$, sodaß das Oszillationsverhalten durch Δm^2_{13} und $\Delta m^2_{12} (\ll \Delta m^2_{13})$ charakterisiert wird. Die Oszillation kann in 2 Komponenten, eine schnelle (über Δm^2_{13}) und in eine langsame (über Δm^2_{12}), zerlegt werden. Somit ergeben sich je nach experimentellen Werten L/E [m/MeV] zwei Bereiche, in denen nur die schnelle Oszillation (*short base*) wirkt:

$$\begin{aligned} 1/\Delta m^2_{13} \ll L/E \ll 1/\Delta m^2_{12} \\ \text{mit } \langle \sin^2(1.27 \frac{\Delta m^2_{13} L}{E}) \rangle = \frac{1}{2}, \langle \sin^2(1.27 \frac{\Delta m^2_{12} L}{E}) \rangle = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

oder eine Überlagerung beider Oszillationskomponenten gilt (*long base*):

$$L/E \gg 1/\Delta m^2_{12} \quad \text{mit } \langle \sin^2(1.27 \frac{\Delta m^2_{13} L}{E}) \rangle = \frac{1}{2}, \langle \sin^2(1.27 \frac{\Delta m^2_{12} L}{E}) \rangle = \frac{1}{2} \quad (\text{B.5})$$

Experimente zur Suche nach ν -Oszillationen werden aufgrund ihrer jeweiligen L/E Konfiguration in eine der beiden Klassen eingeteilt.

Interpretiert man Anomalien aus ν -Experimenten (Verhältnis der atmosphärischen Neutrino Flüsse $[\Phi(\nu_e)/\Phi(\nu_\mu)]_{exp} \neq [\Phi(\nu_e)/\Phi(\nu_\mu)]_{theor.}$; solarer ν -Fluß $[\Phi(\nu_e)]_{exp} \neq [\Phi(\nu_e)]_{SSM}$; Asymmetrie des ν_μ -Flusses und des ν_e -Flusses aus dem Zerfall von Teilchen mit *charm*-Anteil [CON90]) als Hinweis auf ν -Oszillationen, so läßt sich nach [CON95] ein konsistentes¹ Bild mit folgenden Mischungs- und Massenparametern erstellen:

$$\begin{array}{ll} \Theta_{12} = 0.51 \pm 0.07 & m_1 \ll 10^{-1} \text{ eV} \\ \Theta_{13} = 0.38 \pm 0.06 & m_2 = (0.12 \pm 0.05) \text{ eV} \\ \Theta_{23} \ll 0.03 & m_3 = (19.4 \pm 0.7) \text{ eV} \end{array} \quad (\text{B.6})$$

$$U = \begin{pmatrix} 0.81 \pm 0.04 & 0.46 \pm 0.06 & 0.37 \pm 0.06 \\ -0.50 \pm 0.06 & 0.87 \pm 0.03 & < 0.03 \\ -0.31 \pm 0.05 & -0.20 \pm 0.05 & 0.93 \pm 0.03 \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

¹Die Ausschlußgrenzen aus den Reaktorexperimenten von Bugey und Goesgen werden von [CON95] unter dem Vorbehalt ungenau bestimmter Neutrino Flüsse nicht berücksichtigt, da sie im Widerspruch zu den angegebenen Werten der Mischungsmatrix stehen.

Alle angegebenen Fehler sind 90% CL –Grenzen. Die aus der Mischungsmatrix und den Neutrinomassen ableitbaren Werte für $P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau}$ werden in Abschnitt B.2 mit den in dieser Arbeit ermittelten Resultaten der Suche nach $\nu_e \rightarrow \nu_x$ diskutiert.

$$m_1, m_2 \ll m_3 \quad ; \quad m_1 \approx m_2$$

Dieser Ansatz von [FOG95] ist weniger allgemein als der oben beschriebene. In ihm sind die Eigenzustände ν_1 und ν_2 annähernd entartet, die Massendifferenzen reduzieren sich auf $\Delta m^2_{ij} \rightarrow \Delta m^2_{13} = \Delta m^2_{23} \equiv m^2$ (*one mass-scale dominance*). Reaktor- und Beschleunigerexperimente untersuchen in diesem Bild die durch m^2 initiierte Flavoroszillation. Da der Mischungswinkel Θ_{12} im entarteten Raum (ν_1, ν_2) durch Rotation eliminiert werden kann, wird die Oszillation durch nur 3 Parameter m^2 , Θ_{13} und Θ_{23} festgelegt:

$$U = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ -s_{23}s_{13} & c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{23}s_{13} & -s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

$$P_{\alpha\beta} = 4 U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2 \cdot \sin^2\left(1.27 \frac{m^2 L}{E}\right) \quad \alpha \neq \beta \quad \alpha, \beta = e, \mu, \tau \quad (\text{B.9})$$

$$P_{\alpha\alpha} = 1 - 4 U_{\alpha 3}^2 (1 - U_{\alpha 3}^2) \cdot \sin^2\left(1.27 \frac{m^2 L}{E}\right) \quad (\text{B.10})$$

Die Verknüpfung mit dem Mischungswinkel Θ der 2-Flavor-Beschreibung ergibt sich daraus zu

$$\begin{aligned} \text{Appearance Mode} \quad P_{\alpha\beta} & : \quad \sin^2(2\Theta) \iff 4 U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2 \\ \text{Disappearance Mode} \quad P_{\alpha\alpha} = 1 - P_{\alpha\beta} & : \quad \sin^2(2\Theta) \iff 4 U_{\alpha 3}^2 (1 - U_{\alpha 3}^2) \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

einschließlich der offensichtlichen Zuweisung $\Delta m^2 \iff m^2$. Das Modell der *one mass-scale dominance* erweist sich somit als einfache 3-Flavor-Erweiterung der 2-Flavor-Beschreibung. Die Ausschlußgrenzen der Mischung in einer Auftragung über der Massendifferenz ($\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$) entsprechen dann Grenzen der in Glg. B.11 angegebenen Kombinationen der Mischungsmatrixelemente als Funktion von m^2 . In [FOG95] ist eine anschauliche graphische Darstellung der Oszillationsgrenzen der meisten ν -Experimente in diesem 3-Flavor-Formalismus gegeben.

B.2 Diskussion der Ergebnisse der $\nu_e \rightarrow \nu_x$ -Suche im *Disappearance Mode*

Für das KARMEN Experiment gilt $L/E \approx 20m/30MeV$ und mit den ν -Massen m_i aus B.6 also

$$\frac{1}{376} = \frac{1}{\Delta m^2_{13}} \ll \left(\frac{L}{E}\right)_{\text{KARMEN}} \ll \frac{1}{\Delta m^2_{12}} = 70 \quad (\text{B.12})$$

Die Suche nach Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_x$ im *Disappearance Mode* fällt in die Klasse der *short base* Experimente. Aus der Mischungsmatrix U (siehe B.7) folgt daher für die Wahrscheinlichkeit $P_{ee} = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$

$$P_{ee}^S = 0.76 \pm 0.06 \quad (90\% CL) \quad (B.13)$$

Die deutliche Abweichung von $P_{ee}(\text{keine Osz.}) = 1$ ergibt sich aus dem großen Mischungswinkel Θ_{13} , für die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ gilt $P_{e\mu}^S < 2.7 \cdot 10^{-4}$.²

Aus der Bestimmung des Verhältnisses R der Wirkungsquerschnitte $\langle \sigma \rangle_{NC}(\nu_e + \bar{\nu}_\mu)$ und $\langle \sigma \rangle_{CC}(\nu_e)$ bei KARMEN ergibt sich für die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_x}$ nach Glg. 7.18

$$\begin{aligned} P_{\nu_e \rightarrow \nu_x} &= \frac{\Delta\sigma_{CC}}{\langle \sigma \rangle_{CC}} = 1 - \frac{R_{theor.}}{R_{KARMEN}} \\ &= 1 - \frac{1.08 \pm 0.02}{1.17 \pm 0.11} = 0.08 \pm 0.09 \end{aligned} \quad (B.14)$$

woraus eine untere P_{ee} -Grenze folgt von

$$P_{ee}^{KARMEN} > 0.77 \quad (90\% CL) \quad (B.15)$$

Dieser Wert ist mit der Erwartung von P_{ee}^S aus B.13 im Rahmen des Fehlers verträglich. Festzuhalten ist jedoch, daß aus dem Experiment E531 am FNAL, ebenfalls einem *short base* Experiment, eine obere Grenze von $P_{e\tau}^{FNAL} < 0.073$ (90% CL) ermittelt wurde. Dies steht im Widerspruch zur Erwartung von $P_{e\tau}^S = 0.24 \pm 0.06$ (90% CL), weshalb die Werte der Mischungsmatrix U nach [CON95] weiterer Prüfung bedürfen.

Mit dem Ansatz der *one mass-scale dominance* kann aus der experimentellen Grenze $P_{ee}^{KARMEN} > 0.77$ nach B.10 eine Aussage über das Mischungsmatrixelement U_{e3}^2 gemacht werden. Für große $m^2 \equiv \Delta m_{13}^2$ gilt

$$P_{ee} = 1 - 2 U_{e3}^2 (1 - U_{e3}^2) \quad (B.16)$$

woraus mit B.15 folgt

$$U_{e3}^2 > 0.867 \quad \text{oder} \quad U_{e3}^2 < 0.133 \quad (90\% CL) \quad (B.17)$$

Für den Mischungswinkel Θ_{13} ergibt sich bei Beschränkung auf Winkelbereiche $0 \leq \Theta_{13} \leq \pi/2$

$$\Theta_{13} > 0.38 \pi \quad \text{oder} \quad \Theta_{13} < 0.12 \pi \quad (90\% CL) \quad (B.18)$$

Im Vergleich zu B.17 ergeben sich nach [BIL95] aus anderen Reaktor- und Beschleuniger-*Disappearance* Experimenten (BUGEY, CDHS, CCFR) für große m^2 ($= 100 \text{ eV}^2$) Werte von $U_{e3}^2 > 0.961$ oder $U_{e3}^2 < 0.039$ bzw. $U_{\mu 3}^2 > 0.992$ oder $U_{\mu 3}^2 < 0.008$. Die Matrixelemente U_{e3}^2 können für KARMEN wie auch die anderen Experimente aufgrund der Gleichung B.10 als Funktion von m^2 angegeben werden.

²In diesem 3-Flavor-Formalismus dominiert also eine mögliche Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ gegenüber $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, wie es auch in Kap. 7.2 für die Auswertung im 2-Flavor-Formalismus angenommen wurde.

Im 3-Flavor-Formalismus unter der Annahme der *one mass-scale dominance*, die unter anderem durch das solare Neutrino Defizit und dessen Erklärung durch den MSW-Effekt mit $\Delta m_{12}^2 \simeq 5 \cdot 10^{-6} eV^2$ gerechtfertigt ist, wird von [BIL95] gezeigt, daß das als positive Evidenz für Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ interpretierte Resultat von LSND nur unter Aufgabe der Ähnlichkeit von Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix und Neutrinomischungsmatrix zu keinem Widerspruch mit anderen *Disappearance* Experimenten führt. Das nichtdiagonale Element $U_{\mu 3}^2$ müßte demnach sehr groß sein (mit kleinem U_{e3}^2 und $U_{\tau 3}^2$ aus Unitaritätsgründen), was wiederum zur Folge hätte, daß das ν_μ mit

$$m_{\nu_\mu} = \sum_{i=1}^3 U_{\mu i}^2 m_{\nu_i} \quad \text{und} \quad m_1, m_2 \ll m_3 \quad (\text{B.19})$$

das Neutrino mit der größten Masse wäre und die Neutrinos eine invertierte Massenhierarchie besäßen.

Literaturverzeichnis

- [ACH95] B. Achkar et al., Nucl. Phys. B 434 (1995) 503-532
- [AJZ90] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 506 (1990) 1
- [ANS94] P. Anselmann et al., Phys. Lett. B 327 (1994) 377-385
- [ANS95] P. Anselmann et al., Phys. Lett. B 342 (1995) 440-450
- [ARM95] B. Armbruster et al., Phys. Lett. B 348 (1995) 19
- [ASS94] K. Assamagan et al., Phys. Lett. B 335 (1994) 231-236
- [ATH95] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 2650-2653
- [BAH94] J. Bahcall et al., IASSNS-AST 94/57 (1994)
- [BAL78] C. Baltay, 19th Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, (1978) 882
- [BAR68] G. Bartholomew et al., Nuclear Data Tables A5, 1-242, (1968)
- [BAR89] V. Barger et al., Phys. Rev. D 40 (1989) 2987
- [BEL95] A. Belesev et al., Phys. Lett. B 350 (1995) 263-272
- [BIL87] S. Bilenky and S. Petcov, Rev. of Mod. Phys. 59 (1987) 671-754
- [BIL95] S. Bilenky et al., Phys. Lett. B 356 (1995) 273-281
- [BOD88] B. Bodmann, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1988)
- [BOD94] B. E. Bodmann et al., Phys. Lett. B 339 (1994) 215
- [BOD95] B. E. Bodmann, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen-Nürnberg (1995)
- [BOE92] F. Boehm und P. Vogel, 'Physics of Massive Neutrinos', Cambridge University Press (1992) Second Edition
- [BOR92] L. Borodovsky et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 274-277
- [BOU57] C. Bouchiat, L. Michel, Phys. Rev. 106 (1957) 170

- [BRU93] R. Brun et al., 'HBOOK – Statistical Analysis and Histogramming', Reference Manual Version 4.20, CERN Computing and Networks Division
- [BUR94] R. Burman, Forschungszentrum Karlsruhe, interner Bericht (unveröffentlicht)
- [BUR95] R. Burman et al., Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftl. Bericht FZ-KA 5595 (1995)
- [BUS95] D. Buskulic et al., Phys. Lett. B 349 (1995) 585-596
- [CRA58] H. Cramér, 'Mathematical Methods of Statistics', Princeton University Press (1958)
- [CON90] G. Conforto, Nuovo Cimento A 103 (1990) 751-757
- [CON95] G. Conforto, 'Neutrino 94' Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 38 (1995) 308-312
- [COO82] A. Cooper et al., Phys. Lett. B 112 (1982) 97
- [CZA93] G. Czapek et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 17-20
- [DAN62] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36
- [DIC77] D. Dicus et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 168
- [DOD93] A. Dodd et al., Nucl. Instr. and Meth. A 336 (1993) 136-145
- [DON91] T. Donnelly, Programm NUÉE zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten, Private Mitteilung (1991)
- [DRE90] G. Drexlin et al., NIM A 289 (1990) 490
- [DRE90a] G. Drexlin, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [EAD71] W. Eadie et al., 'Statistical Methods in Experimental Physics', North-Holland Pub. (1971)
- [EBE92] V. Eberhard, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [EIT91] K. Eitel, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [EIT94a] K. Eitel et al., Nucl. Instr. and Meth. A 340 (1994) 346-352
- [EIT94b] K. Eitel, KARMEN Collaboration, in Proc. of the Intern. School on Cosmological Dark Matter, Valencia, World Scientific (1994) 199-204
- [FAI95] S. Faion, Diplomarbeit, in Vorbereitung, Universität Karlsruhe (1995)
- [FAY85] S. Fayans, Sov. J. Nucl. Phys. 42(4) (1985) 590
- [FEI61] G. Feinberg and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 381

- [FER34] E. Fermi, *Z. Phys.* 88 (1934) 161
- [FER94] M. Ferstl, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1994)
- [FET86] W. Fetscher, H.-J. Gerber and K.F. Johnson, *Phys. Lett. B* 173 (1986) 102
- [FET92] W. Fetscher, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2758
- [FOG95] G. Fogli et al., IASSNS-AST 95/28 (1995)
- [FRE93] S. Freedman et al., *Phys. Rev. D* 47 (1993) 811-829
- [FRE94] C. Frenk, in *Proc. of the Intern. School on Cosmological Dark Matter, Valencia*, World Scientific (1994) 65-80
- [FRO79] A. Frodesen, 'Probability and Statistics in Particle Physics', Universitetsforlaget (1979)
- [FUK88] M. Fukugita, Y. Kohyama, K. Kubodera, *Phys. Lett.* 212 B (1988) 139
- [GAI94] T. Gaisser et al., University of Wisconsin-Madison MAD/PH/847 (1994)
- [GIA94] S. Giani et al, 'GEANT Detector Description and Simulation Tool', Version 3.21, CERN Computing and Networks Division
- [GOL58] M. Goldhaber et al., *Phys. Rev.* 109 (1958) 1015
- [GRA93] W. Grandegger, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [HAL93] A. Halprin and A. Masiero, *Phys. Rev. D* 48 (1993) R2987
- [HAR91] D. Hartmann et al., *Nuclear Physics A* 527 663-668c (1991)
- [HER92] P. Herczeg, *Z. Phys. C - Particles and Fields* 56 (1992) 129-134
- [HER92b] P. Herczeg and R. Mohapatra, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2475
- [HER93] P. Herczeg, in *Proc. of the 3rd International Symposium on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei (WEIN 92)*, World Scientific (1993) 262-281
- [HIL95] J. Hill, Dissertation, University of Pennsylvania (1995), *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 2654-2657
- [JAM91] F. James and M. Roos, *Phys. Rev. D* 44 (1991) 299
- [JAN95] T. Jannakos, Forschungszentrum Karlsruhe, *Wissenschaftl. Bericht FZKA* 5520 (1995)
- [JAN95b] T. Jannakos, private Mitteilung (1995)
- [KIM65] C. Kim, H. Primakoff, *Phys. Rev.* 140 (1965) 566

- [KIM93] C. Kim, A. Pevsner, 'Neutrinos in Physics and Astrophysics', Harwood academic publishers (1993)
- [KLE94] M. Kleifges, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994)
- [KOL92] E. Kolbe, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1992)
- [LAN89] P. Langacker and D. London, Phys. Rev. D 39 (1989) 266-273
- [LYO86] L. Lyons, 'Statistics for nuclear and particle physicists', Cambridge University Press (1986)
- [MAL93] A. Malik, Dissertation, Queen Mary and Westfield College, London (1992)
- [MER91] Merck Darmstadt, K. Niethammer, private Mitteilung (1991)
- [MIN89] S. Mintz, M. Pourkaviani, Phys. Rev. C 40 (1989) 2458
- [MOE95] M. Moe, 'Neutrino 94' Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 38 (1995) 36-44
- [MOH75] R. Mohapatra and J. Pati, Phys. Rev. D 11 (1975) 566
- [MOH86] R. Mohapatra, 'Unification and Supersymmetry', Springer Verlag, 1986
- [MOH91] R. Mohapatra and P. Pal, 'Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics', World Scientific Lecture Notes in Physics Vol.41 (1991)
- [MOH92] R. Mohapatra, Z. Phys. C - Particles and Fields 56 (1992) 117-128
- [MOH93] R. Mohapatra, Progr. Part. Nucl. Phys. 31 (1993) 39-76
- [MUG73] S. Mughabghab and D.I. Garber, 'Neutron Cross Sections', Vol. I, BNL 325, D24 (1973)
- [NOZ83] S. Nozawa, Y. Kohyama, K. Kubodera, Progr. Theor. Phys. 70 (1983) 892
- [OBE92] L. Oberauer and F. von Feilitsch, Rep. Progr. Phys. 55 (1992) 1093-1163
- [PAU29] W. Pauli, unveröffentl. Brief an die physikalische Gesellschaft in Tübingen, reproduziert von L. Brown, Physics Today 31 No. 9 (1978) 23
- [PER75] M. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489
- [PDG94] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D 50 (1994) 1173
- [PLE71] M. Plett and S. Sobottka, Phys. Rev. C 3 (1971) 1003
- [PLI95] P. Plischke, Programmbeschreibung von REDUCE_KARMEN_DATA in Version 4.3 (1995)
- [PON58] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6 (1958) 429
- [POU90] M. Pourkaviani and S. Minz, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 569

- [QUI83] C. Quigg 'Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions' Benjamin/Cummings Publishing Co. (1983)
- [RAP95] J. Rapp, Dissertation, in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [REI53] F. Reines and C. Cowan, Phys. Rev. 90 (1953) 492
- [RUF95] C. Ruf, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1995)
- [SCH93] F. Schilling, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [SEL93] B. Seligmann, private Mitteilung (1993)
- [SHR81] R. Shrock, Phys. Rev. D 24 (1981) 1232-1309
- [STE91] J. Steinberger and H. Burkhardt, CERN-PPE/91-50
- [STE95] M. Steidl, Diplomarbeit, in Vorbereitung, Universität Karlsruhe (1995)
- [TIT93] K. Titzel, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [UA183] UA1 Collaboration, Phys. Lett. B 129 (1983) 141
- [USH86] N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897-2900
- [VIL94] P. Vilain et al., Z. Phys. C - Particles and Fields 64 (1994) 539-544
- [WEB95] J. Weber, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1995)
- [WEI67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [WEI93] C. Weinheimer et al., Phys. Lett. B 300 (1993) 210
- [WOC89] J. Wochele, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1989)
- [WÖL92] S. Wölflé, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [WOL95] J. Wolf, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [WU 57] C. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957), 1413
- [ZAC86] G. Zacek et al., Phys. Rev. D 34 (1986) 2621
- [ZEC89] G. Zech, Nucl. Instr. and Meth. A 277 (1989) 608-610
- [ZEI94] C. Zeitnitz et al., Nucl. Instr. and Meth. A 349 (1994) 106-111
- [ZEI94b] B. Zeitnitz et al., Progress in Part. and Nucl. Phys. 32 (1994) 351