



**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5758

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

**J. M. Rapp**  
Institut für Kernphysik

April 1996

---



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5758

Suche nach Neutrino-Oszillationen

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$   
mit dem KARMEN Experiment

Josef M. Rapp

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

## Zusammenfassung

Das KARMEN-Neutrinoexperiment wird an der Spallationsneutronenquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratorium in England durchgeführt. Die Neutrinos entstehen aus der Zerfallskette von  $\pi^+$ , die bei der Spallation erzeugt werden. Die  $\pi^+$  und die resultierenden  $\mu^+$  zerfallen innerhalb des Targets in Ruhe, wodurch  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  mit gleicher Intensität und mit wohl definierten Energieverteilungen ( $E < 53 \text{ MeV}$ ) räumlich isotrop emittiert werden. Die Kontamination der  $\bar{\nu}_e$  aus der  $\pi^-$ -Zerfallskette ist kleiner als 0.1% und kann vernachlässigt werden. Durch den stark gepulsten Protonenstrahl von ISIS ist es möglich, die  $\nu_\mu$  von den  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  zeitlich zu trennen.

Mit dem  $67 \text{ m}^3$  großen Flüssigszintillationskalorimeter KARMEN lassen sich eine Vielzahl von Themenkomplexen der Nieder- und Mittelenergie-Neutrino-Physik untersuchen. So lassen sich die Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Kern-Anregung durch den neutralen und geladenen schwachen Strom  $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$  und  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$  mit spektroskopischer Qualität bestimmen und die  $\mu$ -e-Universalität bei niedrigen Energien  $E < 53 \text{ MeV}$  überprüfen. Ein weiteres Ziel von KARMEN ist die Suche nach (flavour-) leptonzahlverletzenden Prozessen wie Neutrinooszillationen und verbotenen Pion- und Myonzerfällen.

In dieser Arbeit wurde nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen im *appearance mode* gesucht. Dabei wurden die Daten der fünfjährigen Meßphase von KARMEN (Juli 90 – Juli 95) auf der Grundlage der Maximum Likelihood Methode analysiert. Als Reaktionssignatur für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation dient der inverse Betazerfall an den Protonen des Szintillators ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ), der über die räumliche und zeitliche Koinzidenz des Positrons und des Neutrons nachgewiesen wird. Hierzu war es erforderlich, die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit des KARMEN-Detektors zu bestimmen und den Einfluß von Walleffekten auf den Neutronennachweis zu untersuchen. Da die exklusive  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion für die Oszillationssignatur einen nicht zu vernachlässigenden Untergrund darstellt, wurden die potentiellen  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Ereignisse in einer zweidimensionalen Likelihoodanalyse berücksichtigt. Zusätzlich wurde in einer mehrdimensionalen Likelihoodanalyse nach dem Auftreten eines möglichen Untergrunds aus der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion gesucht, bei dem der angeregte Stickstoffkern Neutronen emittiert. Insgesamt ergab sich kein statistisch signifikanter Hinweis auf eine  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation. Mit KARMEN können somit folgende Oszillationsgrenzen angegeben werden:

$\sin^2(2\Theta)$	$\leq$	0.0075	für	$\Delta m^2$	$\geq$	$10 \text{ eV}^2$	90%-CL
$\Delta m^2$	$\leq$	$0.11 \text{ eV}^2$	für	$\sin^2(2\Theta)$	$=$	1	90%-CL

Ein Vergleich der Oszillationsgrenzen mit dem Evidenzbereich von LSND zeigt, daß KARMEN derzeit das LSND-Signal nicht vollständig ausschließen, aber auch nicht bestätigen kann. Mit Monte-Carlo Rechnungen wurde gezeigt, daß KARMEN mit der bisherigen Abschirmungskonfiguration auch nach weiteren drei Jahren Meßzeit den LSND-Evidenzbereich nicht abdecken kann. Die Ursache hierfür ist die 'hohe' Rate an Untergrund (18 mHz) mit sequentieller Struktur, der durch inelastische Reaktionen kosmischer Myonen im 7000t schweren Eisenblockhaus verursacht wird. Eine Instrumentierung des Eisenblockhauses mit einem Antizählersystem wird derzeit durchgeführt. Damit kann der sequentielle Untergrund auf 2.5% des aktuellen Wertes reduziert werden. Mit dieser verbesserten Abschirmung sind nach drei Jahren Meßzeit Oszillationsgrenzen von  $\sin^2(2\Theta) \approx 0.001$  (für  $\Delta m^2 \geq 1 \text{ eV}^2$ ) erreichbar, womit der Evidenzbereich von LSND vollständig überprüft werden kann.

## Search for neutrino oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ with the KARMEN experiment

### Abstract

The neutrino experiment KARMEN at the neutron spallation source ISIS at the Rutherford Appleton Laboratory in England makes use of neutrinos generated by the decay chain of  $\pi^+$  produced in the spallation process. The  $\pi^+$  and the subsequent  $\mu^+$  decay at rest generates  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  and  $\bar{\nu}_\mu$  which are emitted isotropically with equal intensity and well defined energies ( $E_\nu < 53$  MeV). The contamination of  $\bar{\nu}_e$  from the  $\pi^-$  decay chain is less than 0.1%. The unique time structure of the ISIS proton synchrotron allows a separation of  $\nu_\mu$  from  $\bar{\nu}_\mu$  and  $\nu_e$  by time measurement.

The KARMEN-detector is a large volume calorimeter of  $67 m^3$  liquid organic scintillator, situated about 17 m from the  $\nu$ -source, investigating neutrino-nucleus interactions at low energies. Cross sections of nuclear excitations through the charged and neutral weak currents  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$  and  $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$  are measured with spectroscopic quality and the  $\mu$ - $e$ -universality is tested at energies less than 53 MeV. Further objectives of KARMEN are the search for neutrino flavour oscillations and lepton number violating decays of pions and muons.

This work presents the limits for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  oscillations in the appearance channel obtained after five years of measuring time (July 90 – July 95). The data are predominantly evaluated on the basis of a multi-parameter maximum likelihood analysis. The inverse beta decay reaction at the protons in the scintillator ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ) is used as signature for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  oscillations. Both the positron and the neutron, forming a coincidence signature in space and time, are detected. Therefore, the detection efficiency for neutrons and the influence of walk effects have been determined. Since the exclusive neutrino induced reaction  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  is a non negligible source of background for the  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  oscillation channel, these events are taken into account by a two dimensional likelihood analysis. Possible background arising from  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$  reactions with subsequent neutron emission is also investigated by a multi-dimensional likelihood analysis. Taking all background channels into account there is no statistically significant hint for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  oscillations and the following exclusion limits can be deduced:

$\sin^2(2\Theta)$	$\leq$	0.0075	for	$\Delta m^2$	$\geq$	$10 eV^2$	90%-CL
$\Delta m^2$	$\leq$	$0.11 eV^2$	for	$\sin^2(2\Theta)$	$=$	1	90%-CL

The KARMEN oscillation limits are compared with the recently published positive evidence given by the LSND collaboration. Detailed background analyses and Monte-Carlo calculations show that the current and the future KARMEN measurements can not examine the whole parameter area of positive evidence for neutrino oscillations determined by LSND. The sensitivity is limited by a background component, giving a similar sequential signature as neutrino oscillation events (18 mHz rate), produced by inelastic scattering of cosmic muons in the 7000 t of iron shielding. To suppress this background an extension of the active veto is set up at the moment. With the extended veto-system, the sequential background will be reduced by a factor of 40, leading to oscillation limits of  $\sin^2(2\Theta) \approx 0.001$  (for  $\Delta m^2 \geq 1 eV^2$ ) within three more years of measurement. With this extremely low background KARMEN will be able to cross-check the whole region of evidence for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  oscillation given by LSND.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die „Neutrinoquelle“ ISIS</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Physikalische Ziele und ihre Reaktionssignaturen</b>	<b>9</b>
3.1	Neutrino-Kern-Wechselwirkung . . . . .	10
3.2	Suche nach Neutrino-Oszillationen . . . . .	18
3.2.1	Einfache Erweiterung des Zwei-Flavour-Formalismus . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Detektor, Elektronik-, Trigger- und Datenaufnahmesystem</b>	<b>25</b>
4.1	Detektor . . . . .	26
4.2	Front End Elektronik . . . . .	30
4.3	Triggerlogik . . . . .	32
4.4	Softwaretrigger und Datenaufnahme . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Eichung des KARMEN-Detektors</b>	<b>36</b>
5.1	Energieeichung . . . . .	36
5.2	Ortseichung . . . . .	37
5.3	Walkkorrektur . . . . .	38
5.3.1	Berechnung der PMT-Pulse . . . . .	40
5.3.2	Zeitverhalten des Szintillationslichtes . . . . .	41
5.3.3	Einfluß der Modulgeometrie und der Lichtabschwächung . . . . .	41
5.3.4	Parameter zur Walkkorrektur . . . . .	45

5.3.5	Test der Walkkorrektur mit Hilfe myoninduzierter Reaktionen . . . .	49
5.3.6	Vergleich mit der <i>Oszilloskop</i> -Walkkorrektur . . . . .	52
5.4	Zeiteichnung . . . . .	54
5.4.1	Absolutzeitbestimmung mit dem Laser-Kalibrationssystem . . . . .	57
5.4.2	Absolutzeitbestimmung mit dem Oszilloskop . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Nachweissignaturen für die <math>\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e</math>-Neutrinooszillation</b>	<b>62</b>
6.1	Neutronnachweiswahrscheinlichkeit im KARMEN-Detektor . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Untergrundreaktionen im KARMEN-Detektor</b>	<b>70</b>
7.1	Klassifikation des Untergrundes . . . . .	70
7.2	Untergrund durch natürliche Radioaktivität . . . . .	71
7.3	Strahlkorrelierter Untergrund . . . . .	75
7.4	Kosmischer Untergrund . . . . .	75
7.5	Analyse des Oszillationsuntergrunds . . . . .	77
7.5.1	Ursachen des sequentiellen Untergrunds. . . . .	85
7.5.2	Untergrundraten für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsschnitte . . . . .	89
<b>8</b>	<b>Suche nach <math>\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e</math> <i>Appearance</i>-Oszillationen</b>	<b>93</b>
8.1	Bestimmung der Oszillationsparameter . . . . .	93
8.2	Neutrinofluß und Raumwinkelparameter . . . . .	100
8.3	$\bar{\nu}_e$ -Kontamination durch den $\pi^-$ -Zerfall . . . . .	103
8.4	Auswertung nach der Fenstermethode . . . . .	106
8.5	Maximum-Likelihood-Methode . . . . .	115
8.5.1	Zeitlikelihood . . . . .	115
8.5.2	Bestimmung des 90%-Ausschlußwerts mit Hilfe der Likelihoodfunktion	119
8.5.3	MC-Simulation für den Zeitlikelihood . . . . .	121
8.5.4	Energielikelihood . . . . .	123
8.5.5	Abstandlikelihood . . . . .	127
8.5.6	Zweidimensionaler Energielikelihood . . . . .	127

8.5.7	Eindimensionaler Energie-Zeit-Likelihood . . . . .	134
8.5.8	Zweidimensionaler Energie-Zeit-Likelihood . . . . .	136
8.5.9	Untergrund durch $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen . . . . .	141
8.5.10	Zusammenfassung der Ergebnisse für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation . . . . .	146
8.5.11	Systematische Fehler . . . . .	147
<b>9</b>	<b>Vergleich der KARMEN-Oszillationsgrenzen mit anderen Experimenten</b>	<b>149</b>
<b>10</b>	<b>Abschätzung der Oszillationslimits von KARMEN</b>	<b>157</b>
<b>A</b>	<b>Strahlkorrelierter Untergrund</b>	<b>162</b>
A.1	Zeit-, Energieverteilung und Raten von schnellen Neutronen . . . . .	162
A.2	Korrelationen schneller Neutronen mit Beschleunigerbetriebszuständen . . .	166
<b>B</b>	<b>Wirkungsquerschnitte</b>	<b>175</b>
B.1	Wirkungsquerschnitt der $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ Reaktion . . . . .	175
B.2	Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}_{g.s.}$ Reaktion . . . . .	178
<b>C</b>	<b>Positronenspektren für verschiedene <math>\Delta m^2</math></b>	<b>180</b>
<b>D</b>	<b>Bestimmung der PMT-Transferzeit</b>	<b>184</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Dem Neutrino wird heute in mehrfacher Hinsicht eine Schlüsselrolle zugesprochen. Durch die Kenntnis der Neutrinoeigenschaften lassen sich die Wechselwirkungsmodelle der Teilchenphysik überprüfen und erweitern. Andererseits ergeben sich auch weitreichende Konsequenzen für die Kosmologie (Problem der *dunklen Materie*) und für die kosmologische Modelle der Entstehung des Universums, die eng mit den *Grand Unified Theories* (GUTs) verknüpft sind [Gro89].

Das Neutrino wurde von Pauli 1930 zunächst als neutrales Teilchen mit Spin  $1/2$  eingeführt, um das kontinuierliche Energiespektrum der Elektronen aus dem Betazerfall zu erklären. Damit behielten die Erhaltungssätze für Energie, Impuls und Drehimpuls auch weiterhin ihre Gültigkeit, die vor der Postulierung des Neutrinos in Frage gestellt wurden. Kurz nach der Einführung des Neutrinos wurde von Fermi (1934) auf der Grundlage der Quantenelektrodynamik eine Theorie des Betazerfalls entwickelt, die nur eine Vektorkopplung geladener Ströme berücksichtigte. Die Entdeckung der Paritätsverletzung durch Wu (1957) und die Bestimmung der Neutrinohelizität durch Goldhaber (1958) führten auf die V-A Struktur der geladenen Ströme und die Erkenntnis, daß die schwache Wechselwirkung die Parität maximal verletzt. Die maximale Paritätsverletzung hat zur Folge, daß nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Bei niedrigen Energien ( $E < 300 \text{ MeV}$ ) beschreibt der Fermi'sche Strom-Strom Ansatz, bei dem eine punktförmige Wechselwirkung vorausgesetzt wird, die schwachen Prozesse sehr gut. Bei hohen Energien ergibt sich jedoch die Schwierigkeit, daß die Wirkungsquerschnitte die Unitaritätsgrenze überschreiten.

Glashow, Weinberg und Salam entwickelten eine renormierbare Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung (Standardmodell), die die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung einheitlich beschreibt. Die Grundlage des Standardmodells bildet die Symmetriegruppe  $SU(2)_L \times U(1)$ , in der lokale Eichinvarianz gilt. Die Fermi'sche Punktwechselwirkung wurde durch eine Austauschwechselwirkung massiver Vektorbosonen ( $W^\pm, Z^0$ ) und eines masselosen Bosons ( $\gamma$ ) ersetzt. Dabei koppeln die geladenen  $W^+$  und  $W^-$  nur an linkshändige Fermionen und sind die Austauschquanten des geladenen Stroms. Das neutrale  $Z^0$  und das  $\gamma$  (Photon der elektromagnetischen Wechselwirkung) ermöglichen die

Existenz neutraler Ströme, die neben der linkshändigen auch eine rechtshändige Komponente haben.

Der Nachweis der neutralen Ströme [Has73] als auch der Vektorbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  [Arn83] haben das Standardmodell eindrucksvoll bestätigt. Durch die Bestimmung der Zerfallsbreite des  $Z^0$  konnte die Anzahl der Neutrinos im Standardmodell auf  $2.988 \pm 0.023$  festgelegt werden [Dio95].

Das Standardmodell macht keine Aussagen über die Masse der Fermionen, ferner ist die Paritätsverletzung keine Konsequenz des Modells, sie wird im Standardmodell vorausgesetzt. Dies hat zur Folge, daß die Neutrinos die Ruhemasse Null haben müssen. Auch die additive Leptonzahlerhaltung ist keine Konsequenz des Standardmodells, man erhält sie dadurch, daß die Fermionen in Familien zusammengefaßt werden, wobei die Leptonfamilien im Gegensatz zu den Quarks nicht miteinander mischen. Die große Zahl der freien Parameter, die das Standardmodell bietet, läßt vermuten, daß sich dessen Aussagen aus fundamentalen Prinzipien ableiten lassen. Es wird deshalb intensiv nach einer Physik jenseits des Standardmodells gesucht. *Grand Unified Theories* (GUTs) versuchen, die elektroschwache und die starke Wechselwirkung zu vereinheitlichen. Dabei favorisieren viele Theorien massive Neutrinos, insbesondere wird auch die Leptonzahlerhaltung aufgegeben.

Bei der Suche nach einer Physik außerhalb des Standardmodells sind die Neutrinos besonders geeignet, da sie außer der schwachen keiner anderen Wechselwirkung unterliegen. Ferner ist unser heutiges Wissen über die Neutrinoeigenschaften auch 65 Jahre nach der Postulierung der Neutrinos noch sehr gering, denn durch die extrem kleinen Wirkungsquerschnitte der Neutrinoereaktionen ( $10^{-44} - 10^{-38} \text{ cm}^2$ ) sind große experimentelle Anstrengungen zu deren Nachweis erforderlich.

Den ersten experimentellen Hinweis auf die Existenz von Elektron-Antineutrinos  $\bar{\nu}_e$  ergaben Messungen von Reines und Cowan 1953 [Rei53]. Der Nachweis des Myon-Neutrinos erfolgte 1962 [Dan62]. Trotz zahlreicher Neutrinoexperimente konnte bis heute die zentrale Frage nach der Neutrinomasse nicht zufriedenstellend beantwortet werden. Da es sich bei Neutrinos um neutrale Teilchen handelt, ergibt sich bei einer von Null verschiedenen Neutrinoruhemasse die Möglichkeit, daß das Neutrino mit seinem Antiteilchen identisch ist. Solche Neutrinos werden als Majorana-Neutrinos bezeichnet. Sind Neutrino und Antineutrino unterscheidbar, so spricht man von einem Dirac-Neutrino.

Für massebehaftete Neutrinos ergibt sich bei der Voraussetzung bestimmter Massenverhältnisse die Möglichkeit des Neutrinozerfalls, ähnlich wie für die geladenen Leptonen ( $\mu, \tau$ ). Aus der Messung der Neutrinos und des  $\gamma$ -Flusses der Supernova 1987A konnte für das Verhältnis aus Lebensdauer und Neutrinomasse eine Obergrenze angegeben werden [Obe88]. Ferner sind massive Neutrinos Kandidaten der *dunklen Materie* im Universum. Für Dirac-Neutrinos ergibt sich dabei die Möglichkeit eines magnetischen Dipolmoments, für Majorana-Neutrinos dagegen muß das magnetische Moment Null sein.

Mit Hilfe des neutrinolosen doppelten ( $0\nu\beta\beta$ ) Betazerfalls, der für nicht rein linkshändige Majorana-Neutrinos erlaubt und für Dirac-Neutrinos generell verboten ist, wird intensiv nach dem Neutrino mit Majorana-Charakter gesucht. Bisher konnten jedoch nur Obergrenzen für die effektive Majorana-Masse angegeben werden ( $\langle m \rangle < 0.68 \text{ eV}$  im 90%-CL, [Moe95]).

Unabhängig davon, ob das Neutrino Dirac- oder Majorana-Charakter hat, besteht die Möglichkeit, daß die Masseneigenzustände und die Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung (Flavour-Eigenzustände) nicht identisch sind. Damit ist dem Flavour-Eigenzustand eigentlich keine Masse mehr zugeordnet, da sich der Zustand aus einer Überlagerung von Masseneigenzuständen ergibt. Ist jedoch ein Massenterm für einen Flavour-Eigenzustand dominant, so kann dieser näherungsweise dem Flavour-Eigenzustand zugeordnet werden. In diesem Sinne sind die Massen der Neutrinos ( $m_\nu$ ) zu verstehen. Sind die Masseneigenzustände nicht entartet, so können Neutrinooszillationen auftreten. Hierbei wandeln sich die Flavour-Eigenzustände aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Masseneigenzustände periodisch ineinander um, so daß die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Neutrino zu messen, mit der Entfernung von der Quelle oszilliert.

Der Mechanismus der Neutrinooszillation ist eine mögliche Erklärung für das Sonnen-Neutrino-Problem, welches darin besteht, daß auf der Erde im Vergleich zu den Voraussagen des Standard-Sonnenmodells nur etwa 30% bis 60% Sonnenneutrinos gemessen werden.

Bei den Methoden der direkten Massenbestimmung des Neutrinos, z.B. über die Analyse der Form des Betaspektrums, ergeben sich experimentbedingte Obergrenzen für die noch bestimmbare Neutrinomasse, so daß der Massenbereich  $m_\nu < 1 \text{ eV}$  nur sehr schwer oder vielleicht gar nicht zugänglich ist. Die aktuelle Obergrenze der Elektron-Neutrinomasse ist  $m_{\nu_e} < 4.35 \text{ eV}$  (95%-CL) [Bel95]. Neutrinooszillationsexperimente eröffnen die Möglichkeit, wesentlich kleinere Neutrinomassen (präziser: Differenzen von Massenquadraten  $\Delta m^2$ ) zu bestimmen. Die erreichbare Sensitivität hängt dabei von der Energie der Neutrinos und vom Abstand des Detektors zur Quelle ab. Typische Bereiche z.B. für Reaktorexperimente sind  $\Delta m^2 \approx 0.01 \text{ eV}^2$ .

Trotz zahlreicher Oszillationsexperimente an Reaktoren und Beschleunigern ergab sich bis 1994 keine klare Evidenz für die Existenz von Neutrinooszillationen, es konnten lediglich Obergrenzen für  $\Delta m^2$  und für die Stärke der Mischung der Masseneigenzustände angegeben werden. Am 31. Januar 1995 veröffentlichte eine amerikanische Kollaboration (LSND<sup>1</sup>) in der *New York Times* das sensationelle Ergebnis, Neutrinooszillationen vom Typ  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  nachgewiesen zu haben. Dies wäre der erstmalige Beweis für die Existenz einer von Null verschiedenen Neutrinomasse. Allerdings ergaben sich selbst innerhalb der Kollaboration Zweifel an der Richtigkeit der durchgeführten Analysen, so daß das Resultat durch weitere Experimente überprüft werden muß.

Das deutsch-britische Neutrinoexperiment KARMEN<sup>2</sup> ist derzeit das einzige Neutrinoexperiment, mit dem die von LSND prognostizierten Parameterbereiche für Neutrinooszillation überprüft werden können.

Der KARMEN-Detektor ist ein  $67 \text{ m}^3$  großes Flüssigszintillationskalorimeter, das Neutrinos aus dem *beam stop* des *rapid cycling Proton-Synchrotrons* ISIS nachweist. ISIS produziert  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  mit gleicher Intensität und genau bekannten Energiespektren

<sup>1</sup>Liquid Scintillation Neutrino Detektor

<sup>2</sup>Das Karlsruhe Rutherford Mittel Energie Neutrino Experiment ist eine Kollaboration des Forschungszentrums 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.

( $E < 53 \text{ MeV}$ ), die räumlich isotrop emittiert werden. Aufgrund des extrem gepulsten Protonenstrahls von ISIS lassen sich die  $\nu_\mu$  von den  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  trennen. Aufgrund dieser weltweit einzigartigen Zeitstruktur der *Neutrinoquelle* ergibt sich an ISIS die Möglichkeit, nach  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillationen im *appearance mode* zu suchen, wobei die Oszillationsgrenzen frei vom systematischen Fehler des Neutrinoflusses angegeben werden können. Da bei ISIS nahezu keine  $\bar{\nu}_e$  produziert werden, bietet ISIS ideale Voraussetzungen für die Suche nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen. Die guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors und seine gute Ortsauflösung ermöglichen auch die Suche nach Neutrinooszillationen im *disappearance mode*  $\nu_e \rightarrow x$ .

Neben der Suche nach Neutrinooszillationen wird mit KARMEN auch die Neutrino-Kern-Streuung am astrophysikalisch relevanten  $^{12}\text{C}$ -Kern untersucht. So konnte mit KARMEN erstmals die Anregung des  $^{12}\text{C}$  durch den neutralen schwachen Strom gemessen werden [Ebe92]. Ferner läßt sich mit KARMEN die  $\mu$ -e-Universalität schwacher neutraler Ströme im Energiebereich  $E < 53 \text{ MeV}$  überprüfen. Es konnte weiterhin erstmals der energieabhängige Wirkungsquerschnitt der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion angegeben werden. Auch das Energiespektrum der  $\nu_e$  aus dem  $\mu^+$ -Zerfall (in Ruhe) wurde erstmals bestimmt. Durch Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion können theoretische Modelle der Neutrino-Kern-Anregung *experimentell erreicht* werden, die bei der Berechnung der neutrinoinduzierten Elementsynthese in Sternen verwendet werden. Mit KARMEN ist es auch möglich, den Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Eisen-Wechselwirkung zu bestimmen. Dieser Wirkungsquerschnitt spielt in Supernova-Modellen eine zentrale Rolle.

Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Suche nach Neutrinooszillationen  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  im *appearance mode* und damit eine Überprüfung der positiven Evidenz von LSND, soweit dies die Sensitivität des KARMEN-Detektors erlaubt. Dazu war es notwendig, die Untergrundreaktionen im KARMEN-Detektor präzise zu analysieren und mittels geeigneter Reduktionskriterien zu minimieren. Die Daten wurden mit der *Maximum Likelihood Methode* analysiert, wobei verschiedene Ereignisparameter (Ort, Energie und Zeit) in den Likelihoodanalysen verwendet wurden. Die Ergebnisse werden mit den LSND Resultaten verglichen. Zusätzlich wurden mit Monte-Carlo-Rechnungen die mit KARMEN erreichbaren Oszillationsgrenzen abgeschätzt.

## Kapitel 2

# Die „Neutrinoquelle“ ISIS

Die Spallationsneutronenquelle ISIS befindet sich am Rutherford Appleton Laboratory (RAL) bei Chilton in England. ISIS ist ein *Rapid Cycling Synchrotron* mit einem Durchmesser von etwa 52 m (Abb. 2.2), welches zwei diametral umlaufende Protonenpulse auf 800 MeV beschleunigt. Dadurch ergibt sich ein Protonendoppelpuls mit einem Pulsabstand von 325 ns. Die Pulse haben eine parabelförmige Zeitverteilung von 100 ns Breite (Abb. 2.1). Das Synchrotron arbeitet im 50 Hz Takt, wodurch sich nach jedem Doppelpuls eine Strahlpause von 20 ms ergibt.

Über ein ca. 120 m langes Strahlrohr gelangen die Protonen nach der Extraktion auf ein schwerwassergekühltes Uran- oder Tantaltarget, indem sie gestoppt werden und dabei Spallation von Targetkernen induzieren. Die bei der Spallation entstehenden Neutronen werden durch Schwerwasser und Methan moderiert und gelangen über Strahlrohre zu den verschiedenen Neutronstreuexperimenten.

Die Energieverteilung der Spallationsneutronen reicht in Vorwärtsrichtung bis zur Primärenergie der Protonen, etwa 15% der Neutronen haben dabei Energien über 20 MeV. Um diese hochenergetischen Neutronen und die bei der Spallation entstehenden  $\gamma$ -Quanten abzuschirmen, ist eine sehr massive *biologische* Abschirmung aus 4.2 m dickem Eisen erforderlich.

Neben den Neutronen werden bei der Spallation aber auch neutrale und geladene Pionen erzeugt, wobei der Zerfall der  $\pi^+$  eine intensive Neutrinoquelle darstellt. Die Pionproduktionsrate hängt dabei von der Protonenenergie und vom Targetmaterial ab [Bur95], [Bur95b]. Die Produktionsrate der  $\pi^-$  ist etwas geringer als für die  $\pi^+$ , da sie nur über den Reaktionskanal  $p + n \rightarrow p + p + \pi^-$  erzeugt werden können, wogegen die  $\pi^+$  sowohl über  $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$  als auch über  $p + n \rightarrow n + n + \pi^+$  produziert werden.

ISIS arbeitet im typischen Energiebereich einer Mesonfabrik wie z.B. LAMPF<sup>1</sup>. Der Unterschied zwischen ISIS und einer Mesonfabrik besteht in der Wahl des Targets. In Mesonfabriken werden leichte Materialien (kleines Z) wie z.B.  $^{16}\text{O}$  verwendet. Damit lassen sich hohe Pionproduktionsraten erreichen, wobei allerdings die Rate der Spallationsneutronen

---

<sup>1</sup>Los Alamos Meson Physics Facility

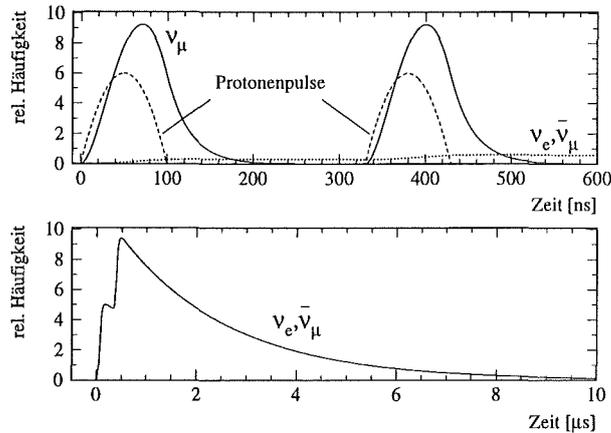
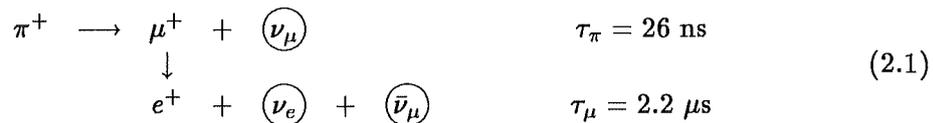


Abbildung 2.1: Zeitstruktur der Protonenpulse und die daraus resultierenden Neutrino-Verteilungen.

klein ist. Da ISIS auf die Produktion von Spallationsneutronen optimiert ist (Uran- oder Tantaltarget), ist die Pionproduktionsrate etwa halb so groß wie am LAMPF, sie beträgt etwa  $0.04 \pi^+$  pro 800 MeV Proton (siehe Tab. 8.1).

Die  $\pi^0$  zerfallen elektromagnetisch in zwei  $\gamma$ -Quanten, mit einer für die elektromagnetische Wechselwirkung typischen Lebensdauer von  $8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$ . Die dabei entstehenden  $\gamma$ -Quanten werden von der massiven Targetabschirmung absorbiert. Die geladenen Pionen werden innerhalb von  $10^{-10} \text{ s}$  im Targetmaterial gestoppt, wobei die  $\pi^-$  von den Targetkernen eingefangen werden, während die  $\pi^+$  über die schwache Wechselwirkung zerfallen und dabei Neutrinos emittieren. Durch die Pionzerfallskette werden drei Neutrino-Flavours mit gleicher Intensität produziert:



Aufgrund der kurzen Lebensdauer der  $\pi^+$  und der ISIS-Zeitstruktur folgen die  $\nu_\mu$  sehr eng dem zeitlichen Verlauf der Protonenpulse (Abb. 2.1). Durch die deutlich längere Lebensdauer des  $\mu^+$  entstehen die  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  im wesentlichen erst nach etwa  $0.5 \text{ } \mu\text{s}$ , wenn die  $\pi^+$  bereits zerfallen und keine  $\nu_\mu$  mehr vorhanden sind.

Damit ist es mit einem Zeitschnitt möglich, die  $\nu_\mu$  von den  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  zu trennen. ISIS ist weltweit die einzige Quelle, die es erlaubt, Neutrinos unterschiedlicher Flavours mittels eines Zeitschnitts zu separieren. Es ergeben sich also zwei Neutrinozeitfenster in denen unterschiedliche Neutrinoreaktionen untersucht werden können, von 0–200 ns und 325–525 ns das  $\nu_\mu$ -Fenster und von 0.55–10.55  $\mu\text{s}$  das  $\nu_e(\bar{\nu}_\mu)$ -Fenster.

Ein entscheidender Vorteil von ISIS für die Durchführung eines Neutrinoexperiments ist das kleine Tastverhältnis (*duty factor*), in dem die Neutrinoereignisse erwartet werden. Mit diesem Faktor wird der strahlunkorrelierte Untergrund unterdrückt. Der *duty factor* ist in Tab. 2.1 zusammen mit dem relativen Neutrinofluß für die beiden Neutrinozeitfenster

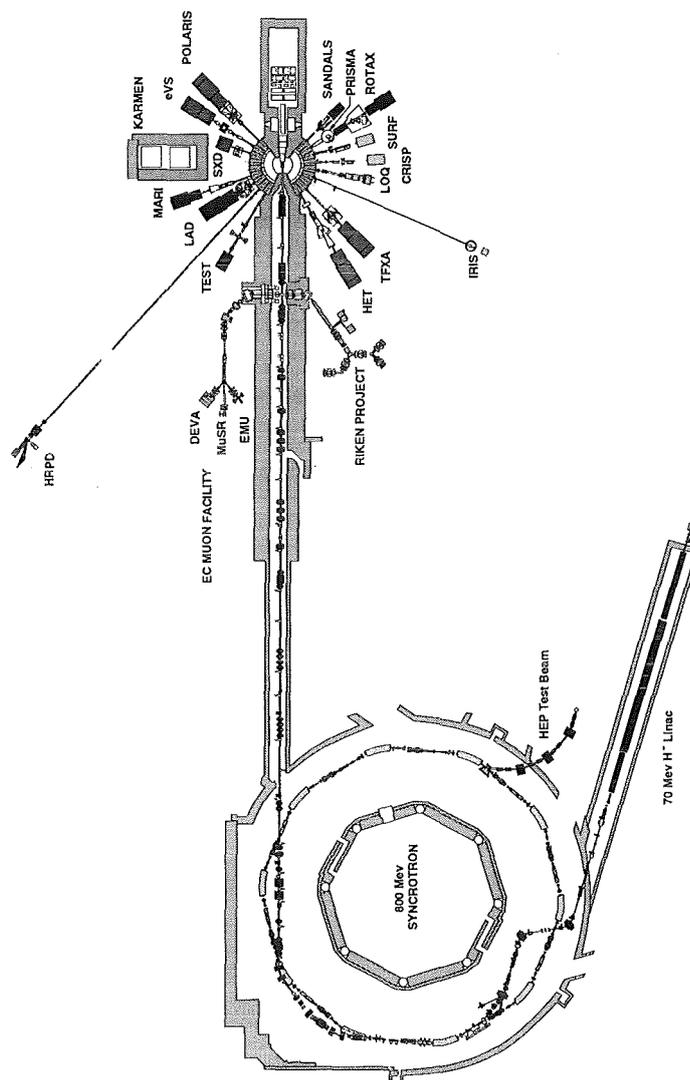


Abbildung 2.2: Das Proton-Synchrotron ISIS mit Targetumgebung.

angegeben. Der nicht strahlkorrelierte Untergrund kann in den 20 ms der Strahlpause mit sehr hoher Präzision gemessen werden.

	Zeitbereich	$\nu_\mu$	$\nu_e$ bzw. $\bar{\nu}_\mu$	duty factor
$\nu_\mu$ -Fenster	0–200 ns 325–525 ns	99.5 %	9.8 %	$2 \times 10^{-5}$
$\nu_e$ -Fenster	0.55–10.55 $\mu$ s	0.1 %	86.9 %	$5 \times 10^{-4}$

Tabelle 2.1: *duty factor* und relativer Neutrinofluß für die verschiedenen Neutrinozeitfenster

Da sowohl der Pion- als auch der Myonzerfall in Ruhe stattfinden, werden alle Neutrinos isotrop emittiert, wodurch der Fluß proportional  $1/r^2$  abnimmt.

Die Energieverteilungen der einzelnen Neutrinos sind durch die Zerfälle genau bestimmt. Das  $\nu_\mu$  ist aufgrund des Zweikörperzerfalls monoenergetisch mit einer Energie von 29.79 MeV. Die Energieverteilung der  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  dagegen ist kontinuierlich, da diese aus einem Dreikörperzerfall stammen. Dieser läßt sich im Rahmen der (V-A)-Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt berechnen [Bou57]:

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

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

Hierbei ist  $E_{\max} = 52.83 \text{ MeV}$  die maximale Neutrinoenergie. Die Energiespektren  $N(\epsilon)$  sind in Abb. 2.3 angegeben.

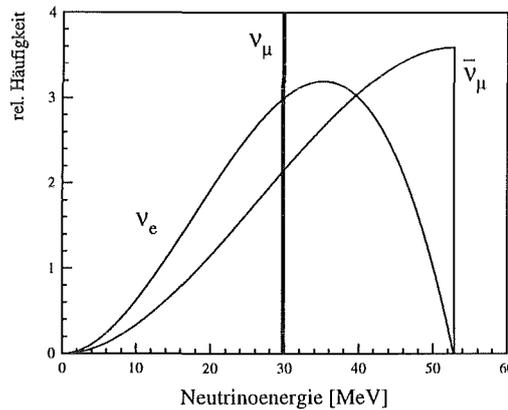


Abbildung 2.3: Energieverteilung der einzelnen Neutrino-Flavours aus dem Pion- und Myonzerfall in Ruhe.

Der Design-Wert des mittleren Strahlstroms von ISIS beträgt  $200 \mu\text{A}$ , der derzeitige mittlere Strom ist etwa  $180 \mu\text{A}$ . Bei 800 MeV und  $200 \mu\text{A}$  ergibt sich für jede Flavour ein Neutrinofluß von  $5.7 \times 10^{13} \nu'/s$ . Typische Reaktor-neutrino-flüsse betragen etwa  $5 \times 10^{20} \bar{\nu}_e'/s$ .

Da ein kleiner Teil der Pionen auch im Flug zerfällt, erhält man eine kleine  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination, die aus den  $\mu^-$ -Zerfällen resultiert. Die relative Kontamination beträgt  $\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi(\bar{\nu}_\mu) = 6.4 \times 10^{-4}$  (siehe Kap. 8.3).

Die genannten Merkmale machen ISIS zu einer weltweit einzigartigen Neutrinoquelle, an der sich ein breites Spektrum von physikalischen Fragestellungen bezüglich der Natur des Neutrinos und seiner Wechselwirkung mit KARMEN untersuchen läßt.

Im nächsten Kapitel werden die physikalischen Ziele und Reaktionssignaturen des KARMEN-Experiments vorgestellt, die entscheidend von den Merkmalen der ISIS-Neutrinoquelle geprägt werden.

## Kapitel 3

# Physikalische Ziele und ihre Reaktionssignaturen

Die ISIS-Neutrinoquelle bietet vielfältige Möglichkeiten, die intrinsischen Eigenschaften der Neutrinos, aber auch ihre Wechselwirkung mit der Kernmaterie im astrophysikalisch interessanten Energiebereich bis 50 MeV zu untersuchen [Zei94]. Dabei sind die genau definierten Energiespektren der Neutrinos, die räumlich isotrope Emission der verschiedenen Flavours ( $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ) mit gleicher Intensität, sowie die gepulste Zeitstruktur von ISIS und die damit verbundene Möglichkeit der Trennung der verschiedenen Flavours, von entscheidender Bedeutung. Es eröffnet sich neben der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Neutrino-Kern-Wechselwirkung [Zei94] auch die Möglichkeit, Präzisionstests des Standardmodells bei niedrigen Energien ( $E_\nu \leq 53 \text{ MeV}$ ) durchzuführen und nach einer Physik jenseits des Standardmodells zu suchen [Dre94].

Da die Wirkungsquerschnitte der Neutrinoreaktionen (im Energiebereich der ISIS-Neutrinos) im Bereich von  $10^{-42} \text{ cm}^2$  sind, ist neben einem hohen Neutrinofluß ein massives Target zum Nachweis der Neutrinowechselwirkungen erforderlich. Der KARMEN-Detektor ist deshalb ein  $67 \text{ m}^3$  großes Flüssigszintillationskalorimeter mit einer aktiven Masse von 56 t. Damit stehen für die Neutrinowechselwirkung im wesentlichen Kohlenstoff- (98.9%  $^{12}\text{C}$ , 1.1%  $^{13}\text{C}$ ) und Wasserstoffkerne zur Verfügung, mit denen sich folgende Reaktionen untersuchen lassen:

### Physik innerhalb des Standardmodells

- Neutrino-Kern-Wechselwirkung am  $^{12}\text{C}$ -Kern des Szintillators durch den geladenen schwachen Strom (*charged current*, CC) und den neutralen schwachen Strom (*neutral current*, NC).
- Neutrino- $^{13}\text{C}$ -Reaktionen über den geladenen schwachen Strom
- Neutrino- $^{56}\text{Fe}$ -Reaktionen über den geladenen schwachen Strom
- Nukleare Einfangreaktionen gestoppter kosmischer Myonen an  $^{12}\text{C}$  und  $^{13}\text{C}$

### Physik jenseits des Standardmodells

- Suche nach den Neutrinooszillationen  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  und  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  im *appearance mode*, sowie  $\nu_e \rightarrow x$  im *disappearance mode*.
- Suche nach seltenen, leptonzahlverletzenden Zerfällen des Pions und des Myons

## 3.1 Neutrino-Kern-Wechselwirkung

Die Untersuchung der Neutrinowechselwirkung am  $^{12}\text{C}$ -Kern ist in mehrfacher Hinsicht von Bedeutung. Es lassen sich zum einen die Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten im Bereich niedriger Energien überprüfen. Dies ist besonders auch für die Astrophysik interessant, da die Modelle zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte bei der Untersuchung der neutrinoinduzierten Nukleosynthese in Supernovae angewandt werden. Da die Supernova-Neutrinos ebenfalls Energien bis etwa 50 MeV haben, ist ISIS somit eine ideale Testquelle. Hierbei ist besonders der inklusive Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$  interessant, da durch die nachfolgenden Zerfallsprozesse des angeregten Stickstoffkerns ein Erzeugungsmechanismus für das mit hoher galaktischer Häufigkeit vorkommende  $^{11}\text{B}$  gegeben wäre [Woo90], [Har91]. Ferner sind die  $^{12}\text{C}$ -Kerne ein Hauptbestandteil aller organischer Flüssigszintillatoren, die immer mehr als Nachweismedium für Neutrinoreaktionen benutzt werden, wie z.B. bei MACRO [Bar93] und LVD [Agl93]. Mit diesen Detektoren läßt sich der Neutrinofluß von Supernova-Explosionen über den neutralen Strom (NC) *flavour-unabhängig* bestimmen. Dies setzt jedoch die Gültigkeit der *Flavour-Universalität* im Energiebereich bis 50 MeV voraus. Diese kann mit KARMEN über die Neutrinoreaktionen am  $^{12}\text{C}$ -Kern überprüft werden. Neben dem CHARM-Experiment [Dor86] ist KARMEN das einzige Experiment, daß die Flavour-Universalität des neutralen schwachen Stroms überprüft hat, wobei CHARM die Gültigkeit nur bei hohen Impulsüberträgen untersuchte.

In Abb. 3.1 ist das Isospintriplett des  $A = 12$ -Systems mit den erlaubten neutrinoinduzierten Übergängen dargestellt. Die Neutrino-Kernwechselwirkung durch den geladenen Strom erfolgt über den Austausch von  $W^\pm$ -Bosonen. Hierbei können innerhalb des Isospintripletts die Übergänge  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}$  und  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}$  induziert werden, wobei der letztere bei KARMEN nicht als neutrinoinduzierter Übergang beobachtet werden kann, da keine  $\bar{\nu}_e$  im Quellspektrum vorhanden sind<sup>1</sup>. Der Übergang zum  $^{12}\text{B}(1^+, 1)$  kann bei KARMEN jedoch über Myoneinfangreaktionen am  $^{12}\text{C}$ -Kern beobachtet werden [Gra92], [Jan94]. Die Übergänge  $^{12}\text{C}(0^+, 0) \rightarrow ^{12}\text{N}(1^+, 1)$  und  $^{12}\text{C}(0^+, 0) \rightarrow ^{12}\text{C}(1^+, 1, 15.11 \text{ MeV})$  werden nur von der *isovektoriellen* ( $\Delta T = 1$ ) und *axialvektoriellen* ( $\Delta J = 1$ ) Komponente des schwachen hadronischen Stroms induziert. Der  $^{12}\text{C}$ -Kern stellt für den schwachen hadronischen Strom somit ein *Spin-Isospin-Filter* dar.

<sup>1</sup>Hierbei kann der geringe Anteil an  $\bar{\nu}_e$  aus der  $\pi^-$ -Zerfallskette vernachlässigt werden (Kap. 8.3). Die im Falle der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation auftretenden  $\bar{\nu}_e$  werden bei KARMEN über den inversen Betazerfall am Proton, und nicht über die  $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}$ -Reaktion nachgewiesen, da der Reaktionsrate für die  $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ -Reaktion um den Faktor 18.4 größer ist als für die Reaktion  $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}$  (Anhang B.2).

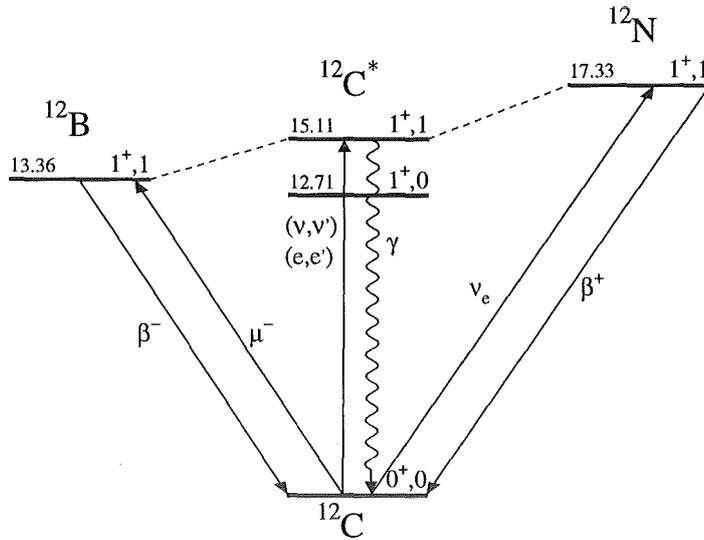


Abbildung 3.1: Das  $A = 12$  Isospintriplett.

Die Übergangsmatrixelemente lassen sich bei niedrigen Energien mit Hilfe des Fermi'schen Strom-Strom Ansatzes bestimmen.

$$M = \frac{G_F \cos \Theta_C}{\sqrt{2}} j_\mu^l J^{h\mu} \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $j_\mu^l = \bar{\psi}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}$  der leptonische Strom nach dem Standardmodell. Für die Berechnung des hadronischen Stroms  $J^{h\mu}$  sind theoretische Modelle notwendig, welche die Kernstruktur berücksichtigen. Die Modelle lassen sich dabei in zwei Klassen einteilen:

1. **Mikroskopische Modelle**, in diesen wird die Anregung der einzelnen Nukleonen berücksichtigt, wobei im wesentlichen das Schalenmodell als Grundlage dient. Das Übergangsmatrixelement ergibt sich dann als Summe der Einzelmatrixelemente der Nukleonen. Ein häufig angewandtes Modell ist das *Donnelly-Walecka-Modell* [Don85].

Als weiteres mikroskopisches Modell sei die *Continuum Random Phase Approximation* genannt, sie eignet sich vor allem zur Beschreibung von Kernzuständen, die oberhalb der Teilchenemissionsschwelle liegen [Kol92], [Kol94].

2. Beim **Elementarteilchen-Modell** wird der Kern als elementares Teilchen behandelt und die Kerndynamik durch nukleare Formfaktoren<sup>2</sup>  $F_{A,M,P,T}(q^2)$  beschrieben [Kim65], [Fuk88].

Die Wirkungsquerschnitte für Neutrinoreaktionen am  $^{12}\text{C}$ -Kern wurden von [Fuk88] mit Hilfe des Elementarteilchen-Modells berechnet. Die dabei verwendeten Formfaktoren und deren  $q^2$ -Abhängigkeit werden im folgenden kurz dargestellt, um das physikalische Programm von KARMEN zu motivieren.

<sup>2</sup> A=axial, M=magnetisch, P=pseudoskalar, T=tensoriell, q: Vierimpulsübertrag

Die axialen und tensoriellen Formfaktoren  $F_A(q^2 = 0)$  und  $F_T(q^2 = 0)$  wurden aus den  $ft$ -Werten der Betazerfälle  $^{12}B_{g.s.} \rightarrow ^{12}C_{g.s.}$  und  $^{12}N_{g.s.} \rightarrow ^{12}C_{g.s.}$  des  $A = 12$ -Isospintripletts bestimmt. Aufgrund der Verletzung der Isospinsymmetrie durch die Coulombwechselwirkung beträgt der Fehler der beiden Formfaktoren etwa 6% und ist damit größer als der gesamte Beitrag von  $F_T$ , der bei 15 MeV nur etwa 2% beträgt, weshalb  $F_T$  bei der Berechnung des Übergangsmatrixelements vernachlässigt werden kann. Der Beitrag  $F_P(q^2 = 0)$  kann für Energien  $E < 53$  MeV ebenfalls vernachlässigt werden, da dieser Formfaktor proportional dem Quadrat der Masse der beteiligten Leptonen ist. Selbst beim Myoneinfang an  $^{12}C$  trägt  $F_P$  nur zu etwa 4% bei [Gra92].  $F_M(q^2 = 0)$  ergibt sich aus der M1-Übergangsrate des  $\gamma$ -Übergangs  $^{12}C^*(1^+, 1) \rightarrow ^{12}C_{g.s.} + \gamma$ . Unter Anwendung der CVC-Hypothese erhält man für den geladenen (CC) und neutralen (NC) Strom die folgenden  $q^2$ -Abhängigkeiten:

$$\begin{aligned} F_M^{CC}(q^2) &= \sqrt{2} \mu(q^2) \\ F_M^{NC}(q^2) &= (1 - 2\sin^2 \Theta_W) \mu(q^2) \end{aligned}$$

Dabei ist  $\mu(q^2)$  der elektromagnetische Formfaktor, der sich aus der Elektronstreuung an  $^{12}C$  bestimmen läßt. Beim neutralen Strom wird der Anteil der rechtshändigen Ströme durch den Weinbergwinkel  $\Theta_W$  berücksichtigt.  $F_A(q^2)$  ist bisher lediglich für  $q^2 = 0$  aus den oben genannten Betazerfällen und für  $q^2 = 0.424m_\pi^2$  aus der Myoneinfangreaktion an  $^{12}C$  bekannt. Für die  $q^2$ -Abhängigkeit von  $F_A$  wird die folgende Beziehung angenommen:

$$\frac{F_A^{CC}(q^2)}{F_A^{CC}(q^2 = 0)} = \frac{\mu(q^2)}{\mu(q^2 = 0)} = \frac{F_M^{CC}(q^2)}{F_M^{CC}(q^2 = 0)} \quad (3.2)$$

Diese Beziehung ist innerhalb von 10% über die Myoneinfangreaktionen bestätigt [Noz83]. Für den neutralen Strom reduziert sich der Formfaktor um den Isospinfaktor  $\sqrt{2}$ , man erhält  $F_A^{NC}(q^2) = F_A^{CC}(q^2)/\sqrt{2}$ .

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional dem Phasenraumfaktor und dem Quadrat des Übergangsmatrixelements  $|M|$ .

$$\sigma \sim (E_\nu - \Delta E)^2 |M|^2 \quad (3.3)$$

$$|M|^2 \sim |F_A^2(q^2) \pm F_A(q^2)F_M(q^2) + F_M^2(q^2)| \quad (3.4)$$

wobei  $\Delta E$  die Schwelle der betrachteten Neutrinoreaktion ist, das positive Vorzeichen bei  $F_A F_M$  gilt dabei für die Kernanregung durch Neutrinos, das negative Vorzeichen für Anregung durch Antineutrinos (Interferenzterm).

Für die Wirkungsquerschnitte der  $^{12}C$ -Kernanregung durch den neutralen und geladenen Strom ergibt sich die wichtige Beziehung

$$\sigma^{NC} \approx \frac{1}{2} \sigma^{CC}, \quad (3.5)$$

die im Energiebereich der ISIS-Neutrinos gültig ist. Da das  $^{12}C(1^+, 1, 15.11 \text{ MeV})$ -Niveau über den neutralen Strom durch Austausch eines  $Z^0$ -Bosons angeregt wird, kann der Übergang sowohl durch die  $\nu_e$  als auch durch die  $\bar{\nu}_\mu$  induziert werden. Da bei KARMEN nicht zwischen einer Anregung durch  $\nu_e$  oder  $\bar{\nu}_\mu$  unterschieden werden kann, und die Neutrinos

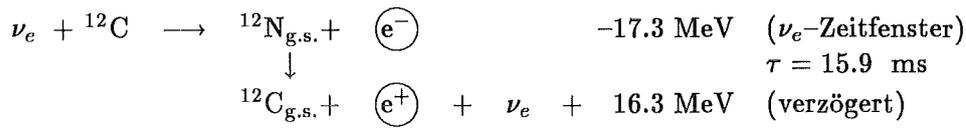
mit gleicher Intensität auftreten, ergibt sich der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt aus der Summe der einzelnen Wirkungsquerschnitte.  $\langle \sigma^{NC} \rangle = \langle \sigma_{\nu_e}^{NC} \rangle + \langle \sigma_{\bar{\nu}_\mu}^{NC} \rangle$  Die Anregung des  $^{12}\text{C}$ -Kerns durch den geladenen Strom ist nur mit den  $\nu_e$  möglich. Unter der Annahme, daß die  $\nu_e$  und die  $\bar{\nu}_\mu$  gleich stark an das  $Z^0$  koppeln ( $\mu - e$ -Universalität) ergibt sich für das meßbare Verhältnis  $R$  der Wirkungsquerschnitte :

$$R = \frac{\langle \sigma^{NC} \rangle}{\langle \sigma^{CC} \rangle} \approx 1$$

Das Verhältnis  $R$  ist weitgehend unabhängig von der Darstellung der Formfaktoren. Ferner kann das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ohne große systematische Fehler bestimmt werden, da sich Unsicherheiten wie etwa der Neutrinofluß kompensieren. Durch den Vergleich des gemessenen und berechneten Verhältnisses  $R$ , läßt sich mit KARMEN die in der Theorie vorausgesetzte  $\mu - e$ -Universalität überprüfen.

#### Messung der *charged current* Reaktion (CC) $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$

Die exklusive CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  wird im KARMEN-Detektor über eine sequentielle Signatur nachgewiesen:



Dabei wird im Zeitfenster der  $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$  nach einem Elektron mit einer Energie bis zu 35.5 MeV (52.8 MeV - 17.3 MeV) gesucht, welches räumlich und zeitlich mit dem Positron aus dem Betazerfall des  $^{12}\text{N}$ -Kerns korreliert ist. Aufgrund dieser klaren Koinzidenzsignatur ergibt sich ein sehr gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis von etwa 35:1. Mit KARMEN ergibt sich für die  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion ein flußgemittelter Wirkungsquerschnitt von [Fai95]:

$$\langle \sigma_{\text{excl}}^{CC} \rangle = (9.2 \pm 0.44(\text{stat.}) \pm 0.80(\text{syst.})) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (3.6)$$

Die Messung ist in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten verschiedener Autoren (siehe Tab. 3.1). Abbildung 3.2 zeigt die Energie- und Zeitverteilung des prompten Elektrons sowie des sequentiellen Positrons zusammen mit dem Untergrund. Das prompte Elektron folgt der erwarteten exponentiellen Zeitverteilung der  $\nu_e$  von  $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ . Die Differenzzeit zwischen Positron und Elektron wird ebenfalls sehr gut durch die erwartete Lebensdauer des  $^{12}\text{N}$ -Kerns von  $\tau = 15.9 \text{ ms}$  beschrieben. Aufgrund der guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors ( $\Delta E/E = 11.5\%/\sqrt{E [\text{MeV}]}$ ) läßt sich aus dem gemessenen Energiespektrum der Elektronen der energieabhängige Wirkungsquerschnitt und das Energiespektrum der  $\nu_e$  bestimmen. Hierfür ist eine Entfaltung des Elektronspektrums [Kle94] mit der Detektorantwortfunktion notwendig, die mit dem KARMEN-Monte-Carlo Programm (KARMEN-MC) bestimmt wird [Eit95]. Abbildung 3.3a zeigt das Elektronspektrum nach der Entfaltung mit der Detektorantwortfunktion. Wird die Energieverteilung der  $\nu_e$  als bekannt vorausgesetzt, so läßt sich der energieabhängige Wirkungsquerschnitt bestimmen (Abb. 3.3b) und damit die Annahme bezüglich der  $q^2$ -Abhängigkeit von  $F_A$  überprüfen [Bod94b], [Höb95]. Setzt man die Kenntnis des

Autor	Modell	$\langle \sigma^{CC} \rangle$ in $10^{-42} \text{ cm}^2$		$\mu$ -e-Universalität $R = \langle \sigma^{NC} \rangle / \langle \sigma^{CC} \rangle$	Ref.
		$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$		
Fukugita	EPM	9.2	—	1.08	[Fuk88]
Mintz	EPM	9.0	—	1.18	[Min89]
Donnelly	LWL	9.4	3.7	1.27	
Kolbe	CRPA	9.3	6.3	1.13	[Kol94]

Tabelle 3.1: Theoretische, flußgemittelte *Charged Current* Wirkungsquerschnitte verschiedener Autoren. EPM bezeichnet die Berechnung nach dem Elementarteilchen-Modell, LWL nach dem Donnelly-Walecka-Modell (*long wavelength limit*) und CRPA nach der Continuum Random Phase Approximation. Zusätzlich ist das Verhältnis der flußgemittelten Wirkungsquerschnitte der exklusiven NC- und CC-Neutrino-Kernanregung von  $^{12}\text{C}$  angegeben.

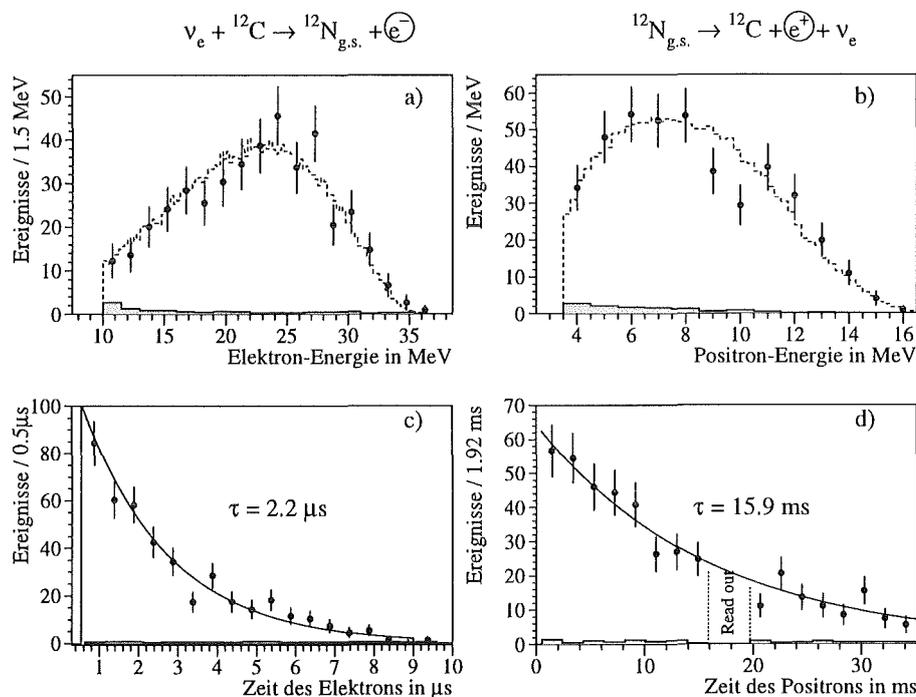


Abbildung 3.2: Energie- und Zeitspektren für die CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ . Die gestrichelten Linien stellen die Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort dar. Die grau unterlegten Flächen repräsentieren den gemessenen Untergrund.

energieabhängigen Wirkungsquerschnitts voraus, so läßt sich das Quellspektrum der  $\nu_e$  ermitteln (Abb. 3.3c). Mit dem so bestimmten  $\nu_e$ -Quellspektrum ergibt sich die Möglichkeit, die Struktur der schwachen Wechselwirkung am Beispiel des Myonzerfalls (rein leptonischer Prozess) zu untersuchen. Dabei ist KARMEN bisher das einzige Experiment, das beim Myonzerfall nicht die geladenen Leptonen sondern die Neutrinos nachweist. Die Form

des Neutrinoenergiespektrums hängt dabei von der Art der beteiligten Wechselwirkungsanteilen ab [Fet92], [Fet94]. Aus der Form des Neutrino-Energiespektrums lassen sich mit KARMEN Grenzen für die skalaren und tensoriellen Kopplungskonstanten bestimmen, die durch den Parameter  $\omega_L \neq 0$  beschrieben werden [Kle94], [Fai95].

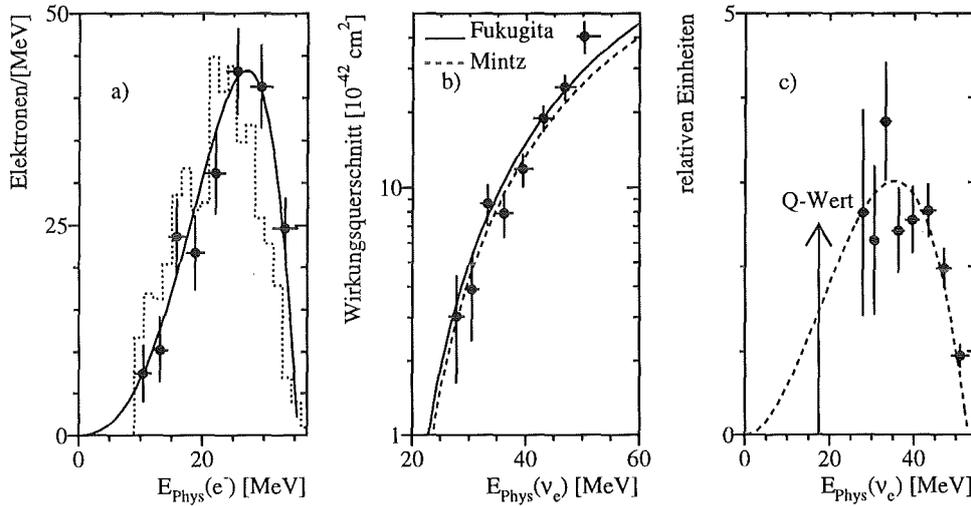
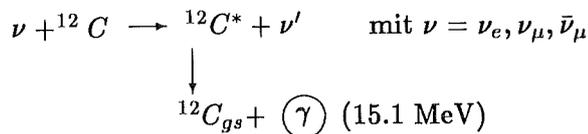


Abbildung 3.3: a) Energieverteilung der Elektronen nach der Entfaltung mit der Detektor-Antwortfunktion. Der theoretische Verlauf (Linie) und das gemessene Spektrum (Histogramm) ist ebenfalls dargestellt.  
 b) Vergleich des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Rechnungen.  
 c) Energiespektrum der  $\nu_e$ , mit dem für  $\omega_L = 0$  erwarteten Verlauf nach dem Standardmodell.

### Messung der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$

Die Anregung des  $(1^+, 1, 15.11 \text{ MeV})$ -Niveaus des  $^{12}\text{C}$ -Kerns erfolgt über den Austausch eines  $Z^0$ -Bosons und kann durch alle an ISIS produzierten Neutrinos ( $\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu$ ) induziert werden:



Der Reaktionsnachweis erfolgt in KARMEN über den Nachweis des 15.11 MeV Quants, das in 92% aller Übergänge emittiert wird [Ajz90]. Dieses *single prong* Ereignis ist weit weniger gut von möglichen Untergrundreaktionen zu trennen als die oben beschriebene CC-Reaktion. Dennoch ist es mit KARMEN möglich, auch diese Reaktion mit einem

Signal-zu-Untergrundverhältnis von etwa 2:1 nachzuweisen. Dabei wurde die Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom mit dem KARMEN-Detektor erstmalig nachgewiesen [Bod91], [Ebe92]. Als flußgemittelten Wirkungsquerschnitt für die Anregung durch die  $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Neutrinos ergibt sich [Sch95]:

$$\langle \sigma_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}^{NC} \rangle = (10.8 \pm 0.7(stat.) \pm 1.2(syst.)) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (3.7)$$

Hierbei kann nicht zwischen der Anregung durch  $\nu_e$  oder  $\bar{\nu}_\mu$  unterschieden werden, da beide Flavours im gleichen Zeitfenster mit gleicher Intensität auftreten.

Durch eine stetige Verbesserung der Abschirmung des strahlkorrelierten Untergrunds und eine präzise Bestimmung der Neutrinoankunftszeit im Detektor (siehe Kap. 5.4) war es möglich, auch die  $\nu_\mu$ -induzierte Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$  zum 15.11 MeV Niveau nachzuweisen [Ste95].

$$\sigma_{\nu_\mu}^{NC} = (2.4 \pm 0.5(stat.) \pm 0.35(syst.)) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (3.8)$$

Hierbei handelt es sich nicht um einen flußgemittelten Wirkungsquerschnitt, da die  $\nu_\mu$  monoenergetisch ( $E_{\nu_\mu} = 29.8 \text{ MeV}$ ) sind. Beide Wirkungsquerschnitte der NC-Anregung sind in sehr guter Übereinstimmung mit den berechneten Werten (Tab. 3.2). Abbildung 3.4

$\langle \sigma^{NC} \rangle$ in $10^{-42} \text{ cm}^2$			
Autor	$\langle \sigma^{NC} \rangle(\nu_e + \bar{\nu}_\mu)$	$\sigma^{NC}(\nu_\mu)$	Ref.
Bernabéu	10.3	—	[Ber79]
Fukugita	9.9	2.74	[Fuk88]
Minz	10.6	2.70	[Pou90]
Parthasarathy	9.9	2.59	[Par94]
Kolbe	10.5	2.80	[Kol94]

Tabelle 3.2: Theoretische, flußgemittelte *Neutral Current* Wirkungsquerschnitte verschiedener Autoren.

zeigt das Energiespektrum der *single prong* Ereignisse, welche durch die  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  induziert werden. Man erhält einen deutlichen *Peak* bei etwa 15 MeV, der aus der NC-Kernanregung zum 15.11 MeV  $^{12}\text{C}$ -Niveau resultiert. Die breite Verteilung bis etwa 35 MeV wird durch die in der Abbildung angegebenen Neutrinoreaktionen verursacht. Weiterhin läßt sich aus dem *single prong* Spektrum der Wirkungsquerschnitt für die *inklusive* CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$  bestimmen [Wol95].

$$\langle \sigma^{CC}(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*) \rangle = (5.40 \pm 0.91(stat.) \pm 0.41(syst.)) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (3.9)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist besonders für die Überprüfung astrophysikalischer Modelle der neutrinoinduzierten Nukleosynthese von Bedeutung.

Durch die stetige Verringerung des Untergrunds und die zunehmende Verbesserung des Detektor-Simulationsprogramms konnte auch die Neutrino-Eisen-Wechselwirkungen beschrieben und gemessen werden. Mit KARMEN ist damit die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für  $^{56}\text{Fe}$  und  $^{13}\text{C}$  [Ruf95] mit Hilfe einer zweidimensionalen Likelihoodanalyse möglich.

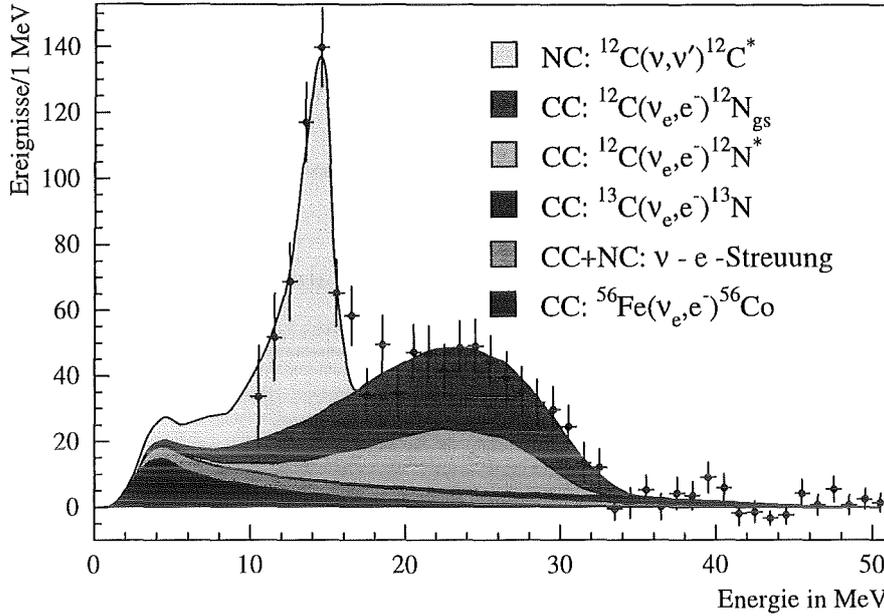


Abbildung 3.4: Energieverteilung von  $\nu$ -induzierten *single prong* Reaktionen in KAR-MEN nach Abzug des kosmischen Untergrunds. Zusätzlich sind die Beiträge von CC- und NC-Reaktionen angegeben, sie wurden mit dem KAR-MEN-MC bestimmt

Die Neutrino-Elektron-Streuung, eines der ursprünglichen Ziele des Experiments, konnte bisher bei KAR-MEN nicht direkt nachgewiesen werden, da sich dieser Prozess nicht von anderen Neutrinoereaktionen trennen läßt (siehe Abb. 3.4).

### $\nu_\mu$ - $\nu_e$ -Universalität

Wie oben erwähnt, läßt sich über das Verhältnis von NC- und CC-Wirkungsquerschnitt überprüfen, ob die  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  mit der gleichen Stärke an das  $Z^0$  koppeln. Für die  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  ergibt sich ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von [Wol95]:

$$R = \frac{\langle \sigma^{NC}(^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*) \rangle}{\langle \sigma^{CC}(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}) \rangle} = 1.17 \pm 0.13(\text{stat.}) \pm 0.013(\text{syst.}) \quad (3.10)$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten (siehe Tab. 3.1). Damit ist die  $\nu_\mu$ - $\nu_e$ -Universalität innerhalb der angegebenen Fehler bis zu Energien von 53 MeV überprüft. Dies ist besonders für astrophysikalische Neutrinoexperimente von Bedeutung, die den bolometrischen Fluß von Supernova-Neutrinos, aber auch Sonnen-Neutrinos über NC-Reaktionen bestimmen wollen. Die bolometrische Bestimmung des Sonnen-Neutrino-flusses würde insbesondere zur Klärung des *Sonnen-Neutrino-Problems* erheblich beitragen.

### 3.2 Suche nach Neutrino-Oszillationen

Unter Neutrinooszillation versteht man das Umwandeln eines Neutrino-Flavour-Eigenzustandes in einen anderen Flavour-Eigenzustand. Es handelt sich dabei um ein quantenmechanisches Interferenzphänomen, für dessen Auftreten im wesentlichen drei Voraussetzungen erfüllt sein müssen:

1. Die Neutrinos müssen eine von Null verschiedene Ruhemasse haben.
2. Die Flavour-Eigenzustände ( $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ ) dürfen nicht mit den Masseneigenzuständen ( $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle$ ) identisch sein.
3. Die Massen-Eigenzustände dürfen nicht entartet sein.

Im Falle von drei Neutrino-Flavours lassen sich die Flavour-Eigenzustände  $|\nu_l\rangle$  als Mischung der Masseneigenzustände  $|\nu_m\rangle$  darstellen.

$$|\nu_l\rangle = \sum_{m=1}^3 U_{lm} |\nu_m\rangle \quad (3.11)$$

Dabei ist  $U_{lm}$  die unitäre Mischungsmatrix. Wird ein Neutrino durch die schwache Wechselwirkung in einem Flavour-Eigenzustand erzeugt ( $|\nu_l(x=0, t=0)\rangle$ ), so ist zur Zeit  $t$  am Ort  $x$  das Neutrino im allgemeinen nicht mehr in seinem ursprünglichen Eigenzustand, da sich aufgrund der unterschiedlichen Impulswerte, die Masseneigenzustände zeitlich nicht gleich entwickeln. Es tritt eine Verbreiterung des *Neutrino-Wellenpakets* durch *Dispersion* auf. Man erhält am Ort  $x$  zur Zeit  $t$  den Zustand

$$\begin{aligned} |\nu_l(x, t)\rangle &= \sum_{m=1}^3 U_{lm} |\nu_m(x, t)\rangle \\ &= \sum_{m=1}^3 U_{lm} e^{-i(E_m t - p_m x)/\hbar} |\nu_m(x=0, t=0)\rangle \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeit, am Ort  $x$  zur Zeit  $t$  den Neutrino-Flavour-Eigenzustand  $\nu_{l'}$  zu beobachten ergibt sich zu:

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = |\langle \nu_{l'} | \nu_l(x, t) \rangle|^2 \quad (3.12)$$

Beschränkt man sich auf zwei Neutrino-Flavours, so vereinfacht sich der Formalismus gegenüber dem allgemeinen Fall [Bil87] erheblich. Statt Gl. 3.11 ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Werden von einer Neutrinoquelle die Neutrinos  $\nu_l$  emittiert, so ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit  $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})$ , ein Neutrino  $\nu_{l'}$  im Abstand  $L$  von der Quelle zu beobachten, nach [Boe92] die folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) &= \sin^2(2\Theta) \sin^2\left(\frac{1.27 \times \Delta m^2 [\text{eV}^2] \times L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]}\right) \text{ mit } l \neq l' \quad (3.14) \\ \Delta m^2 &= |m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2| \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet  $P$  die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines in der Quelle ursprünglich nicht vorhandenen Neutrino-Flavour-Eigenzustandes (*appearance Oszillation*). Die Oszillationswahrscheinlichkeit wird im Falle der Beschränkung auf zwei Flavours durch zwei unabhängige Parameter, der Differenz der Massenquadrate  $\Delta m^2$  (der Masseneigenzustände) und dem Mischungswinkel  $\Theta$  festgelegt. Dabei gibt  $\sin^2(2\Theta)$  die Amplitude der Oszillation an. Bei der Ableitung von Gl. 3.14 wurde die Näherung  $E \approx p + m^2/(2p)$  gemacht, was  $m \ll p$  voraussetzt. Diese Voraussetzung ist durch die Obergrenzen der direkten Neutrino-Massenbestimmung für den Energiebereich der ISIS-Neutrinos gut erfüllt. Die derzeitigen Obergrenzen der Neutrinomassen betragen:

$m_{\nu_e}$	< 4.35	eV	CL=95%	[Bel95]
$m_{\nu_\mu}$	< 0.16	MeV	CL=90%	[Ass94]
$m_{\nu_\tau}$	< 24	MeV	CL=95%	[Bus95]

Mit Hilfe des zweiten  $\sin^2$ -Terms läßt sich die Oszillationslänge  $L_{Osz}$  definieren.

$$L_{Osz}[\text{m}] = \frac{\pi E_\nu[\text{MeV}]}{1.27 \Delta m^2[\text{eV}^2]} \quad (3.15)$$

Die Oszillationslänge gibt den Abstand an, nach dem sich ein Neutrino-Flavour-Eigenzustand wieder mit der gleichen Wahrscheinlichkeit  $P$  nachweisen läßt.

Der  $\Delta m^2$ -Bereich, für den ein Experiment die maximale Sensitivität für den Nachweis von Neutrinooszillationen hat, ist von dem Verhältnis  $L/E_\nu$  abhängig<sup>3</sup>. Für die verschiedenen Neutrinoquellen ist dieses Verhältnis in Tab. 3.3 mit dem zugehörigen  $\Delta m^2$ -Bereich angegeben. Wie Tab. 3.3 zeigt, lassen sich mit Neutrinooszillations-Experimente wesentlich

	$\langle \frac{L}{E} \rangle$	$\Delta m^2[\text{eV}^2]$
Beschleuniger	$10^{-1} - 10^1$	$10^{-1} - 10^1$
Reaktor	$10^0 - 10^2$	$10^{-2} - 10^0$
Atmosphäre	$10^2 - 10^4$	$10^{-4} - 10^{-2}$
Sonne	$10^{10} - 10^{11}$	$10^{-11} - 10^{-10}$
Supernova	$10^{19} - 10^{20}$	$10^{-20} - 10^{-19}$

Tabelle 3.3: Meßbarer  $\Delta m^2$ -Bereich für verschiedene Neutrinoquellen ( $\langle \frac{L}{E} \rangle$ -Werte nach [Bah89]).

kleinere Neutrino-Massenbereiche  $\Delta m^2$  überprüfen, als mit den Methoden der direkten Massenbestimmung.

Damit die Neutrinooszillation beobachtbar ist, muß wie bei allen Interferenzphänomenen eine Kohärenzbedingung erfüllt sein. Hierbei darf die Dispersion des Neutrino-Wellenpaketes am Beobachtungspunkt nicht größer sein als die ursprüngliche Ausdehnung des

<sup>3</sup>Ein *appearance* Oszillationsexperiment hat die maximale Sensitivität für den Nachweis von Oszillationen, wenn es sich im Abstand  $L_{Osz}/2$  von der Neutrinoquelle befindet. Beträgt der Abstand zur Quelle  $(2n-1)/2L_{Osz}$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ , so verringert sich die Sensitivität zunehmend bis auf etwa die Hälfte des maximalen Sensitivität (für große  $n$ ). Dies ist eine Folge der räumlichen Ausdehnung des Detektors und der Quelle, über die eine Integration durchzuführen ist (siehe Gl. 3.18 und Kap. 8.1, Abb. 8.5).

Wellenpakets in Neutrinoflugrichtung. Die Entfernung, bei der die Kohärenzbedingung gerade noch erfüllt ist, wird in vielfachen der Oszillationslänge  $L_{Osz}$  angegeben [Obe92]:

$$N_{max} = 10^{12} \times d[\text{m}] \times E_\nu[\text{MeV}] \quad (3.16)$$

Hierbei ist  $d$  die ursprüngliche Ausdehnung des Wellenpakets in Neutrinoflugrichtung. Für die monoenergetischen  $\nu_\mu$  von ISIS ( $E_{\nu_\mu} = 29.8 \text{ MeV}$ ) ergibt sich  $N_{max} \approx 2 \times 10^{14}$ . Damit ist die Kohärenzbedingung keine limitierende Größe für den Nachweis von Neutrinooszillationen, da erst für  $\Delta m^2 > 1 \text{ GeV}^2$  diese nicht mehr erfüllt ist. Für die  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  ergibt sich ein noch größerer Wert, da aufgrund der längeren Lebensdauer des Myons die Ausdehnung des Wellenpakets am Entstehungsort etwa um den Faktor 100 größer ist. Ist die Kohärenzbedingung nicht mehr erfüllt, so erhält man für die Oszillationswahrscheinlichkeiten:

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_l) &= 1 - \frac{\sin^2(2\Theta)}{2} \quad (\text{disappearance}) \\ P(\nu_l \rightarrow \nu_l) &= \frac{\sin^2(2\Theta)}{2} \quad (\text{appearance}) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Dabei ist die Oszillationswahrscheinlichkeit nicht mehr von  $\Delta m^2$  abhängig. Bei der Durchführung von Oszillationsexperimenten ergeben sich die Gl. 3.17 jedoch schon für erheblich kleinere  $\Delta m^2$ , als wie sie durch die Kohärenzbedingung vorgegeben sind. Der Grund hierfür ist, das Gl. 3.14 über die Ausdehnung der Neutrinoquelle, des Detektors und über das Energiespektrum der Neutrinos integriert werden muß. Die Integration wird in Kap. 8.1 für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation explizit ausgeführt. Dabei mittelt sich der Term  $\sin^2(1.27\Delta m^2 L/E_\nu)$  durch die Volumenintegration für große  $\Delta m^2$  zu  $1/2$ . Für die *appearance* Oszillationswahrscheinlichkeit erhält man für große  $\Delta m^2$ :

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_l) \rightarrow \frac{1}{2} \sin^2(2\Theta) \quad (3.18)$$

Diese Beziehung ist bei KARMEN für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation bereits für  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  auf etwa 0.5% erfüllt.

Der von einem Oszillationsexperiment untersuchte Parameterbereich ( $\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$ ) wird im Falle der Zwei-Flavour-Näherung in einem *Sensitivitäts-Plot* dargestellt. Wird keine Evidenz für Neutrinooszillation gefunden, so wird eine Grenz- (Ausschluß-) Kurve ( $\sin^2(2\Theta)_G, \Delta m^2_G$ ) angegeben. Dabei sind die Parameterpaare ( $\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$ ), die sich links von der Grenzkurve befinden, mit einem bestimmten Vertrauensintervall ausgeschlossen (es wird meist das 90%-Vertrauensintervall (CL) angegeben). Abbildung 3.5 zeigt die Ausschlußkurven, die sich mit KARMEN für die Suche nach Neutrinooszillationen ergeben.

Neben den Ausschlußkurven wird meist auch noch die kleinste ausschließbare Mischungsamplitude  $\sin^2(\Theta_{min})$ , die sich für große  $\Delta m^2$  ergibt, und die kleinste ausschließbare Differenz der Massenquadrate  $\Delta m^2_{min}$ , die sich bei  $\sin^2(2\Theta) = 1$  ergibt, angegeben. Aus Gl. 3.14 und unter Beachtung von Gl. 3.18 erhält man:

$$\sin^2(2\Theta_{min}) = 2P_{min} \quad (3.19)$$

$$\Delta m^2_{min} = \frac{\sqrt{P_{min}}}{1.27 < L/E_\nu >} \quad (3.20)$$

Hierbei ist  $P_{min}$  die kleinste vom Experiment noch nachweisbare Oszillationswahrscheinlichkeit,  $\langle L/E_\nu \rangle$  ist das gemittelte Verhältnis aus dem Detektorabstand zur Quelle und der Neutrinoenergie.

Ergibt sich dagegen eine positive Evidenz für eine Neutrinooszillation, so läßt sich ein *Parameterband* für  $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$  angeben, indem sich die möglichen Werte von  $\sin^2(2\Theta)$  und  $\Delta m^2$  befinden (siehe Abb. 9.1). Durch die Bestimmung der Ereignisorte und Energieverteilung kann bei geeigneter Detektorsensitivität und Detektoraufösung  $\Delta m^2$  bestimmt werden (Neutrinospektroskopie, siehe Kap. 8.5.4).

Die Oszillationsexperimente lassen sich in zwei Klassen einteilen. *Disappearance* Experimente weisen die an der Quelle erzeugten Neutrinos nach. Weicht die Anzahl der nachgewiesenen Neutrinoreaktionen und die Form des Energiespektrums statistisch signifikant von der erwarteten Anzahl und Form ab, so wird dies als Oszillation in einen anderen Flavour-Zustand interpretiert. Typische *disappearance* Experimente sind Experimente an Kernreaktoren. Ihre Sensitivität bezüglich  $\sin^2(2\Theta)$  wird durch die Unsicherheiten im Neutrinoquellfluß und dessen Energieverteilung begrenzt. Deshalb werden Oszillationsexperimente an Reaktoren meist mit mehreren Detektoren, die sich in verschiedenen Entfernungen vom Reaktor-Core befinden durchgeführt [Boe92]. Es ist allerdings in keinem Fall möglich, die Art der Flavour-Oszillation, z.B.  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oder  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  festzustellen.

Bei den *appearance* Experimenten wird nach Neutrino-Flavours gesucht, die nicht im Quellspektrum vorhanden sind. Da der Nachweis ursprünglich nicht vorhandener Neutrinos empfindlicher ist als der Nachweis einer statistisch signifikanten Abnahme einer erwarteten Neutrinoanzahl, sind die *appearance* Experimente etwa ein bis zwei Größenordnungen sensitiver bezüglich der Bestimmung der Mischungsamplitude  $\sin^2(2\Theta)$ . Durch die niedrigere Neutrinoenergie an Reaktoren ( $E < 8 \text{ MeV}$ ) können die *disappearance* Experimente an Reaktoren kleinere  $\Delta m^2$  nachweisen als die *appearance* Experimente an Beschleunigern, deren Neutrinoenergien deutlich höher sind (siehe Tab. 3.3).

ISIS bietet aufgrund der Zeitstruktur und der emittierten Neutrino-Flavours die Möglichkeit, nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  und  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  *appearance* Oszillationen zu suchen. Bedingt durch die kleinen statistischen Fehler bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung der NC- und CC-Reaktionen am  $^{12}\text{C}$ -Kern und der spektroskopischen Qualität der Energie- und Ortsbestimmung, ergibt sich auch die Möglichkeit nach  $\nu_e \rightarrow x$  *disappearance* Oszillationen zu suchen.

### Nachweis der *appearance* Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ mit KARMEN

Die bei der  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillation entstehenden  $\nu_e$  werden im Zeitfenster der  $\nu_\mu$  nachgewiesen. Dabei lassen sich die aus dem  $\mu^+$ -Zerfall resultierenden  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  durch einen geeigneten Zeitschnitt von den  $\nu_\mu$  abtrennen. Als Nachweissignatur dient die oben besprochene CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ , wobei hier allerdings das erwartete  $\nu_e$  monoenergetisch ist ( $E_{\nu_e} = 29.8 \text{ MeV}$ ). Es wird also ein monoenergetisches Elektron ( $E_e = E_{\nu_e} - Q = 12.5 \text{ MeV}$ ) und das Positron aus dem anschließenden Stickstoffzerfall in räumlicher und zeitlicher Koinzidenz nachgewiesen. Bisher ergab sich bei KARMEN kein Hinweis auf  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillation. Die Datenanalyse ergab 1 Ereignis, welches die Oszillationsbedingungen erfüllt, wobei allerdings  $1.98 \pm 0.27$  Untergrundereignisse erwartet wurden. Damit

ergibt sich  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) < 1.9 \times 10^{-2}$  im 90%-CL. Die Ausschlußkurve ist in Abb. 3.5 dargestellt.

Die  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillation zeichnet sich bei KARMEN dadurch aus, daß sie unabhängig vom systematischen Fehler des Neutrinoflusses nachgewiesen werden kann. Die  $\nu_e$ -Kontamination aus dem Myonzerfall kann im  $\nu_e$ -Zeitfenster präzise gemessen und in das  $\nu_\mu$ -Fenster extrapoliert werden. Die Anzahl der erwarteten Oszillationsereignisse ( $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 1$ ) muß daher nicht über den Neutrinofluß und den Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

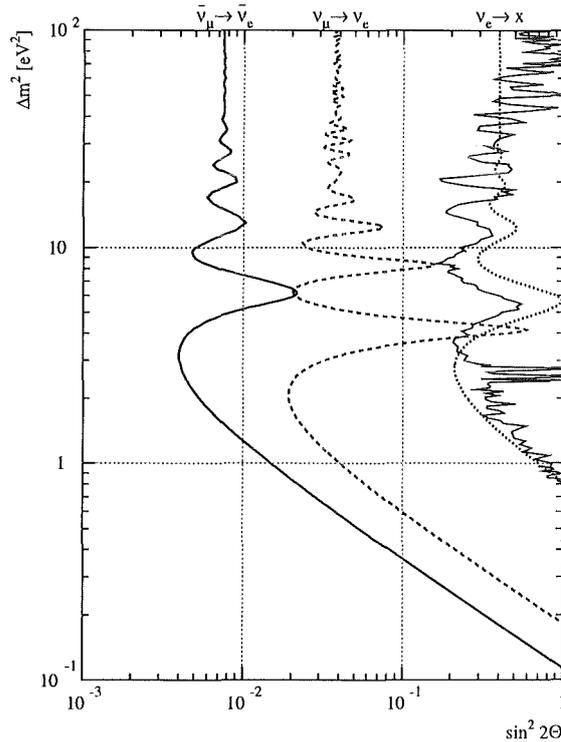


Abbildung 3.5: KARMEN-Ausschlußkurven (90%-CL) für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  und  $\nu_e \rightarrow x$  Oszillationen. Die gepunktete  $\nu_e \rightarrow x$  Grenzkurve ergibt sich aus dem Verhältnis der CC- und NC-Wirkungsquerschnitte, die durchgezogene Kurve aus der Likelihoodanalyse [Eit95].

#### Nachweis der *appearance* Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ mit KARMEN

Der Nachweis der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation erfolgt über den inversen Betazerfall an den Protonen des Szintillators, wobei die Ereignisse im Zeitfenster der  $\bar{\nu}_\mu$  nachgewiesen werden, indem sich primär keine  $\bar{\nu}_e$  befinden<sup>4</sup>.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (3.21)$$

Im Gegensatz zur  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillation sind die  $\bar{\nu}_e$  bei der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation nicht monoenergetisch, sondern haben ein durch  $\Delta m^2$  charakterisiertes Energiespektrum. Die möglichen Nachweissignaturen dieser Oszillation werden im Rahmen einer Zwei-Flavour-Analyse in dieser Arbeit dargelegt. Die sich ergebende Ausschlußkurve ist in Abb. 3.5 dargestellt.

<sup>4</sup>Die Kontamination aus den  $\pi^-(\mu^-)$ -Zerfallskette wird vernachlässigt

### Nachweis der *appearance* Oszillation $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ mit KARMEN

Auch für die  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  Majorana-Oszillation erfolgt der Nachweis über den inversen Beta-zerfall am Proton im Zeitfenster der  $\bar{\nu}_\mu$ . Die in dieser Arbeit vorgestellten Nachweis- und Analysemethoden können direkt auf die  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation übertragen werden, wobei sich lediglich die Form des Energiespektrums der  $\bar{\nu}_e$  ändert, da sich die Energiequellspektren der  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  unterscheiden (Abb. 2.3). Wird tatsächlich ein Oszillationssignal gemessen, so kann bei KARMEN experimentell nicht zwischen der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  und der  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation unterschieden werden. Allerdings ist bei der Majorana-Oszillation, welche die Gesamtleptonenzahl  $L$  ( $\Delta L = 2$ ) verletzt, ein Ankoppeln der Neutrinos an rechtshändige Ströme notwendig. In einer Zwei-Flavour-Näherung erhält man die gleiche Struktur für die Oszillationsformel, wie sie durch Gl. 3.14 gegeben ist [Bah78].

$$P(\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = (1 - [h(\nu)]^2) \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \quad (3.22)$$

$$h(\nu) = \frac{1 - \epsilon^2}{1 + \epsilon^2} \left[ \frac{p_\nu}{\sqrt{p_\nu^2 + m_\nu^2}} \right] \quad (3.23)$$

Hierbei ist  $h(\nu)$  ein Helizitätsterm, der den relativen Anteil  $\epsilon$  der rechtshändigen Ströme beinhaltet. Die Oszillationsamplitude wird hier also nicht durch einen Mischungswinkel, sondern durch die Helizität des Neutrinos und den relativen Anteil der rechtshändigen Ströme definiert. Wird  $\epsilon$  als klein angenommen, so ist die Oszillationsamplitude etwa in der Größenordnung des Helizitätsfaktors  $(m_\nu/E_\nu)^2$  [Boe92]. Aufgrund der bisher ausgeschlossenen Neutrinomasse für  $\nu_e$ , von wenigen  $eV^2$ , wäre die Oszillationsamplitude für die Majorana-Oszillation nur im Bereich von  $10^{-12}$  und somit einer Messung mit KARMEN nicht zugänglich<sup>5</sup>.

### Nachweis der *disappearance* Oszillation $\nu_e \rightarrow x$ mit KARMEN

Der Nachweis der  $\nu_e \rightarrow x$  Oszillation läßt sich bei KARMEN mit zwei Methoden durchführen [Eit95], deren Ergebnisse in Abb. 3.5 dargestellt sind.

1. Findet eine  $\nu_e \rightarrow x$  Oszillation statt, so ergibt sich eine Änderung des Verhältnisses  $R$  (Gl. 3.10) für die NC- und CC-Wirkungsquerschnitte, da sich aufgrund der  $\nu_\mu - \nu_e$ -Universalität der NC-Wirkungsquerschnitt nicht ändert, die Anzahl der nachgewiesenen CC-Reaktionen jedoch abnimmt. Aus dem Vergleich des theoretisch berechneten Wirkungsquerschnittsverhältnis und dem gemessenen Wert läßt sich eine Ausschlußkurve ableiten.
2. Bei einer  $\nu_e \rightarrow x$  Oszillation würde das Energiespektrum der Elektronen aus der CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  vom erwarteten Energiespektrum abweichen, das gleiche gilt für die Ortsverteilung der Ereignisse im Detektor. Unter Ausnutzung der Energie- und Ortsinformation kann mittels einer Likelihoodanalyse eine Ausschlußkurve berechnet werden.

<sup>5</sup>Mit KARMEN können Oszillationsamplituden im Bereich von  $10^{-3}$  gemessen werden

### Untersuchung seltener Pion- und Myonzerfälle mit KARMEN

Aus den Grenzen für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation kann auch eine Grenze für den im Standardmodell verbotenen  $\mu^+$ -Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  abgeleitet werden. Für das Verzweigungsverhältnis ergibt sich:

$$R = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu)} < 2.5 \times 10^{-3} \quad (90\% - CL) \quad (3.24)$$

Dieses Verzweigungsverhältnis konnte mit KARMEN gegenüber dem bisherigen Wert um den Faktor 5 verbessert werden [Eit95].

Zusätzlich lassen sich über den inversen Betazerfall am Proton Grenzen für die beiden verbotenen Pionzerfälle  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$  und  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$  bestimmen. Auf die Reaktionssignaturen und Ergebnisse sei auf [Eit95] verwiesen.

#### 3.2.1 Einfache Erweiterung des Zwei-Flavour-Formalismus

Wird die Neutrinooszillation im 3-Flavour-Formalismus Gl. 3.11 beschrieben, so ergeben sich sechs unabhängige Variablen, die zu bestimmen sind [Fog95] ( $\Delta m_{21}^2$ ,  $\Delta m_{31}^2$ ,  $\Theta_{12}$ ,  $\Theta_{23}$ ,  $\Theta_{13}$  und  $\delta$ , eine CP-verletzende Phase). Beschränkt man sich auf den Fall der *one-mass-scale dominance*, d.h. eines schweren und zwei leichten Neutrinos

$$|\Delta m_{22}^2 - \Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{23}^2 - \Delta m_{21}^2| \approx |\Delta m_{23}^2 - \Delta m_{22}^2| = \Delta m^2, \quad (3.25)$$

so vereinfacht sich die Oszillationsformel erheblich. Man erhält für die *appearance Oszillation* die Beziehung:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 4U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2 \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu}\right) \quad (3.26)$$

Diese Gleichung hat die gleiche Struktur wie Gl. 3.14 der 2-Flavour Beschreibung, wobei  $\sin^2(2\Theta) \Leftrightarrow 4U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2$  entspricht [Fog95]. Das Modell der *one-mass-scale dominance* ist somit die einfachste Erweiterung der 2-Flavour-Analyse. Hierbei wird die Oszillationsamplitude nicht durch einen Mischungswinkel, sondern durch die beiden unabhängigen Matrixelemente  $U_{\alpha 3}$  und  $U_{\beta 3}$  beschrieben.

Mit den in dieser Arbeit ermittelten Oszillationsamplituden  $\sin^2(2\Theta)$  (Zwei-Flavour-Analyse), ist somit auch der funktionale Zusammenhang der Matrixelemente  $U_{\alpha 3}$  und  $U_{\beta 3}$  in der *one-mass-scale dominance* festgelegt und es können für diese Matrixelemente  $\Delta m^2$ -abhängige Ausschlußkurven bestimmt werden.

## Kapitel 4

# Detektor, Elektronik-, Trigger- und Datenaufnahmesystem

Um die physikalischen Fragestellungen von KARMEN zu untersuchen, wurden an den KARMEN-Detektor spezielle Anforderungen gestellt. Der Detektor muß über folgenden Eigenschaften verfügen:

- Möglichst untergrundfreien Nachweis der Neutrinoereaktionen durch Erkennung und Markierung von Untergrundeignissen.
- Bestimmung der Ereigniszeit auf wenige Nanosekunden, um die Zeitstruktur von ISIS voll zu nutzen.
- Möglichst präzise Bestimmung der Ereignisenergie und hohe Energieauflösung, um die Neutrinoereignisse in **spektroskopischer Qualität** nachzuweisen.
- Genaue Lokalisierung des Ereignisortes zur Rekonstruktion der Energie und zum Setzen von Volumenschnitten.
- Der Detektor muß in der Lage sein sequentielle Ereignisstrukturen zu erkennen.
- Er soll über eine große Neutronennachweiswahrscheinlichkeit verfügen.
- Der Detektor muß für die Energie-, Orts- und Zeitbestimmung über geeignete Kalibrationsmöglichkeiten verfügen. Ferner soll es möglich sein, seine Eigenschaften über mehrere Jahre zu kontrollieren, um eine gleichbleibende Qualität der Daten zu garantieren.

Um all diese Forderungen möglichst effektiv umzusetzen, wurde das Detektorsystem in Form einer „Sandwich“-Struktur mit mehreren passiven und aktiven Abschirmungssystemen aufgebaut. Die Ereignisparameter werden mit einer speziell entwickelten „front end“-Elektronik ausgelesen, wobei die Ereignissignaturen über ein intelligentes Triggersystem vorselektiert werden.

## 4.1 Detektor

Durch den kleinen *duty factor* von ISIS wird der kosmische Untergrund (nicht strahlkorreliert) um mehrere Größenordnungen reduziert. Dennoch sind weitere Unterdrückungsmaßnahmen erforderlich. Ein wesentlicher Gesichtspunkt hierbei ist die Unterdrückung der hadronischen Komponente der Höhenstrahlung, die einen gefährlichen Untergrund für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Neutrinooszillation darstellen.

Der strahlkorrelierte Untergrund vom Spallationstarget läßt sich ebenfalls nur über eine massive Abschirmung des Detektors reduzieren. Dabei handelt es sich im wesentlichen um die in Kap. 2 erwähnten hochenergetischen (schnellen) Neutronen, die beim Spallationsprozess entstehen. Um diesen Untergrund und die Gammastrahlung abzuschirmen, ist das Target von einer 4.2 m dicken Eisen- und einer 0.2 m dicken Betonabschirmung umgeben. Für ein Neutrinoexperiment, bei dem man etwa ein Neutrino pro Tag erwartet, ist diese biologische Abschirmung bei weitem nicht ausreichend [Gab81].

Aus diesen Gründen befindet sich der KARMEN-Detektor in einem Blockhaus aus massivem Eisen (Abb. 4.1) mit 2 m dicken Wänden und einer 3 m dicken Decke. Die der Targetstation zugewandte (upstream) Seite des Blockhauses wurde nachträglich durch eine 1.5 m dicke Eisenwand verstärkt. Die abgewandte Seite (downstream) besteht aus einer 1.5 m dicken, 600 t schweren beweglichen Eisentür, die das Einfahren des Detektors in das Blockhaus erlaubt. Im Verlaufe der seit 1990 andauernden Meßphase wurde das Blockhaus an verschiedenen Stellen mit Eisen strategisch verstärkt, um die Rate der schnellen strahlkorrelierten Neutronen zu minimieren. Die aktuelle Masse der Eisenabschirmung beträgt etwa 7000 t. Durch das Eisenblockhaus werden die strahlkorrelierten schnellen Neutronen um etwa fünf Größenordnungen auf ein für den Neutrinonachweis akzeptierbares Maß abgeschwächt (siehe Anhang A). Die Dicke der Eisenabschirmung zwischen Target und Detektor beträgt inzwischen 7.9 m.

Der KARMEN-Detektor ist ein organisches Flüssigszintillationskalorimeter mit einem Szintillatorvolumen von  $67.3 \text{ m}^3$  und einem Gesamtgewicht von 300 t. Als Szintillator wird ein Gemisch bestehend aus 75% Mineralöl, 25% Pseudocumol und 2 g/l PMP<sup>1</sup> verwendet. Die Szintillatorzusammensetzung wurde bezüglich Lichtabschwächung und Lichtausbeute speziell auf die Detektorgröße optimiert, um eine möglichst gute Energieauflösung zu erhalten [Eit93]. Der Detektor besteht aus einer passiven und drei aktiven Einheiten (Abb. 4.2).

Die passive Einheit wird von einem Stahltank mit einer 18 cm dicken Wandung gebildet (innere passive Abschirmung). Dadurch wird das Eindringen von myoninduzierten  $\gamma$ -Quanten aus dem Eisen des Blockhauses in das Szintillationsvolumen verhindert (Kap. 7.4). Ferner gibt der Tank dem Detektor die notwendige mechanische Stabilität.

Die zentrale aktive Einheit bildet der Hauptdetektor, dessen Volumen durch eine Segmentierung in 512 Module unterteilt ist. Die aus Plexiglas bestehende Segmentierung, die in das Szintillatorvolumen eingelassen ist, erfüllt mehrere Aufgaben:

<sup>1</sup>1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin

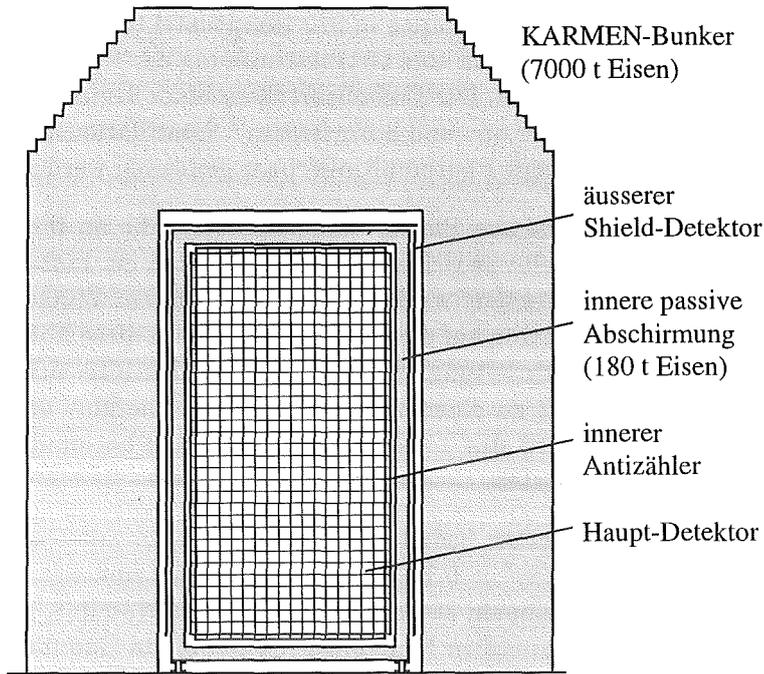


Abbildung 4.1: KARMEN-Blockhaus mit Detektor.

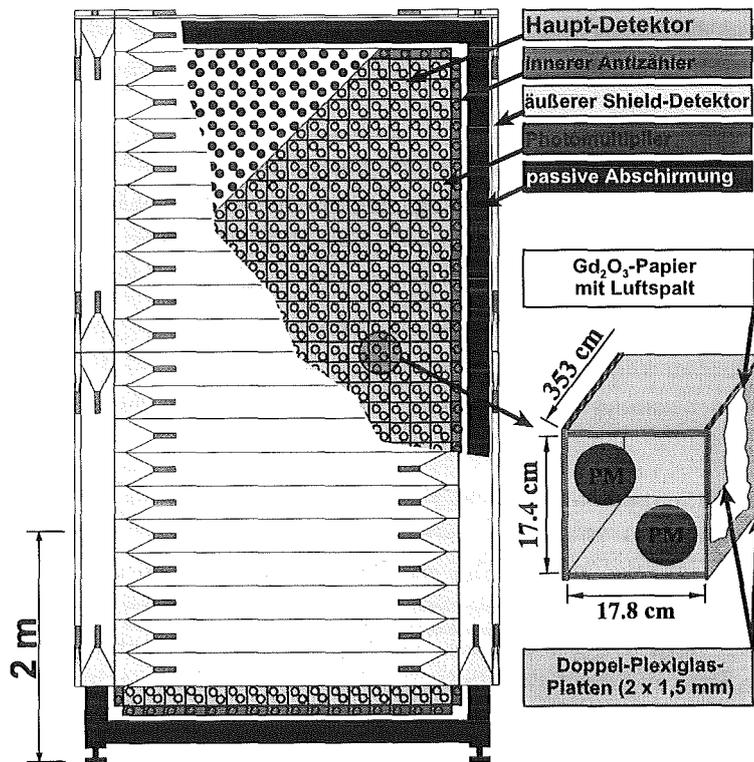


Abbildung 4.2: Aufbau des KARMEN-Detektors.

- Sie unterteilt das  $67 \text{ m}^3$  große Volumen in 512 Hauptdetektormodule und 96 Module des inneren Antizählers, wodurch eine Ortsbestimmung der Ereignisse in zwei räumlichen Koordinaten möglich ist. Der Ereignisort längs eines Segments (Moduls) ergibt sich aus der Differenzzeit der up- und downstream<sup>2</sup> Szintillationspulse, die an jedem Modulende mit jeweils einem Photomultiplierpaar gemessen werden (Abb. 4.2).
- Die Segmentierung besteht aus Plexiglasdoppelplatten, die an ihren Rändern verklebt sind. Dadurch verbleibt zwischen den Doppelplatten ein Luftspalt, an dem das Szintillationslicht totalreflektiert wird, wenn es unter einem Winkel größer als dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf die Platten fällt. Durch diese Totalreflexion erhält man eine sehr effektive Lichtleitung, wodurch sich die Lichtintensität am Modulende deutlich erhöht und somit zu einer Verbesserung von Energie- und Ortsauflösung führt. Am Modulende wird das Licht von zwei 3-inch Photomultipliern (VALVO XP-3462 [Gem88a]) gemessen.
- Zwischen den Plexiglasplatten befindet sich zusätzlich ein mit Gadoliniumoxid beschichtetes Papier ( $73.8 \text{ g/m}^2 \Leftrightarrow 0.1\%$  der aktiven Detektormasse). Dieses verhindert zum einen das Lichtüberkoppeln zwischen benachbarten Modulen, zum andern dient es zum Nachweis von thermischen Neutronen [Gem88b], da Gadolinium den größten Neutroneneinfangwirkungsquerschnitt für thermische Neutronen hat ( $\langle \sigma \rangle = 49000 \text{ barn}$ ).

Das Volumen und die Masse der Plexiglassegmentierung wurden minimiert (etwa 4% des aktiven Volumens), um ein möglichst geringes Totvolumen und damit gute kalorimetrische Eigenschaften zu erhalten.

Die 512 Hauptdetektormodule sind von 96 Antizählermodulen umgeben. Die Up- und Downstreamseite hat konstruktionsbedingt keinen inneren Antizähler, da dort die einzelnen Module von den Photomultipliern (PMT) ausgelesen werden. Der innere Antizähler hat die Aufgabe, die von außen eindringenden Myonen und  $\gamma$ -Quanten zu erkennen.

Da auch in der passiven Eisenabschirmung (Detektortank) Myonreaktionen stattfinden und damit  $\gamma$ -Quanten und Neutronen produziert werden (Kap. 7.4), ist es notwendig, die in die passive Abschirmung eindringenden Myonen möglichst effektiv zu erkennen. Dies erfolgt durch den äußeren Antizähler.

Der äußere Antizähler besteht aus 136 NE110 Feststoffszintillatorplatten [Bod88] mit einem Querschnitt von  $3 \times 30 \text{ cm}^2$  und einer Länge zwischen 2.4 m und 3.1 m. Die Dicke von 3 cm wird zur effektiven Trennung von kosmischen Myonen und  $\gamma$ -Quanten aus dem Eisenblockhaus benötigt. Durch setzen einer Energieschwelle wird nur auf Myonen getriggert, wodurch die Zählrate des äußeren Antizählers erheblich reduziert wird. Durch eine möglichst dichte Packung der Szintillatorplatten wird ein Myonnachweis von 99% erreicht. Zusammen mit dem inneren Antizähler ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 99.8% [Schi93]. Dadurch werden myoninduzierte Reaktionen in der passiven Abschirmung und im Detektor sehr effektiv erkannt und unterdrückt.

<sup>2</sup>Upsteram bezeichnet die dem Target zugewandte Detektorseite, downstream die dem Target abgewandte Seite. Der Detektor ist so positioniert, daß die Längsachse der Module etwa in Neutrinoflugrichtung zeigt.

Da der Detektor keinen äußeren Antizähler auf der Unterseite hat (siehe Abb. 4.2), wurde der Fußboden mit 4 cm dickem Eisen ausgelegt. Dies verringert den  $\gamma$ -Untergrund durch  $^{40}\text{K}$ .

Um die Abschirmung strahlkorrelierter Neutronen weiter zu verbessern wurde der Detektor zusätzlich mit 4–7.5 cm dicken borierten Polyäthylenplatten umgeben. In den Platten werden die Neutronen zunächst moderiert und dann über die  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ -Reaktion eingefangen. Die Stirnseite der Eisenabschirmung wurde zusätzlich mit 5 mm Borcarbid versehen. Dadurch können bereits thermalisierte Neutronen effektiv eingefangen werden [Ebe92].

Anzumerken ist, daß die äußere Modulreihe des Hauptdetektors kein gadoliniumbeschichtetes Papier enthält. Dadurch wird der Nachweis von Neutronen verringert, die von außen in den Detektor eindringen. Der Unterdrückungsfaktor beträgt etwa 99% [Dre90].

Die mit dem KARMEN-Detektor erreichten Auflösungen betragen:

$$\begin{array}{lll} \text{Energieauflösung} & \Delta E/E & = 11.5\%/\sqrt{E[\text{MeV}]} \\ \text{Ortsauflösung} & \Delta x & = 7 \text{ cm für } E \geq 20 \text{ MeV} \quad [\text{Wol95}] \\ \text{Zeitgenauigkeit} & \Delta T & = \pm 2 \text{ ns} \end{array}$$

Zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit der einzelnen Module ist jedes Modul zusätzlich mit einem Lichtleiter verbunden (Abb. 5.15). Durch ein Laserkalibrationssystem [Dod93] läßt sich jedes Modul mit laserinduziertem Licht ansprechen. Damit ergibt sich die Möglichkeit, die Orts- und Energieauflösung des gesamten Detektorsystems präzise zu bestimmen. Ferner ist das Lasersystem zur Bestimmung der absoluten Ereigniszeit relativ zum Protonenstrahl erforderlich (Kap. 5.4).

## 4.2 Front End Elektronik

Die Elektronik des KARMEN-Detektors muß in der Lage sein, die Energie-, Zeit- und Ortsinformation der 744 Einzelmodule so zu erfassen, daß über eine off-line Kalibration eine möglichst genaue Bestimmung dieser Ereignisparameter erfolgen kann (Kap.5). Der kleine Wirkungsquerschnitt neutrinoinduzierter Reaktionen und die damit verbundene kleine Rate von wenigen Ereignissen pro Tag, stellt bei etwa  $10^8$  Untergrundereignissen besondere Anforderungen an das Triggersystem. Es ist erforderlich, die Ereignisse auf der *on-line* Ebene zu klassifizieren, um die aufzunehmende Datenrate ohne Verlust von Neutrinoereignissen zu begrenzen. Ferner soll die Totzeit so gering wie möglich sein, um Meßzeitverluste zu minimieren. Desweiteren ist eine nahezu lückenlose Aufzeichnung potentieller Untergrundereignisse mit ihren Folgeprodukten notwendig. Damit lassen sich diese durch geeignete Bedingungen als Untergrund erkennen und von den Neutrinos trennen (siehe Kap. 7).

In Abb. 4.2 ist die KARMEN-Elektronik und das Datenaufnahmesystem schematisch dargestellt. Die verschiedenen Komponenten und ihr Zusammenwirken wird nachfolgend kurz dargelegt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Wol95] und [Kle94].

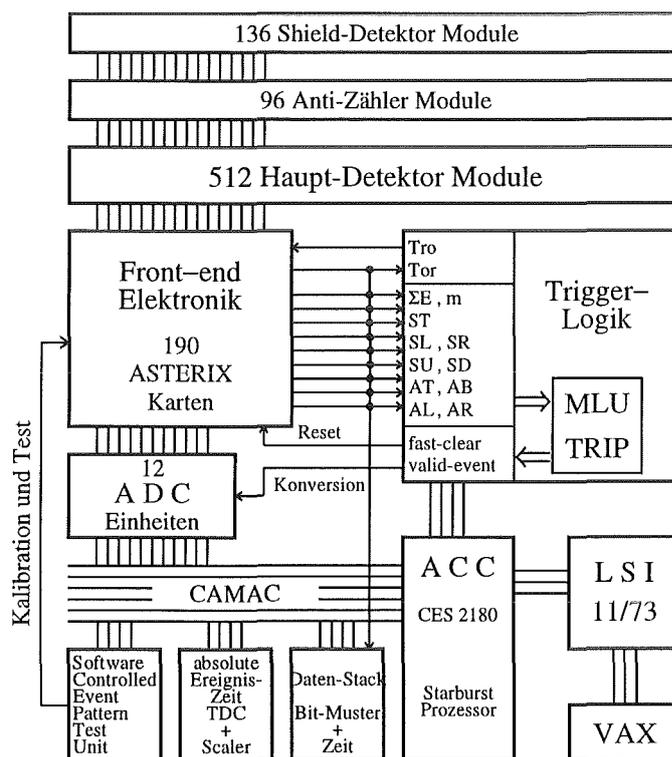


Abbildung 4.3: Elektronik- und Datenaufnahmesystem des KARMEN Detektors

Die *front end* Elektronik wird von 190 ASTERIX<sup>3</sup>-Karten gebildet. Jede ASTERIX-Karte verarbeitet Photomultiplier-Signale von vier Detektormodulen. Die Signalleitung erfolgt

<sup>3</sup>Analog Signal and Time Range Integrater and MultipleXer

über  $75 \Omega$  Koaxialkabel vom Detektor an das *Patch-Panel*, das die Schnittstelle zwischen Detektor und Nachfolgeelektronik bildet. Von dort werden die Signale weiter auf die einzelnen ASTERIX-Karten verteilt.

In der Eingangsstufe der ASTERIX-Elektronik befinden sich Leading Edge (LE-) Diskriminatoren, deren Schwellen sich softwaregesteuert einstellen lassen (Abb. 5.15). Da die Signalkabel der upstreamseitigen Modulenden etwa  $13 m$  länger sind als die der Downstreamseite, erreichen die Downstreamsignale die Diskriminatoren ca.  $50 ns$  früher. Wird die Diskriminatorschwelle überschritten, so startet das Downstreamsignal den *dt-TAC*<sup>4</sup>, der zur Differenzzeitmessung von Up- und Downstreamsignal und somit zur Ortsbestimmung entlang der Modulachse dient. Der *dt-TAC* wird vom Upstreamsignal gestoppt, wenn dieses die LE-Schwelle überschreitet. Zur Energiebestimmung  $E_{up}$  und  $E_{do}$  werden die Photomultipliersignale von up- und downstream einer Integrationsstufe zugeführt.

Ein Ereignis wird nur dann von der *frond end* Elektronik akzeptiert, wenn Up- und Downstreamsignal innerhalb einer Koinzidenzzeit von  $190 ns$  über die Schwelle der beiden LE-Diskriminatoren kommen. Dabei erzeugt jede Modulkoinzidenz ein  $T_{or'}$ -Signal, welches für das jeweilige Modul einen  $T_{Rel}$ -TAC startet. Die  $T_{or'}$ -Signale aller angesprochenen Module eines Ereignisses werden über ein OR-Gatter als  $T_{or}$ -Signal an die Triggerelektronik weitergegeben. Wird das Ereignis von der Triggerelektronik akzeptiert, so erzeugt das  $T_{or}$  an den Multihit-TDCs TDC0/1 ein Stoppsignal. Hieraus wird die Absolutzeit eines Ereignisses innerhalb einer Strahlperiode bestimmt (Kap. 5.4). Diese TDCs können zusammen pro Strahlperiode bis zu 16 Ereignisse registrieren. Ferner wird das  $T_{or}$  um  $92 ns$  verzögert wieder auf die ASTERIX-Karten zurückgegeben, wo es alle  $T_{Rel}$ -TACs stoppt. Damit ist es bei einem Ereignis mit mehreren Modulansprechern möglich, die zeitliche Reihenfolge des Ansprechens der einzelnen Module zu bestimmen.

Für ein von der Triggerlogik akzeptiertes Ereignis werden die vier Analogsignale,  $E_{up}$ ,  $E_{do}$ ,  $dt$  und  $T_{Rel}$  eines Moduls von vier 10-Bit ADCs<sup>5</sup> gleichzeitig konvertiert und bis zur Datenauslese zwischengespeichert. Liegt keine Koinzidenz vor, so werden die ASTERIX-Karten nach  $190 ns$  zurückgesetzt (Abb. 4.3).

Für den Test und zur Kalibration der ASTERIX-Elektronik steht die Testpulserinheit SCEPTU<sup>6</sup> zur Verfügung. Sie legt Spannungspulse variabler Höhe und Breite an den ASTERIX-Eingängen an und ermöglicht so eine Bestimmung der Verstärkung und der ADC-Pedestals. Ferner kann in kurzer Zeit die gesamte Elektronik auf ihre Funktionsweise überprüft werden, was sich bei der Fehlersuche als sehr hilfreich erwiesen hat.

Um die Funktion der einzelnen PMTs<sup>7</sup> und der Detektormodule on-line überwachen zu können, wird mit einem Scaler (Zähler) die freie Rate der Up- und Downstreamsignale eines jeden Moduls ermittelt.

---

<sup>4</sup>Time to Analog Converter

<sup>5</sup>Analog to Digital Converter

<sup>6</sup>Software Controlled Event Pattern Test Unit

<sup>7</sup>PhotoMultiplier Tube

### 4.3 Triggerlogik

Die Triggerlogik besteht aus einem Hardware- und einem Softwaretrigger. Der Hardwaretrigger entscheidet, ob bei einem Ereignis die Elektronik zurückgesetzt oder das Ereignis konvertiert wird. Der Softwaretrigger analysiert die vom Hardwaretrigger akzeptierten Ereignisse und entscheidet, ob die Daten aufgenommen und an den *on-line* Rechner (LSI 11/73) übertragen werden. Zusätzlich erfolgt je nach Ereignisklasse auch eine Datenreduktion. Im Falle von gestoppten Myonen werden die Moduldaten der beteiligten Module nicht gespeichert, sondern nur der Endpunkt der Myonspur und die Ereigniszeit.

Der Hardwaretrigger läßt sich hierarchisch in vier Ebenen einteilen (Abb. 4.3). Die erste Ebene wird von der oben besprochenen Koinzidenzbedingung für die Up- und Downstreampsignale gebildet.

Das MLU<sup>8</sup>-Interface bildet die zweite Triggerebene. Neben den Ereignisparametern  $E_{up}$ ,  $E_{do}$ ,  $T_{Rel}$  und  $dt$  werden mit Hilfe der ASTERIX-Elektronik durch passive Integration noch zusätzliche Analogsignale für die Triggerlogik bereitgestellt. Für den Hauptdetektor ist dies die Summenenergie ( $\Sigma E$ ) und die Multiplizität ( $m$ ). Für den äußeren (Shield) und inneren Antizähler wird die Summenenergie für jede Detektorseite getrennt ermittelt. Die Shieldkomponenten top, left, right, up-, und downstream ergeben die Signale ST, SL, SR, SU und SD. Entsprechende Signale mit Ausnahme von up- und downstream erhält man für den inneren Antizähler (AT, AL, AR, AB (bottom)). Diese Signale werden auf einen 16-fach Diskriminator gegeben, dessen Schwellen sich individuell einstellen lassen. Das MLU-Interface überprüft, ob mindestens ein Signal seine Schwellen überschritten hat. Ist dies nicht der Fall, so erfolgt nach 280 ns ein *Reset* der ASTERIX-Elektronik. Ansonsten tritt die dritte Triggerebene, die MLU, in Aktion.

Die MLU ist eine programmierbare Speichereinheit, deren 13 Eingangssignale die Adresse eines Speicherelements bestimmen (Abb. 4.3). Darin ist ein 8 bit Wort abgelegt, welches das Ausgangssignal und damit die Information über die weitere Triggerentscheidung enthält. Damit lassen sich abhängig von den Eingangssignalen verschiedene Ereignisklassen definieren, für die jeweils unterschiedliche Triggerentscheidungen getroffen werden. Durch entsprechende Programmierung der MLU kann daher eine sehr komplexe Triggerstruktur realisiert werden [Gra92].

Der Trigger zur Aufnahme von Neutrinodaten unterscheidet drei Ereignisklassen:

- Neutrale Ereignisse (**Neutral**): Dies sind mögliche Neutrinoereignisse. Es sprechen nur Module des Hauptdetektors an.
- Eichmyonen (**Calcos**): Hierbei handelt es sich um horizontal oder vertikal durch den Detektor laufende Myonen, welche zur Kalibration benötigt werden.
- Gestoppte Myonen (**SMU**): Dies sind Myonen, die im Hauptdetektor gestoppt werden.

---

<sup>8</sup>Memory-Look-Up-Unit

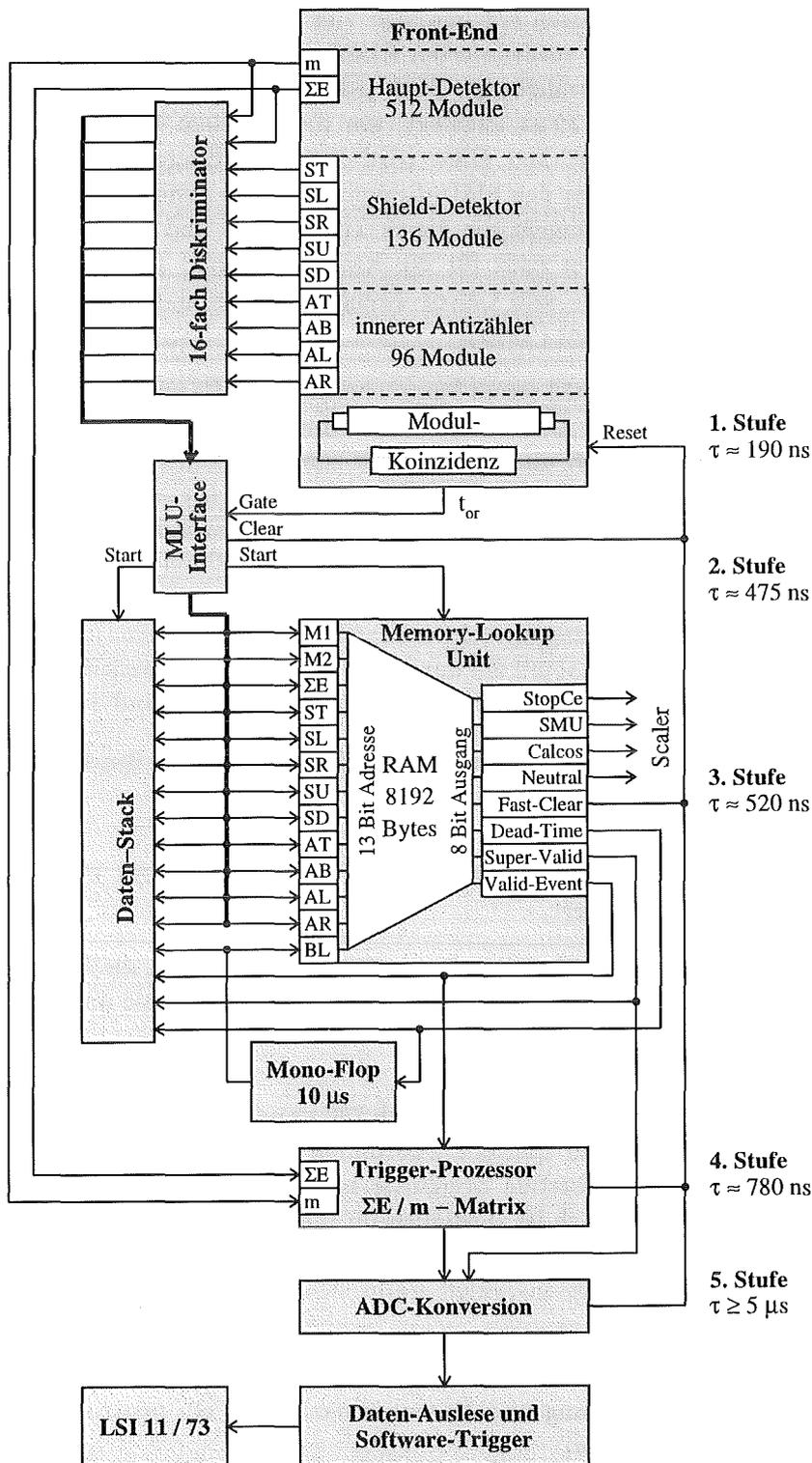


Abbildung 4.4: KARMEN-Triggerelektronik

Entsprechend dieser Ereignisklassen ergeben sich vier verschiedene Ausgangssignale. Ist ein Ereignis nicht innerhalb der vordefinierten Klassen, so werden die ASTERIX-Karten nach 520 ns durch ein *Fast-Clear* gelöscht. Nach jedem erkannten gestoppten Myon wird eine Totzeit (*Dead-Time*) von 10  $\mu\text{s}$  angelegt, um die aus dem Myonzerfall stammenden Michelelektronen zu unterdrücken. Diese wird durch das Eingangsbit BL erzwungen. Während dieser Zeit werden außer den SMU-Ereignissen keine anderen Daten konvertiert. Das Ausgangsbit *Super-Valid* umgeht die vierte Triggerstufe und es wird eine sofortige Datenkonversion eingeleitet. Dies trifft für die Klasse der SMU-Ereignisse zu. Das Bit *Valid-Event*, daß von Neutralen- und Calcos-Ereignissen gesetzt wird, startet die vierte Triggerstufe, den Triggerprozessor (**Trip**).

Der Trip ordnet ein Ereignis gemäß seines Summenenergie- ( $\Sigma E$ ) und Multiplizitätssignals ( $m$ ) in eine  $\Sigma E/m$ -Matrix ein. Die Größe dieser Matrix wird durch zwei 6-bit Flash-ADCs bestimmt, mit welchen  $\Sigma E$  und  $m$  innerhalb von 20 ns konvertiert werden. Für das  $m$ -Signal werden allerdings nur 5 bits verwendet, so daß sich eine Matrix von  $64 \times 32$  ergibt. Der Inhalt jedes Matrixelements kann auf einen Wert zwischen 0 und 4095 gesetzt werden. Ist der Inhalt eines Elements größer als eins, so wird dieser bei jedem Ansprechen um eins verringert. Dabei findet keine Datenkonversion statt, sondern es erfolgt nach 780 ns ein *Reset*. Nur wenn das angesprochene Matrixelement eine Eins enthält erfolgt die Konversion. Der Trip ermöglicht somit ein durch  $\Sigma E$  und  $m$  charakterisiertes Unterdrücken von Ereignissen mit Untersetzungsfaktoren im Bereich zwischen 0 und 4095.

Für den Neutrino-trigger-setup sind zwei Matrizen definiert, zwischen denen innerhalb einer Strahlperiode umgeschaltet werden kann.

- **Neutral-Matrix:** Es werden Ereignisse mit einer Multiplizität kleiner als 14 und beliebiger Energie akzeptiert.
- **Calcos-Matrix:** Die Multiplizität liegt zwischen 16 und 32, die Energie zwischen 250 MeV und 1200 MeV. Mit dieser Matrix werden horizontale und vertikale Eichmyonen vorselektiert.

Die Entscheidung der letzten Triggerstufe ist nach 780 ns getroffen. Danach kann die ADC-Konversion erfolgen. Durch eine spezielle Zuordnung von Detektormodulen und ADCs wurde erreicht, daß auch für neutrale Ereignisse mit Multiplizitäten größer als eins nur ein Konversionszyklus erforderlich ist. Lediglich für die Klassen *SMU* und *Calcos* ergeben sich mehrere Zyklen pro ADC, da ein ADC mehr als ein Modul zu verarbeiten hat. Die Konversionszeit  $t_k$  für  $n$  Konversionszyklen ergibt sich aus Gl. 4.1 [Woc89].

$$t_k = 3.16 \mu\text{s} \times n + 1.80 \mu\text{s} \quad (4.1)$$

Damit ist die Triggerentscheidung und Datenkonversion für ein neutrales Ereignis nach frühestens 4.96  $\mu\text{s}$  abgeschlossen.

Unabhängig von der Triggerentscheidung des Trip und der MLU wird für jedes Ereignis das Bitmuster der MLU-Eingangs- und Ausgangssignale, zusammen mit der Ereigniszeit, auf einem **Daten-Stack** zwischengespeichert und in die Daten aufgenommen. Damit erhält man eine nahezu lückenlose Aufzeichnung aller im KARMEN-Detektor stattfindenden

Ereignisse, sowie der jeweiligen MLU-Triggerentscheidung. Dieser „Stack-Film“ erwies sich in der *off-line* Datenanalyse bei der Unterdrückung des kosmischen Untergrunds als unverzichtbar.

## 4.4 Softwaretrigger und Datenaufnahme

Da der ISIS-Protonenstrahl mit 50 Hz extrahiert wird, ist eine Strahlperiode 20 ms lang. Das gesamte Zeitverhalten der KARMEN-Elektronik orientiert sich an dieser 20 ms Zeitstruktur. Durch das *extract request* Signal wird die Protonenextraktion aus dem Synchrotron angezeigt. Die KARMEN-Strahlperiode wird vom *extract request* Signal der letzten ISIS-Strahlperiode gestartet. Hierfür wurde das *extract request* Signal um 19401  $\mu$ s verzögert. Damit startet die KARMEN-Periode etwa  $-600 \mu$ s vor der aktuellen Protonenextraktion (Abb. 4.4). Der Zeitpunkt, zu dem die ersten Neutrinos den KARMEN-

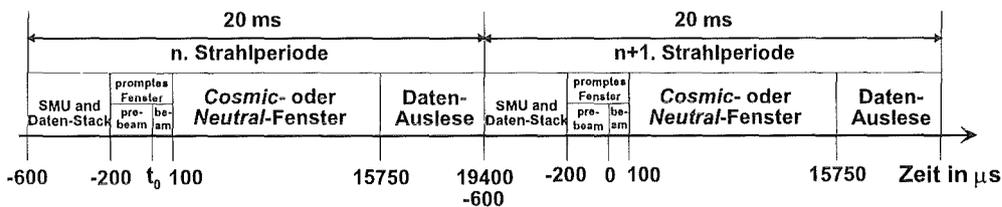


Abbildung 4.5: Zeitstruktur der KARMEN-Strahlperiode.

Detektor erreichen, ist mit  $t_0$  bezeichnet. Im Zeitbereich von  $-600 \mu$ s bis  $-200 \mu$ s werden nur Daten-Stackeinträge und SMU-Ereignisse aufgenommen. In einem Meßzeitfenster von  $-200 \mu$ s bis  $100 \mu$ s (hardware promptes Fenster) werden nur Ereignisse der Klasse **Neutral** aufgenommen, da sich hierin die potentiellen Neutrinoereignisse befinden. Diese Ereignisse werden mit der entsprechenden Tripmatrix selektiert. Befindet sich innerhalb dieses Zeitfensters ein neutrales Ereignis, so wird die Tripmatrix für den Rest der Strahlperiode beibehalten und somit nur Neutrals aufgenommen. Dies ermöglicht die Suche nach Koinzidenzen, wie sie für eine Reihe von Neutrinoereaktionen erwartet werden. Für den Nachweis der CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  wird wegen der langen Koinzidenzzeit von 15.9 ms auch noch die nachfolgende Strahlperiode mit der Neutral-Matrix aufgenommen, wenn sich ein neutrales Ereignis innerhalb von  $-200 \mu$ s bis  $50 \mu$ s (*software promptes window*) der aktuellen Periode befindet. Tritt während des hardware prompten Fensters kein neutrales Ereignis auf, so schaltet der Trip auf die Calcos-Matrix um. Damit werden für den Rest der Strahlperiode Eichmyonen aufgenommen.

Am Ende der KARMEN-Periode oder nach der Konversion von 16 Ereignisse erfolgt die Datenauslese durch den ACC<sup>9</sup> (Abb. 4.2). Nun werden mit dem Softwaretrigger Ereignisse der Klassen SMU und Calcos weiter selektiert und die Endpunkte der Myonspuren von den SMUs bestimmt. Die Daten werden dann auf die LSI übertragen und auf einem Datenträger aufgezeichnet.

<sup>9</sup>Auxilliary Crate Controller

## Kapitel 5

# Eichung des KARMEN–Detektors

Die zentrale Aufgabe der Kalibration ist es, aus den Meßdaten eines Moduls  $E_{up}$ ,  $E_{do}$ ,  $T_{Rel}$ ,  $dt$ , die physikalischen Größen, Energie, Ort und Zeit eines Ereignisses zu bestimmen. Die Kalibration des KARMEN–Detektors ist sehr komplex und wird deshalb nur kurz skizziert. Dabei werden die Schwerpunkte auf die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Walkkorrektur und Absolutzeitbestimmung gelegt. Eine ausführliche Darstellung der Kalibration findet sich in [Wol95].

### 5.1 Energieeichung

Das im Szintillator erzeugte Licht ist am Entstehungsort proportional der deponierten Strahlungsenergie. Der Proportionalitätsbereich ist jedoch bei kleinen Energien beschränkt, da dort aufgrund der hohen Ionisationsdichte Quenchingeffekte auftreten [Bir64]. Beim KARMEN–Szintillator beginnt der lineare Bereich für elektronartige Ereignisse bei etwa  $300\text{ keV}$  [Wol90]. Damit arbeitet der Szintillator im Bereich der Neutrinoenergien sehr gut linear. Das Szintillationslicht gelangt auf direktem Weg oder über die Totalreflexion an den Modulwänden zu den Stirnflächen, wo es von den PMTs gemessen wird. Abhängig vom Entstehungsort wird das Licht dabei auf bis zu 30 % seines ursprünglichen Wertes abgeschwächt. Die von den PMTs gemessenen Signale  $E_{up}$  und  $E_{do}$  sind bei gleicher Energiedeposition also ortsabhängig. Diese Ortsabhängigkeit wird durch eine Lichtausbeutekurve (siehe Abb. 5.7b) beschrieben, die mit Hilfe von Eichmyonen für jedes Modul bestimmen wird. Der **Absolutwert der Energieskala** wird über das Michel–elektronenspektrum aus dem Myonzerfall festgelegt. Dabei wird das gemessene Spektrum mit einer GEANT 3 Monte Carlo Simulation verglichen und über einen  $\chi^2$ –Fit der Kalibrationsfaktor an die Lichtausbeutekurven bestimmt [Eit95], [Wol95]. In Abb. 5.1 ist das Michelspektrum aus dem Myonzerfall und das  $\beta$ –Spektrum des  $^{12}\text{B}$ –Zerfalls aus der Myoneinfangreaktion  $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$  dargestellt:

$$\begin{aligned} \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + 2\nu & E_{e^\pm} &\leq 52.8\text{ MeV} \\ ^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} &\rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e & E_{e^-} &\leq 13.4\text{ MeV} \end{aligned}$$

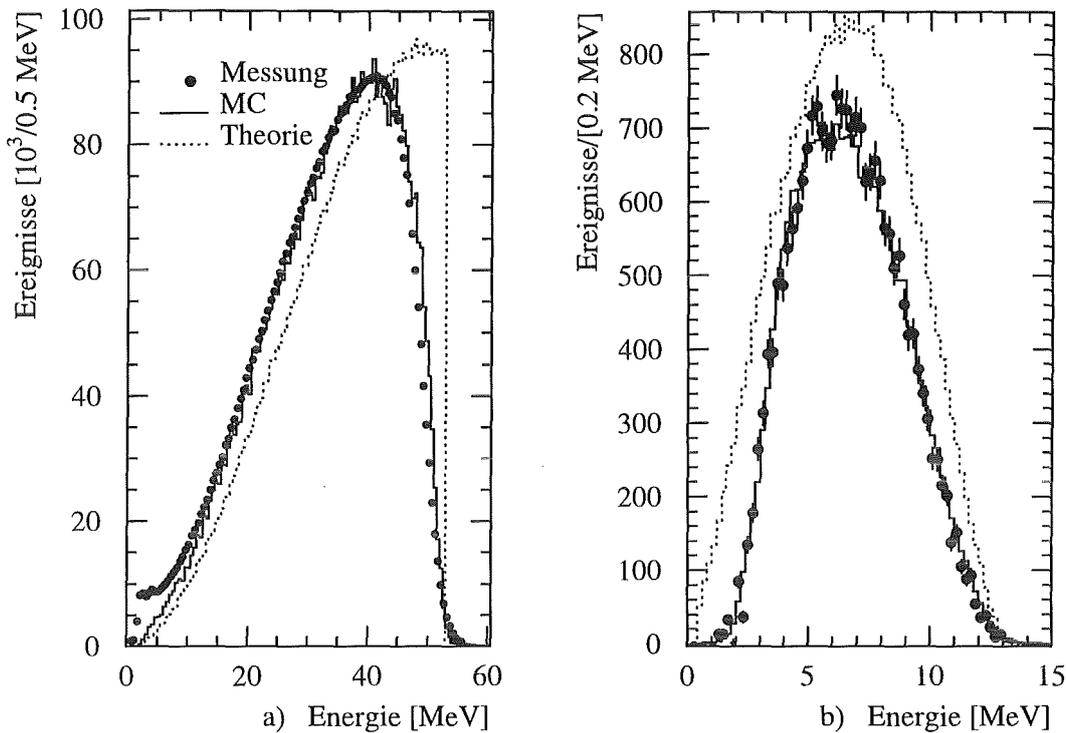


Abbildung 5.1: a) Gemessenes Michelspektrum mit überlagertem MC-Spektrum. Die theoretische Energieverteilung ist ebenfalls angegeben.  
 b) Gemessenes Borspektrum mit MC und theoretischem Betaspektrum.

Wie Abb. 5.1 zeigt, ist die MC-Simulation über den gesamten Energiebereich der Neutrinoenergien in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Dies verdeutlicht die wohlverstandene Absolutskala der Energie wie auch die kalorimetrischen Eigenschaften des Detektors. Zusätzlich sind die primären physikalischen Energieverteilungen der Prozesse dargestellt.

Die für den gesamten Detektor erreichte Genauigkeit der Energiekalibration beträgt bei 30 MeV etwa  $\pm 2\%$  [Wol95].

## 5.2 Ortseichung

Der Ereignisort entlang der Modulachse wird über die Differenzzeit  $dt$  der Up- und Downstreamphotomultipliersignale ermittelt. Zur Kalibration dienen wieder die Eichmyonen. Um Walkeffekte<sup>1</sup> möglichst klein zu halten, werden nur solche Ereignisse verwendet, die eine Mindestenergie von 200 ADC-Kanälen haben. Dies entspricht etwa einer Energie von 20 MeV. Die Flanken des Differenzzeitspektrums definieren dann die physikalischen Enden des Moduls bei  $\pm 175$  cm (die Modulmitte definiert den Nullpunkt der Skala).

<sup>1</sup>Beschreibung des Walks siehe Kap. 5.3

Für Ereignisse mit Energien kleiner als 10 MeV macht sich der Amplitudenwalk deutlich bemerkbar. Dies gilt insbesondere für die  $(n, \gamma)$ -Reaktion am Gadolinium, da hier ein Ereignis durch im Mittel drei Gammaquanten mit einer Summenenergie von 8 MeV nachgewiesen wird. Durch den Walk werden die Ereignisorte scheinbar zum Modulrand hin verschoben. Diese walkbedingte Verfälschung des Orts macht sich insbesondere bei der Suche nach räumlichen Koinzidenzen und bei der Anwendung von Volumenschnitten entlang der Modulachse störend bemerkbar. Bei der Analyse räumlich koinzidenter Ereignisse ergibt sich eine Asymmetrie und Verschiebung im Ortsdifferenzspektrum. Dies ist für Neutronen aus Myoneinfangreaktionen in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 dargestellt. Als Konsequenz muß das Koinzidenzvolumen  $\Delta x$  entlang der Modulachse größer gewählt werden, um keinen ortsabhängigen Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten. Dies führt jedoch zu einer unerwünschten Erhöhung des zufälligen Untergrunds.

Werden Volumenschnitte entlang der Modulachse  $x$  gemacht, so erhält man als Folge von Walkeffekten ein energieabhängiges effektives Volumen, welches sich nur mit großen systematischen Unsicherheiten bestimmen läßt. Da dieser systematische Fehler direkt in die Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte bzw. die Oszillationsgrenzen eingeht, wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Walkkorrekturen entwickelt.

Erwähnenswert ist ferner, daß sich aufgrund des Walks und der damit verbundenen falschen Ortsbestimmung Fehler in der Energiekalibration ergeben, da die Lichtausbeutekurven insbesondere am Modulende sehr stark ortsabhängig sind.

Der Amplitudenwalk wurde in [Wöl92] durch Erhöhen der ASTERIX-Schwellen von 15 mV auf 250 mV gemessen. Danach beträgt die Anstiegszeit der Photomultiplierpulse etwa 8 bis 9 ns. Dies ergibt unter der Annahme eines linearen Pulsanstiegs eine maximale Ortsverschiebung von 1.3 m, da die effektive Signalgeschwindigkeit in einem Modul  $15 \frac{cm}{ns}$  beträgt.

Um den Amplitudenwalk zu vermeiden, wurden in einer Detektorspalte versuchsweise die Leading-Edge Diskriminatoren (LE) auf den ASTERIX-Karten durch Constant-Fraction Diskriminatoren (CF) ersetzt. Die Umrüstung des gesamten Detektors wurde jedoch aus mehreren Gründen nicht durchgeführt [Kle94].

- Arbeits- und kostenintensiver Umbau der front-end Elektronik.
- Das erprobte CF-Modul war bei einer ASTERIX-Schwelle von 15 mV nur bedingt einsetzbar, wodurch ein weiteres Erniedrigen der Schwellen nicht mehr möglich ist.
- Nachträgliche Walkkorrekturen (z.B. des Anstiegswalks) sind bei der Verwendung von CF-Diskriminatoren nur sehr schwer möglich.
- Die nachfolgend vorgestellte Walkkorrektur erzielte zufriedenstellende Resultate.

### 5.3 Walkkorrektur

Unter Walk versteht man allgemein den Fehler der Zeitmessung, der durch die endliche Anstiegszeit der Start- und Stoppsignale entsteht. Es kann dabei zwischen Anstiegs- und

Amplitudenwalk unterschieden werden. Beim Amplitudenwalk resultiert der *Fehler* aus den unterschiedlichen Signalamplituden von Start- und Stopp-Puls, bei unveränderter Signalform, z.B. bei gleicher Anstiegszeit der Signale. Der Einfluß durch die Änderung der Pulsform bei gleicher Amplitude wird als Anstiegswalk bezeichnet. In der Praxis treten beide Walkformen kombiniert auf, da durch die endliche Bandbreite der Meßsysteme eine Amplitudenänderung auch mit einer Änderung der Pulsform verknüpft ist. In Abb. 5.2 sind beide Extremfälle mit idealisierten Pulsformen veranschaulicht. Mit Hilfe

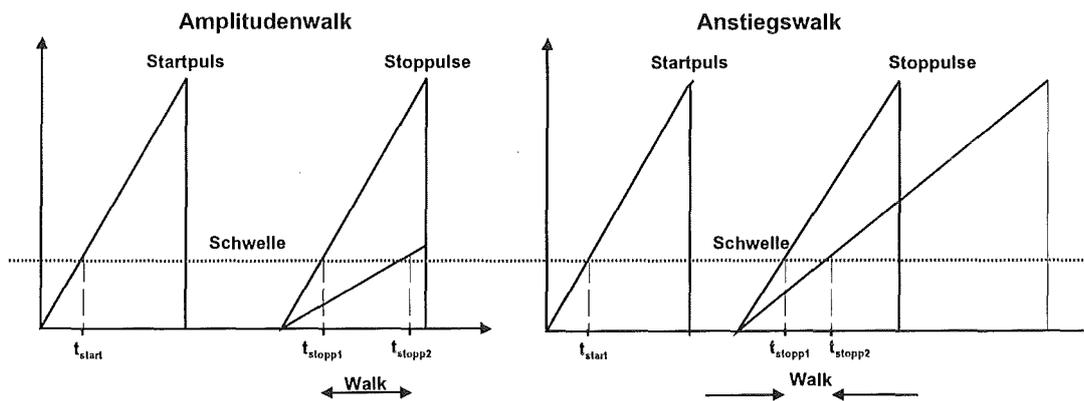


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung von Amplituden- und Anstiegswalk

von CF-Diskriminatoren läßt sich der Amplitudenwalk beseitigen. Der Anstiegswalk wird in der Regel bei den dort verwendeten Verfahren nicht korrigiert, da die Pulsformänderungen nicht berücksichtigt werden. CF-Diskriminatoren können deshalb nur dann eingesetzt werden, wenn die Pulsform weitgehend konstant ist.

Bei Kenntnis der Signalform kann der Walk nachträglich korrigiert werden. Diese Korrektur ist bei Verwendung von LE-Diskriminatoren und einer wohldefinierten Diskriminatorschwelle besonders einfach durchführbar. Das hier vorgestellte Walkmodell und der daraus abgeleitete Korrekturparameter beruht auf der Grundlage der PMT-Pulsberechnung mittels der linearer Systemtheorie. Es gliedert sich in folgende Teile:

- Berechnung der PMT-Pulse
- Ableitung des Zeitverhaltens des Szintillationslichtes
- Einfluß der Modulgeometrie und der Lichtabschwächung
- Parameter zur Walkkorrektur
- Test der Walkkorrektur mit Hilfe myoninduzierter Reaktionen
- Vergleich mit der Oszilloskop-Walkkorrektur

### 5.3.1 Berechnung der PMT-Pulse

Im folgenden wird der PMT als lineares System im Sinne der linearen Systemtheorie betrachtet. Danach läßt sich das Ausgangssignal eines Photomultipliers für einen zeitlich sehr kurzen Lichtpuls (Diracsche  $\delta$ -Funktion) als lineare Impulsantwort (Übertragungs- oder Transferfunktion)  $T_{PMT}(t)$  beschreiben (siehe Abb. 5.3). Als Transferfunktion  $T_{PMT}(t)$

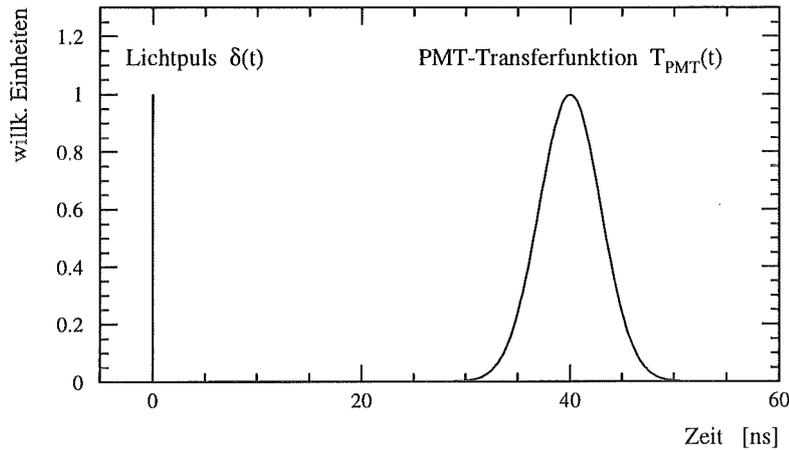


Abbildung 5.3: Impulsantwort  $T_{PMT}(t)$  des Photomultipliers.

wird eine Gaußfunktion mit einer Zeitaufösung  $\sigma$  gewählt, die man für ein einzelnes Photoelektron erhält.

$$\begin{aligned}
 T_{PMT}(t) &= A e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{t-t_0}{\sigma} \right)^2} & (5.1) \\
 \sigma &= 2.08 \text{ ns} \quad [\text{Gri86}] \\
 t_0 &= 40 \text{ ns} \quad \text{bei 1600 V} \quad [\text{Val85}]
 \end{aligned}$$

Die Daten beziehen sich auf den bei KARMEN verwendeten Photomultiplier XP3432, die Amplitude  $A$  gibt die Verstärkung an und ist von der PMT-Versorgungsspannung (HV) abhängig. Ebenfalls HV-abhängig ist die *transit-time*  $t_0$ , die bei gleichbleibender HV als konstant angenommen werden kann. Die *transit-time* hat keinen Einfluß auf die Pulsform.

Für eine beliebige zeitliche Lichtverteilung  $I(t)$  an der Photokathode des Multipliers, läßt sich das Ausgangssignal  $F(t)$  berechnen.

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t') T_{PMT}(t - t') dt' \quad (5.2)$$

Um nun die Eingangsfunktion  $I(t)$  des Photomultipliers zu bestimmen, muß das zeitliche Verhalten der Szintillation, sowie der Einfluß der Modulgeometrie bestimmt werden.

### 5.3.2 Zeitverhalten des Szintillationslichtes

Der KARMEN-Szintillator<sup>2</sup> besteht aus einem Gemisch von 75% Mineralöl, 25% Pseudocumol<sup>3</sup> und  $2 \frac{9}{7}$  PMP<sup>4</sup>. Aufgrund der großen Stokesshift des PMPs von 130 nm [Güs78] ist PMP Szintillator und Wellenlängenschieber zugleich.

Die Lebensdauer der angeregten PMP Zustände beträgt 3 ns [Güs78]. Der Energietransport vom Pseudocumol zum PMP erfolgt im wesentlichen über die Dipol-Dipol-Wechselwirkung (Förstermechanismus) in etwa  $10^{-12}$  s [Bir70]. Der Energietransport von den Paraffinmolekülen (Mineralöl) zu den Pseudocumol- oder PMP-Molekülen erfolgt wesentlich langsamer (einige ns). Um die Geschwindigkeit dieses Prozesses zu bestimmen, wurden Szintillationspulse mit Hilfe eines Speicheroszilloskops (1 Gs, 250 MHz) aufgenommen. Die Szintillationszelle wurde dabei klein gewählt ( $V = 100 \text{ cm}^3$ ), um die Einflüsse der wellenlängenabhängigen Abschwächlänge und der Geometrie zu vermeiden, ferner wurde der KARMEN-Photomultiplier VALVO XP3462 verwendet. Abb. 5.4 zeigt einige mit der Szintillationszelle gemessene Pulse. Es zeigt sich, daß die Pulse nicht mit der Zeitkonstanten des PMPs, sondern wesentlich langsamer mit  $\tau \approx 8 \text{ ns}$  abklingen. Für die Berechnung des Zeitverhaltens des Szintillationslichtes wird angenommen, daß sich die Energie der ionisierenden Strahlung proportional dem Mischungsverhältnis der Teilkomponenten (25% Pseudocumol und 75% Mineralöl) des Szintillators auf diese verteilt. Dies ist eine gute Näherung, da die Dichte des verwendeten Mineralöls gleich der Dichte des Pseudocumols ist [Rap91]. Unter der Annahme, daß der Energietransport vom Mineralöl auf das PMP exponentiell mit  $\tau = 8 \text{ ns}$  erfolgt, erhält man das folgende Zeitverhalten für die Intensität  $I_0(t)$  der Szintillation.

$$I_0(t) = 0.75 \left( e^{-\frac{t}{8 \text{ ns}}} - e^{-\frac{t}{3 \text{ ns}}} \right) + 0.25 e^{-\frac{t}{8 \text{ ns}}} \quad (5.3)$$

Abbildung 5.4 zeigt, daß sich die PMT-Pulse mit dem angenommenen zeitlichen Verhalten für die Szintillation, für kleine Szintillationsvolumina gut beschreiben lassen. Bei großen Szintillationsdetektoren muß jedoch der Einfluß der Lichtabschwächung und die Detektorgeometrie berücksichtigt werden.

### 5.3.3 Einfluß der Modulgeometrie und der Lichtabschwächung

Da die KARMEN-Segmentierung aus Doppelplexiglasplatten besteht, zwischen denen sich ein dünner Luftspalt zur Totalreflexion befindet, kann ein Modul wie in Abb. 5.5 vereinfacht werden. Setzt man den Koeffizienten der Totalreflexion gleich eins und vernachlässigt man die gewöhnlichen „Spiegel-Reflexionen“, so ergibt sich für eine feste Wellenlänge die Lichtintensität  $I(t, x)$  an der Modulstirnfläche. Das zeitliche Verhalten von  $I(t, x)$  hängt dabei vom Szintillationsort  $x$  ab. Damit ergibt sich eine ortsabhängige Amplitude und Anstiegszeit der Photomultiplierpulse und somit ein Amplituden- und Anstiegswalk.

<sup>2</sup>Bezüglich der Funktionsweise organischer Flüssigszintillatoren sei auf [Bir64] verwiesen.

<sup>3</sup>1,2,4-Trimethylbenzol

<sup>4</sup>1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin

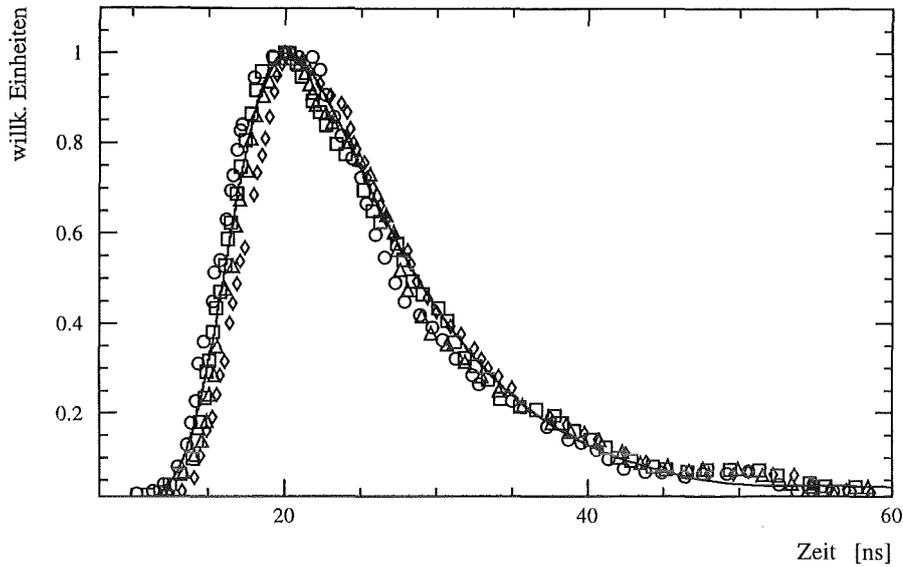


Abbildung 5.4: Die Symbole beschreiben die mit einem 250 MHz (1 Gs) Speicheroszilloskop gemessenen Szintillationspulse aus einer  $100 \text{ cm}^3$  großen Szintillationszelle. Die Kurve beschreibt den berechneten Puls.

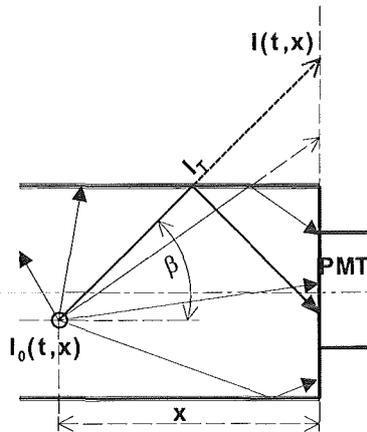


Abbildung 5.5: Totalreflexionsmoden in einem KARMEN-Modul zur vereinfachten Berechnung der Lichtintensität, die den PMT erreicht.

Die Intensität an der Modulstirnfläche läßt sich mit den obigen Näherungen für monochromatisches Licht mit folgender Beziehung bestimmen:

$$I(t, x, \lambda) = \int_{-\frac{x}{c}}^{\frac{x}{c}} I_0(t - t') e^{-\frac{t'}{\lambda(\lambda)}} \frac{x dt'}{2ct'^2} \quad (5.4)$$

Hierbei gehen folgende Parameter ein:

- $\Lambda(\lambda)$ : wellenlängenabhängige Abschwächlänge des Szintillators
- $c$ : Lichtgeschwindigkeit im Szintillator
- $\frac{x}{2ct'^2}$ : ergibt sich nach Variablensubstitution und enthält den differentiellen Raumwinkel
- $I_0(t)$ : zeitliches Verhalten des Szintillationslichtes am Ort  $x$  nach Gl. 5.3
- $l_T$ : maximaler Weg des Lichts für den Grenzwinkel  $\beta = 90^\circ - \alpha_{Totalreflexion}$

Durch eine Faltung von Gl. 5.4 mit der Transferfunktion des Photomultipliers (Gl. 5.1) ergibt sich das PMT-Signal  $f(t, x, \lambda)$  für monochromatisches Licht:

$$f(t, x, \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t', x, \lambda) T_{PMT}(t - t') dt' \quad (5.5)$$

Wird über das Emissionsspektrum des Szintillators  $e_{sz}(\lambda)$  integriert, so erhält man das tatsächliche Photomultipliersignal  $F(t, x)$ :

$$F(t, x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(t, x, \lambda) e_{sz}(\lambda) e_{PMT}(\lambda) d\lambda \quad (5.6)$$

Hierbei wird die spektrale Sensitivität  $e_{PMT}(\lambda)$  der Photokathode des Multipliers berücksichtigt. Bei der Berechnung der zeitlichen Lichtverteilung muß zusätzlich noch die Reflexion an der gegenüberliegenden Modulstirnfläche berücksichtigt werden, da die Stirnflächen mit Aluminiumfolie beschichtet sind. Diese Reflexion verlängert das PMT-Signal etwas, wodurch sich das Verhältnis von Signalamplitude und Integral (Ladung) ändert.

Die Reflexion an den Stirnflächen kann mit einem Reflexionsparameter  $R$  beschrieben werden. Dabei wird angenommen, daß  $R$  proportional zur reflektierenden Fläche ist. Diese beträgt etwa 70 %, denn die Photomultiplier bedecken 30 % der Modulstirnfläche. Man erhält für die Intensität der Reflexion folgenden Ausdruck:

$$I_{RefI}(t, x, \lambda) = R \int_{\frac{2l-x}{c}}^{\frac{l_T}{c}} I_0(t - t') e^{-\frac{t'}{\Lambda(\lambda)}} \frac{2l - x}{2ct'^2} dt' \quad (5.7)$$

Dabei ergibt sich  $l_T$  aus dem Grenzwinkel der Totalreflexion,  $l$  bezeichnet die Modullänge. Mit Gl. 5.4 und Gl. 5.7 ergibt sich die Gesamtintensität für eine Wellenlänge,

$$I_{total}(t, x, \lambda) = I(t, x, \lambda) + I_{RefI}(t, x, \lambda). \quad (5.8)$$

Mit  $I_{total}$  wird nach Gl. 5.6 die Photomultiplierantwort berechnet. In Abb. 5.6 sind für verschiedene Orte gemessene und berechnete PMT-Pulse dargestellt. Die PMT-Pulse wurden direkt am KARMEN-Detektor mit einem 1Gs Speicheroszilloskop gemessen. Der Ort  $x$  wurde aus der Differenzzeit von Up- und Downstreamsignal bestimmt. Es zeigt sich, daß

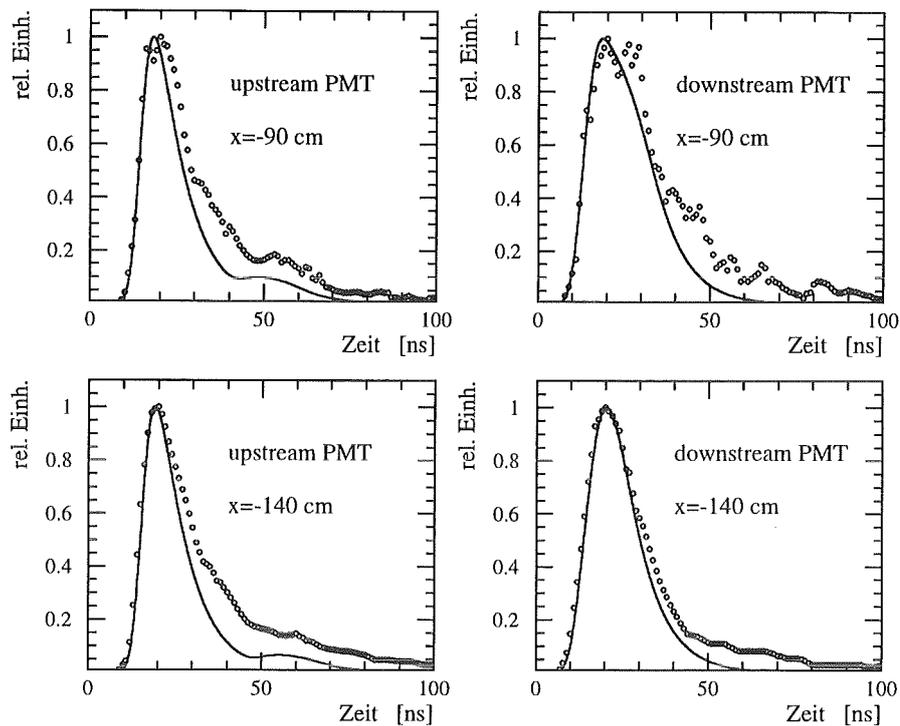


Abbildung 5.6: Gemessene (o) und berechnete up- und downstream PMT-Pulse für zwei Ereignisse an verschiedenen Orten, die Pulse wurden auf das Maximum normiert. Die Modulmitte entspricht  $x = 0$  cm.

durch dieses einfache Modell die Anstiegszeit und die Pulsform auf den ersten  $30$  ns sehr gut wiedergegeben wird. Die berechneten Pulse sind jedoch trotz der Berücksichtigung der Reflexion am gegenüberliegenden Modulende etwas zu schmal und fallen zu schnell ab. Die Ursachen für die Abweichung sind wahrscheinlich Absorptions- und Reemissions-effekte im Szintillator, welche zu einer Pulsverlängerung führen. Ferner wurden andere Reflexionen außer der Totalreflexion und der Reflexion an der Stirnfläche nicht berücksichtigt. Für die Walkkorrektur ist jedoch in erster Näherung nur die Anstiegszeit und die Anstiegsform relevant. Beides wird ausreichend gut durch den berechneten Puls beschrieben. In Abb. 5.7a sind die PMT-Pulse für verschiedene Entfernungen des Ereignisorts vom PMT berechnet. Man erkennt deutlich, daß mit zunehmender Entfernung vom PMT die Anstiegszeit der Pulse größer wird (siehe Abb. 5.14 b). Dadurch wird neben dem Amplitudenwalk zusätzlich ein Anstiegswalk verursacht. Mit Hilfe der Pulsintegrale, die den nachgewiesenen Lichtmengen proportional sind, läßt sich die ortsabhängige Lichtausbeutekurve bestimmen. In Abb. 5.7b ist die berechnete Lichtausbeute mit dem Fit einer gemessenen Lichtausbeutekurve eines repräsentativen KARMEN-Moduls dargestellt. Die Abweichung am nahen Ende des Photomultipliers läßt sich auf Reemissions- und Absorptionseffekte, sowie auf die Vereinfachten geometrischen Annahmen zurückführen. Durch Absorptions- und Reemissionseffekte ergibt sich neben einer zeitlichen Verzögerung des Szintillationslichts auch eine Rotverschiebung (Stokesshift) des Emissionsspektrums. Durch die stark wellenlängenabhängige Abschwächlänge  $\Lambda(\lambda)$  und die spektrale Sensitivität der Photokathode  $e_{PMT}(\lambda)$  ändert sich damit die Form und das Integral des Photomultiplierpulses.

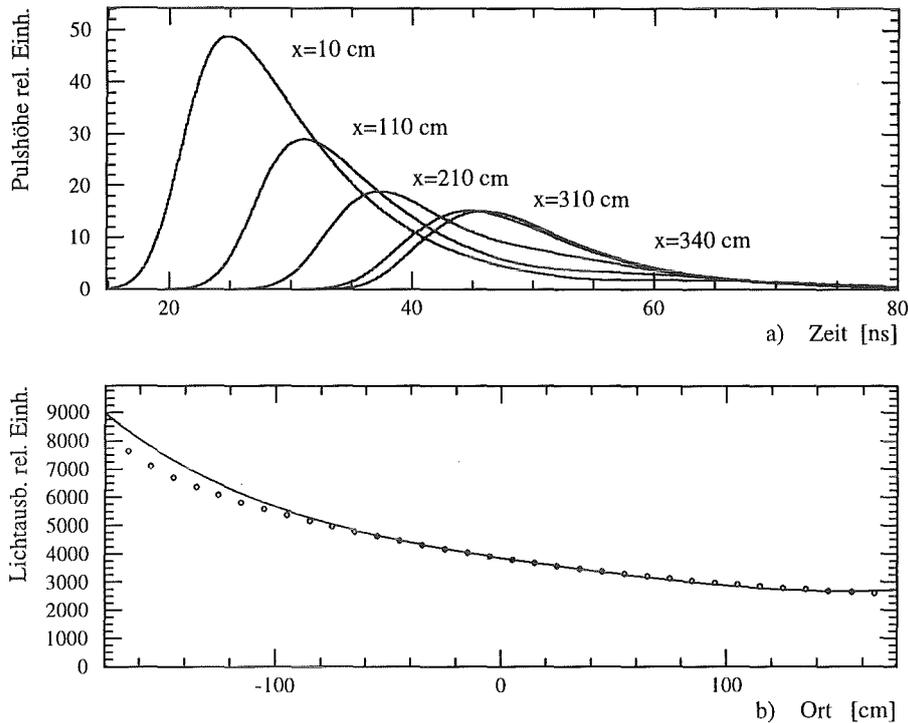


Abbildung 5.7: a) berechnete PMT-Signale in verschiedenen Entfernungen vom Multiplier  
 b) Berechnete (o) Lichtausbeute entlang der Modulachse für den Upstream-PMT.  
 —: typische Fitfunktion der gemessenen Lichtausbeute (Normierung bei  $x = 0$  cm)

### 5.3.4 Parameter zur Walkkorrektur

Um mit den berechneten PMT-Pulsen eine Walkkorrektur durchführen zu können, muß die Lage der Schwellen der LE-Diskriminatoren bestimmt werden. Die Lichtausbeutekurven werden mit kosmischen Myonen aufgenommen (siehe Kab. 5.1), die etwa  $30$  MeV Energie in einem Modul deponieren. Dabei ist die Modulschwelle (bei  $15$  mV ASTERIX-Schwellen) etwa bei  $1.5$  MeV bis  $2$  MeV und beträgt ca.  $\frac{1}{20}$  des Kalibrationspulses. In Abb. 5.8a sind die berechneten Kalibrationspulse (kosmische Myonen) für den Modulort  $x = -100$  cm im Vergleich mit der wirksamen Schwelle in logarithmischer Auftragung dargestellt. Bei der Walkkorrektur wird für jedes Modul das Verhältnis zwischen Kalibrationspuls und Modulschwelle bestimmt. Dadurch werden die modulspezifischen Eigenschaften mit in die Korrektur aufgenommen.

Der Ort  $x$  für ein Kalibrationsereignis ergibt sich aus der Differenzzeit  $\Delta T^\circ = T_2^\circ - T_1^\circ$ , wobei hier der Walk aufgrund der hohen Pulse vernachlässigt wird. Für ein anderes Ereignis beliebiger Energie am gleichen Ort  $x$  ergibt sich die Differenzzeit  $\Delta T = T_2 - T_1$  und somit ein Walk von  $\Delta T_{Walk} = \Delta T - \Delta T^\circ$ . Dabei ist  $\Delta T_{Walk}$  eine Funktion des Orts

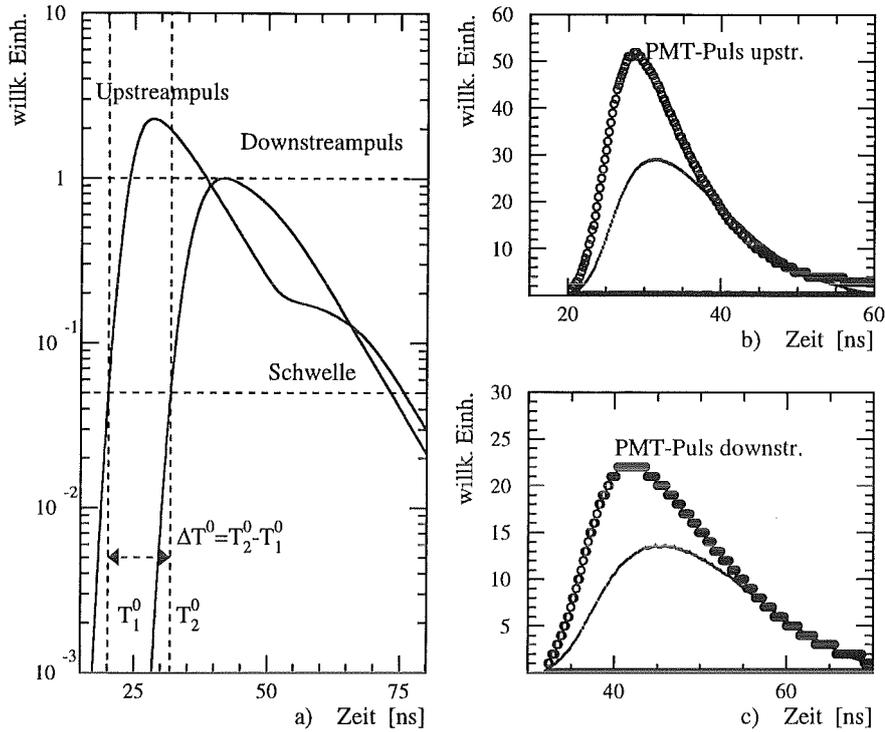
Ereignisort,  $x = -100$  cm

Abbildung 5.8: a) Berechnete PMT-Pulse für ein Eichmyon am Ort  $x = -100$  cm. Das Maximum des Downstreampulses wurde auf eins normiert und auf diesen die Schwelle bezogen. b) und c): PMT-Pulse (o) für das Ereignis aus a) mit dem jeweiligen Ausgangspuls des Emitterfolgers (—) auf der ASTERIX *frond-end* Elektronikarte. Diese Pulse gelangen auf die Diskriminatoren und bestimmen somit die Differenzzeit.

und der Energie. Die Energieabhängigkeit wird mit dem Parameter

$$z = \frac{\min(E_{up}, E_{do})}{\text{Schwelle}} \quad (5.9)$$

beschrieben, wobei  $E_{up}$  und  $E_{do}$  die up- und downstreamseitige Energie ist. Dabei wird in erster Näherung angenommen, daß die Pulshöhe proportional der Ladung, d.h. des Pulsintegrals (Energie) ist<sup>5</sup>. In Abb. 5.9 ist die Differenzzeit  $\Delta T$  als Funktion des Ortes  $x$  und des Energieparameters  $z$  dargestellt. Dabei wurde zusätzlich berücksichtigt, daß die PMT-Signale nicht direkt, sondern aus Anpassungsgründen über einen Emitterfolger an die LE-Diskriminatoren gelangen. Die PMT-Pulse werden durch die Bandbreite dieser Transistorschaltung etwas in ihrer Form und Anstiegszeit verändert. Diese Modifikation wurde mit dem Programm SPICE berechnet. Der Einfluß des Emitterfolgers auf die PMT-Pulse ist in Abb. 5.8b und 5.8c dargestellt. Die Änderung der Anstiegszeit durch den Emitterfolger beträgt etwa 1.2 ns (Abb. 5.14b).

<sup>5</sup>Diese gilt exakt nur für einen festen Ort  $x$ , da die Pulsform ortsabhängig ist und somit das Amplituden- zu Integralverhältnis.

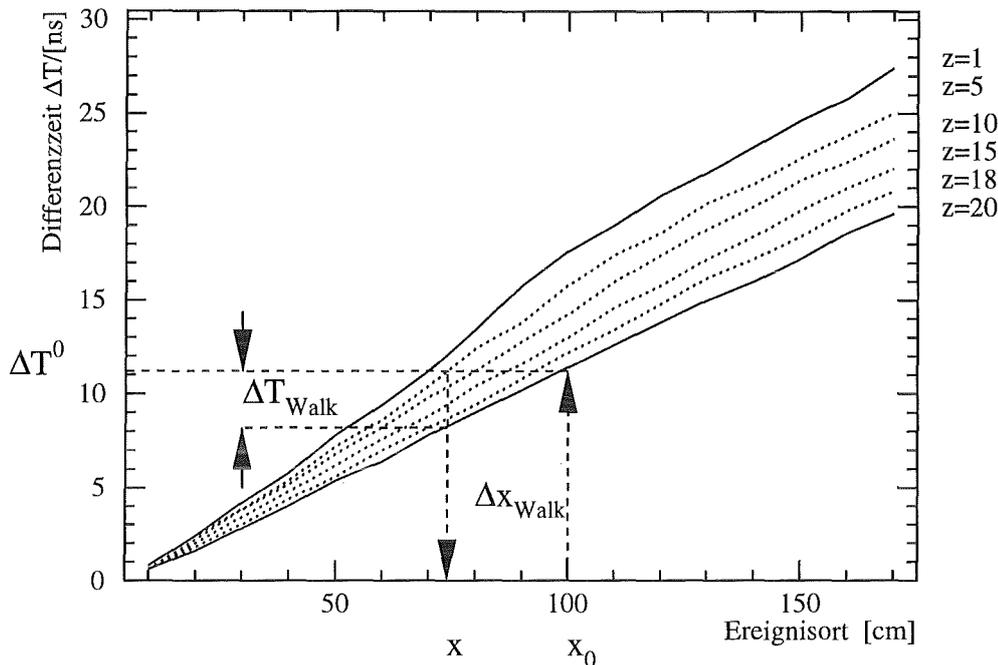


Abbildung 5.9: Walkkorrekturdiagramm: Berechnete Differenzzeit als Funktion des Ereignisorts  $|x|$  und des Energieparameters  $z = \frac{\min(E_{up}, E_{do})}{Schwelle}$  (siehe Text).

Aus dem berechneten Walkdiagramm (Abb. 5.9) ergibt sich ein maximales  $\Delta T_{Walk}$  von  $8 \text{ ns}$ . Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen der Signalanstiegszeit in [Wöl92]. Der walkkorrigierte Ort eines Ereignisses läßt sich mit Hilfe des Walkdiagramms (Abb. 5.9) durch die Anwendung des folgenden Näherungsverfahrens bestimmen:

- In einer ersten Stufe wird zuerst der Ereignisort  $x$  ohne Walkkorrektur bestimmt. Da die Walkeffekte bei den Kalibrationsmyonen ( $z \approx 20$ ) vernachlässigt werden können, ist dies für diese Ereignisklasse der wahre Ort, mit dem man die Differenzzeit  $\Delta T^0$  erhält.
- Bestimmung des Energieparameters  $z$  mit den modulspezifischen Lichtausbeutekurven und Schwellen (Gl. 5.9).
- Mit  $z$  und  $\Delta T^0$  läßt sich nun der korrigierte Ereignisort  $x$  bestimmen.

Da für die Walkkorrektur die Amplitude des PMT-Signals die relevante Größe ist, bei KARMEN aber immer nur integrierte Signale gemessen werden, muß die oben gemachte Annahme der Proportionalität zwischen Pulsamplitude und Integral (Energie) überprüft werden. In Abb. 5.10a ist das gemessene und berechnete Verhältnis zwischen Integral und Amplitude der PMT-Signale als Funktion des Ereignisorts dargestellt. Die ortsabhängigkeit des Verhältnisses wird durch das Pulsform-Modell qualitativ richtig beschrieben, wobei die Abweichung durch die oben erwähnten Absorption- und Reemissionseffekte und der vereinfachenden Annahmen bezüglich der Geometrie bedingt ist. Bei der Messung wurden die ASTERIX-Schwellen auf  $100 \text{ mV}$  erhöht, um den Effekt deutlich messen zu

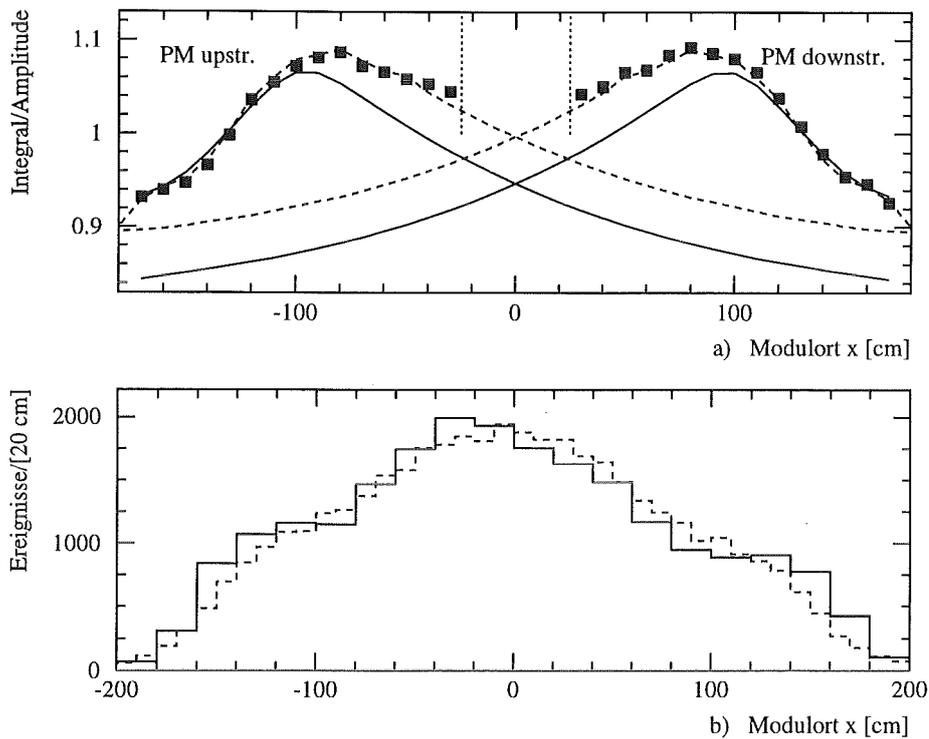


Abbildung 5.10: a) Integral- zu Amplituden -Verhältnis für ein KARMEN-Modul. Die berechneten (—) und gemessenen (Symbol) Werte sind bei  $|x| = 130$  cm aufeinander normiert. Da die Messung nicht über den gesamten  $x$ -Bereich durchführbar ist, wurde die Meßkurve mit der berechneten Funktion fortgesetzt (gestrichelt).

b) Experimentelle (—) und MC-Ortsverteilung (gestrichelt) von  $(n, \gamma)$ -Ereignissen mit  $E < 3$  MeV. Die Neutronen stammen aus Myon-Einfangreaktionen, wobei der Myonort auf  $|x| < 140$  cm begrenzt wurde.

können. Dann wurde die Energie der Ereignisse ermittelt, die gerade über die Schwelle gelangen. Damit ist eine Amplitude für diese PMT-Pulse fixiert und es kann ortsabhängig das Verhältnis aus der so definierten Pulshöhe und der Energie bestimmt werden. Damit erhält man die ortsabhängige Energieschwelle der Module. Abbildung 5.10a zeigt den Verlauf dieser Energieschwelle, diese wurde bei der Berechnung des Walkkorrekturdiagramms ebenfalls berücksichtigt.

Erst durch die Kenntnis der ortsabhängigen Energieschwelle konnte das KARMEN-Monte-Carlo-Programm (KARMEN-MC) so weit verbessert werden, daß auch das Ortsspektrum der  $(n, \gamma)$ -Reaktionen sehr gut beschrieben wird (Abb. 5.10b, [Eit95]). Diese Ortsverteilung ist für die Bestimmung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit unerlässlich, wenn auf Volumenschnitte verzichtet wird.

### 5.3.5 Test der Walkkorrektur mit Hilfe myoninduzierter Reaktionen

Mit Hilfe myoninduzierter Reaktionen lässt sich die Qualität der Walkkorrektur überprüfen. Dabei wird der Endpunkt eines gestoppten Myons ( $x_{SMU}$ ) als Ortsreferenzpunkt angenommen. Bedingt durch die Datenaufnahme deponieren die SMUs an ihrem Stopport eine Energie von mindestens 8 MeV. Im Mittel beträgt die Energie jedoch 30 MeV [Gra92], wodurch die walkbedingte Verschiebung des Stopports als klein angenommen werden kann. Durch den Nachweis des Michelelektrons aus dem Myonzerfall ( $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$ ) oder des Neutrons aus der Myoneinfangreaktion ( $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ ) in Koinzidenz zum SMU kann die walkbedingte Ortsverschiebung des sequentiellen Ereignisses, im Energiebereich der Neutrinos (0–50 MeV) gemessen werden.

Die Neutronen werden über die  $\gamma$ -Quanten der Einfangreaktionen  $\text{Gd}(n,\gamma)$  und  $\text{p}(n,\gamma)$  nachgewiesen. Damit lässt sich ein Ortsdifferenzspektrum

$$\Delta x(x_{SMU}) = x_\gamma - x_{SMU} \quad (5.10)$$

in Abhängigkeit vom SMU-Ort ermitteln. Ohne Walkkorrektur ergeben sich, mit Ausnahme der Modulmitte, asymmetrische Verteilungen der Neutronen, die nicht um  $x_{SMU}$  zentriert sind. Mit einer guten Walkkorrektur sollten sich daraus symmetrische, um den Stopport  $x_{SMU}$  zentrierte Verteilungen ergeben. In Abb. 5.11 ist exemplarisch die Verteilung der Neutronen um den Ort der SMUs für  $x_{SMU} = -145 \text{ cm}$  dargestellt. Die nicht walkkorrigierte Verteilung ist dabei erwartungsgemäß zum Modulrand hin verschoben.

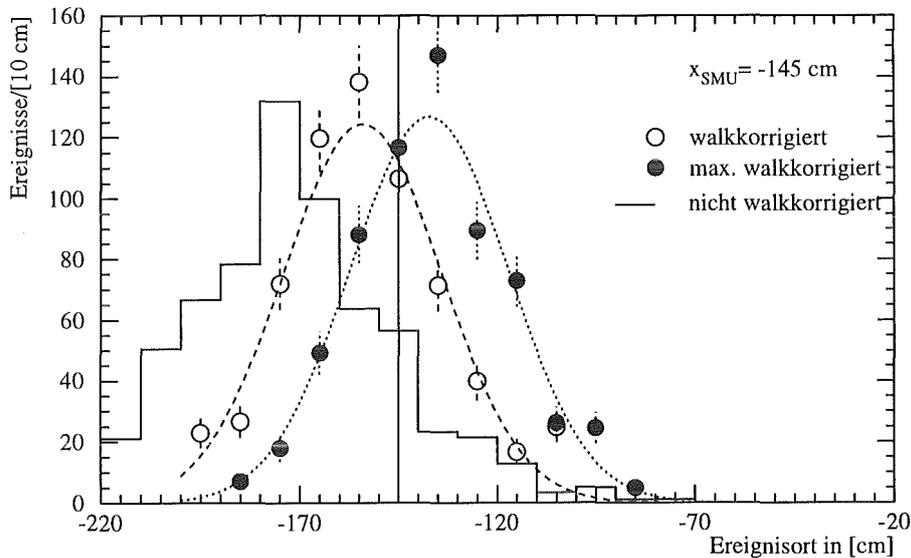


Abbildung 5.11: Ortsverteilung von Neutronen aus Myoneinfangreaktionen mit und ohne Walkkorrektur für  $x_{SMU} = -145 \text{ cm}$ .

Bei der  $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Reaktion entstehen im Mittel 3 $\gamma$ -Quanten mit einer Summenenergie von 8 MeV. Die  $\gamma$ 's deponieren ihre Energie an verschiedenen Orten innerhalb eines Moduls bzw. in verschiedenen Modulen. Deshalb kann man sich den bei dieser Reaktion entstehenden Szintillationspuls aus mehreren Pulsen zusammengesetzt denken, die aufgrund der

Ortsdifferenz zeitlich etwas verzögert am PMT ankommen. Deshalb hat der PMT-Puls in der Regel nur die Amplitude und das Anstiegsverhalten einer einzigen  $\gamma$ -Wechselwirkung. Berücksichtigt man noch, daß bei einem Comptonstoß nicht die gesamte Energie des Gammaquants am Wechselwirkungsort deponiert wird, so kann der Puls, trotz hoher Summenenergie, wie ein Signal das sehr nahe an der Modulschwelle liegt behandelt werden. Dies gilt in besonderem Maße für die  $p(n,\gamma)$ -Reaktion, da das dabei freiwerdende  $\gamma$  mit  $2.2\text{ MeV}$  ebenfalls sehr nahe an den Modulschwellen von  $1.5 - 2\text{ MeV}$  liegt. Aus diesen Gründen wird für alle  $(n,\gamma)$ -Reaktionen der Ort maximal walkkorrigiert (d.h. es wird  $z = 1$  aus Abb. 5.9 benutzt). Das Ergebnis der 'normalen' und 'maximalen' Korrektur ist ebenfalls in Abb. 5.11 dargestellt. Beide Korrekturen ergeben eine deutliche Verschiebung der Ereignisse in Richtung des SMU-Orts, wobei die 'maximale' Korrektur für Ereignisse am Modulrand etwas zu stark korrigiert. In Abb. 5.12 ist die mittlere Ortsverschiebung der Neutronen bezüglich des SMU-Orts entlang der Modulachse dargestellt. Es zeigt sich, daß ohne Korrektur die Neutronen im Mittel bis zu  $30\text{ cm}$  zum Modulrand hin verschoben sind. Dadurch würde man bei einem Schnitt entlang der Modulachse signifikant die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit reduzieren. Mit der gewöhnlichen Walkkorrektur wird die Verschiebung deutlich verringert, jedoch nicht ganz aufgehoben. Erst die Klassifikation der  $(n,\gamma)$ -Reaktionen als  $z = 1$  und damit maximal zu korrigierende Ereignisse ergibt ein befriedigendes Resultat. Mit der maximalen Walkkorrektur stimmen die Neutronorte in einem Volumen von  $x = \pm 150\text{ cm}$  sehr gut mit den SMU-Orten überein.

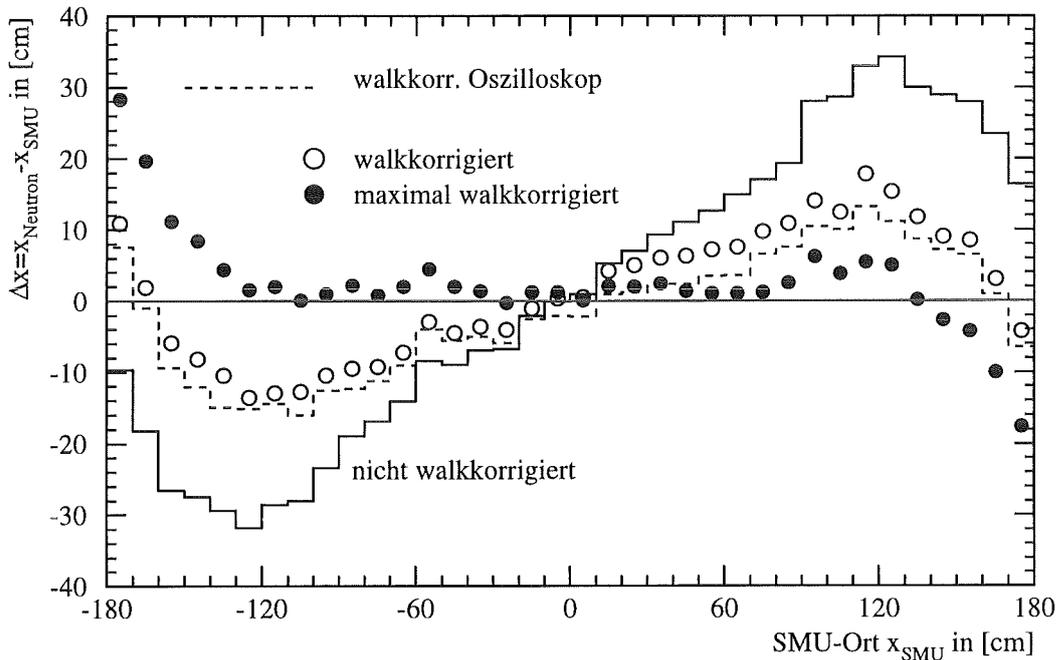


Abbildung 5.12: Mittlere Verschiebung des Neutronenorts entlang der Modulachse bei walkunkorrigierter Ortskalibration und bei Verwendung der angegebenen Walkkorrekturen.

In Abb. 5.13 sind die Verteilungen der mittleren Ortsdifferenzen  $x_{Neutron} - x_{SMU}$  für die verschiedenen Walkkorrekturen dargestellt. Dabei wurde für das prompte Ereignis

$|x_{SMU}| < 150 \text{ cm}$  verlangt. Dies entspricht dem Ortsschnitt wie er bei der Oszillationsanalyse angewandt wird. Bei der maximalen Korrektur erhält man die schmalste Verteilung, da hier der Neutronort am besten korrigiert wird. Dies hat zur Folge, daß bei gleicher Neutronennachweiswahrscheinlichkeit das Koinzidenzvolumen entlang der Modulachse verringert werden kann, wodurch sich der zufällige Untergrund bei der Oszillationsanalyse ebenfalls verringert.

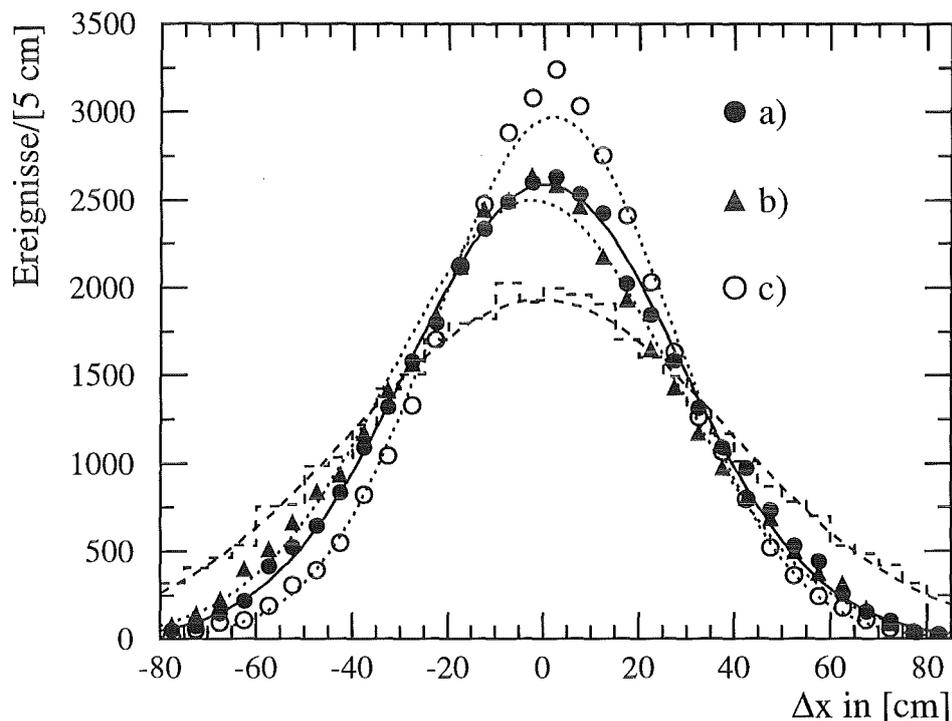


Abbildung 5.13: Untergrundkorrigierte Verteilung der mittleren ( $|x_{SMU}| < 150 \text{ cm}$ ) Ortsdifferenz  $x_{Neutron} - x_{SMU}$  für die verschiedenen Walkkorrekturen.

- a) 'normale' Korrektur,  $\sigma = 28.5 \text{ cm}$
- b) 'normale' Osz.-Walkkorr.,  $\sigma = 29.4 \text{ cm}$
- c) max. Korrektur,  $\sigma = 24.7 \text{ cm}$

Die unkorrigierte Differenzverteilung ist gestrichelt ( $\sigma = 39.8 \text{ cm}$ ) dargestellt.

Um die Funktion der Walkkorrektur bei höheren Energien zu überprüfen, wurde die mittlere Ortsverschiebung der Michelelektronen (mit  $E > 10 \text{ MeV}$ ) bestimmt (Abb. 5.14a). Hier zeigt sich, daß der unkorrigierte Ort sehr gut mit dem der SMUs übereinstimmt. Der Grund hierfür ist, daß die mittlere Energiedeposition der SMUs und der Michelelektronen im Endpunktsmodul etwa gleich ist ( $\approx 30 \text{ MeV}$ ) und somit beide Ereignisse der gleichen walkbedingten Ortsverschiebung unterliegen. Diese beträgt an den Modulenden

etwa 10-15 cm [Wol95]. Der Walk dieser Ereignisse wird durch die berechnete oder durch die unten beschriebene Oszilloskop-Walkkorrektur korrigiert. Die maximale Walkkorrektur für elektronartige Ereignisse führt, wie Abb. 5.14a zeigt, zu einer extrem falschen Ortsbestimmung, was aufgrund der stark nichtlinearen Lichtausbeutekurve am Modulende (Abb. 5.7b) zusätzlich zu einem Fehler in der Energie führt.

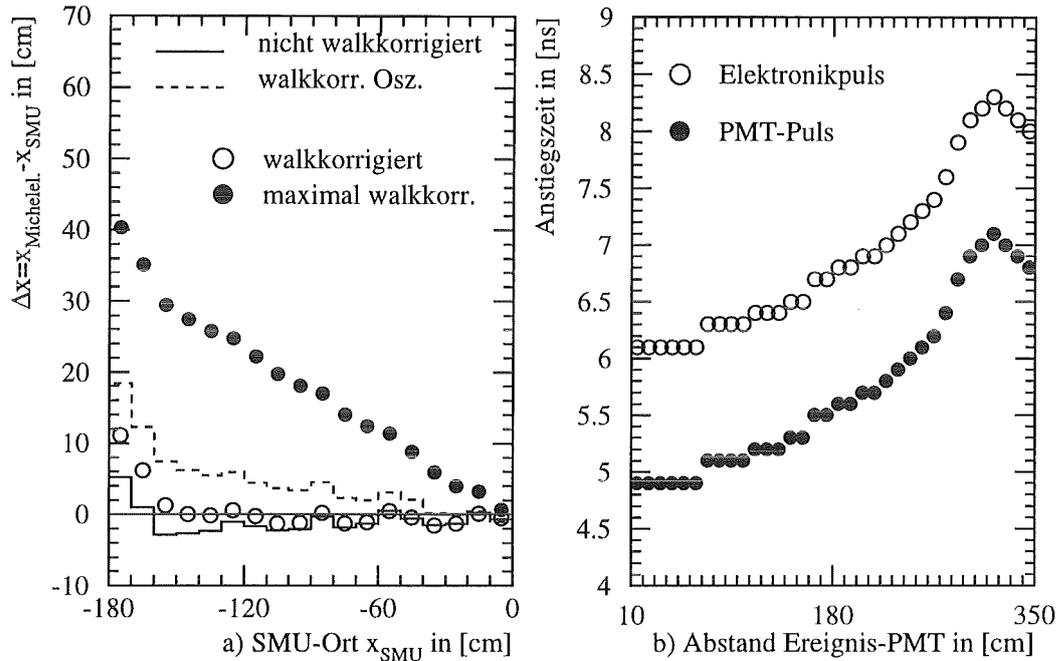


Abbildung 5.14: a) Mittlere Ortsverschiebung der Michelelektronen entlang der Modulachse für die angegebenen Ortskalibrationen.

b) Berechnete Abhängigkeit der Anstiegszeit des PMT- und Elektronikpulses von der Entfernung des Szintillationsereignisses. Der Elektronikpuls berücksichtigt die Eingangsschaltung der ASTERIX-Elektronik.

Neben der hier vorgestellten Walkkorrektur wurde von [Wol95] eine vergleichsweise einfache Methode entwickelt. Diese setzt die Konstanz der Pulsanstiegszeit voraus, was wie aus Abb. 5.14b ersichtlich ist, nur eine grobe Näherung darstellt. Im nächsten Abschnitt werden beide Walkkorrekturen miteinander verglichen.

### 5.3.6 Vergleich mit der Oszilloskop-Walkkorrektur

Die Oszilloskopwalkkorrektur erfolgt mit einem gemessenen Referenzpuls. Dabei wurden die Up- und Downstreampulse eines KARMEN-Moduls mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen. Die Pulse wurden dabei so ausgewählt, daß das Up- und Downstreamsignal gleich groß ist. Ein solches Ereignis findet in der Modulmitte statt und hat deshalb eine mittlere Anstiegszeit (siehe Abb. 5.14b). Die Amplitude wird auf eins normiert und man erhält einen Referenzpuls  $N(t)$ . Dieser Puls dient als Grundlage für die Walkkorrektur aller Module, Orte und Energien. Für ein zu korrigierendes Ereignis werden die Verhältnisse

$\frac{T_{up}}{E_{up}}$  und  $\frac{T_{do}}{E_{do}}$  zwischen Up- und Downstreammodulschwellen  $T$  und Energien  $E$  gebildet. Die Zeitkorrektur ergibt sich dann über

$$\Delta t_{walk} = t_{do} - t_{up} = N^{-1}\left(\frac{T_{do}}{E_{do}}\right) - N^{-1}\left(\frac{T_{up}}{E_{up}}\right) \quad (5.11)$$

wobei  $N^{-1}$  die Umkehrfunktion des Normpulses  $N(t)$  im monoton ansteigenden Bereich von  $N(t)$  ist. Nun wird in der Ortseichung die gemessenen Differenzzeit  $dt$  durch  $dt + \Delta t_{walk}$  ersetzt und damit der walkkorrigierte Ort bestimmt. In Abb. 5.12 und Abb. 5.14a sind die Ergebnisse für die  $(n, \gamma)$ -Reaktionen und die Michelelektronen aus den Myonzerfall dargestellt. Vergleicht man beide Walkkorrekturen so, ergibt sich für die 'normale' Korrektur eine sehr gute Übereinstimmung.

Beide Korrekturen arbeiten nach dem gleichen Prinzip, es muß ein Verhältnis aus Modulschwelle und Pulsintegral (Ereignisenergie) gebildet werden. Dabei lassen sich die Modulschwellen nur relativ ungenau bestimmen, sie betragen im Mittel  $6 \pm 2.5$  ADC-Kanäle [Wol95]. Dieser Wert unterliegt den gleichen zeitlichen Schwankungen wie die ADC-Pedestals, welche zusammen mit den Schwellen etwa alle 4 Wochen neu ermittelt werden. Aus diesem Grund wurde in [Wol95] eine weitere Korrektur entwickelt, welche die Schwellenparameter nicht explizit verwendet. Bei dieser Methode werden über Spurfits von Myonen, welche den Detektor durchqueren, die Walkkorrekturfunktionen bestimmt. Allerdings ist diese Methode sehr rechenzeitintensiv und wurde deshalb noch nicht in die Standardauswertung aufgenommen.

## 5.4 Zeiteichung

Im KARMEN-Detektor werden zur Festlegung der Ereigniszeit für jedes Ereignis drei Zeiten bestimmt.

1.  $T_{0/1}$  sind bis zu 16 Ereigniszeiten pro Strahlperiode, welche mit zwei 24-Bit Multihit-TDCs (TDC0/1 in Abb. 5.15) mit einer Auflösung von 1 ns gemessen werden. Mit dem Neutrino-trigger-Setup werden diese Zeiten für Ereignisse der Klassen *Neutral*, *Calcos* und *SMU* ermittelt.
2.  $T_{Rel}$  ist eine Relativzeit, welche die zeitliche Reihenfolge der angesprochenen Detektormodule eines Ereignisses bestimmt.
3. Stack-Zeit: Zusammen mit dem MLU-Bitmuster wird zusätzlich für jedes im Detektor stattfindende Ereignis dessen Zeit mit einer Auflösung von 250 ns ermittelt. Die Auflösung resultiert aus der Verwendung eines 4 MHz-Generators.

Alle Zeiten sind relativ zum *Extract Request* Signal von ISIS gemessen, da dies alle TDCs startet (Abb. 5.15). Dieses Signal stammt von der vorhergehenden Strahlperiode und wurde entsprechend verzögert. Der Jitter relativ zum Strahl der aktuellen Strahlperiode beträgt etwa 750 ns. Die so erzielte Genauigkeit der Zeitbestimmung ist für die Neutrinoauswertung völlig unzureichend. Hierfür wird eine Genauigkeit von wenigen Nanosekunden gefordert, um z.B. mit engen Zeitschnitten von ca. 50 ns um die Protonenpulse den strahlkorrelierten Untergrund (schnelle Neutronen, siehe Anhang A) von den Neutrinoereignissen abzutrennen. Eine genaue Kenntnis der Neutrinoankunftszeit im Detektor relativ zum Protonenstrahl ist deshalb unentbehrlich. Es werden deshalb in einem zweiten TDC (in Abb. 5.15, TDC2) zusätzliche Zeitsignale aufgezeichnet. Das wesentliche Signal hierbei ist das *BPM<sup>6</sup>-Signal*, welches von einem kapazitiven *beam-pickup* (BPM-Monitor) aufgenommen wird. Hierbei handelt es sich um einen zylinderförmigen Hohlraumkondensator, der sich innerhalb der Protonenstrahlröhre befindet. Um TDC0/1 auf TDC2 mit einer Genauigkeit von einer Nanosekunde zu synchronisieren, wird mit TDC2 zusätzlich das erste Ereignis (VEV<sup>7</sup>) im KARMEN-Detektor aufgezeichnet. Ferner wird beim Vorhandensein eines Zwischentargets ( $\mu SR$ -Target) auch das Signal eines Čerekovzählers aufgenommen. Dieses Signal ist bei der Zeiteichung mittels des Laser-Kalibrationssystems erforderlich.

Der **Zeitnullpunkt** ( $T_0$ ) innerhalb einer Strahlperiode wird als der Zeitpunkt definiert, bei welchem die erste Neutrinoereaktion auf der Upstreamseite eines Referenzmoduls stattfinden kann. Als Referenzmodul wird Modul 234 (Reihe 20, Spalte 11) gewählt, da dieses Modul über einen Quarzlichtleiter mit dem Laserkalibrationssystem verbunden ist.  $T_0$  läßt sich wie folgt berechnen:

$$T_0 = TOF(BPM \rightarrow \text{Haupttarget} \rightarrow \text{Modul 234}) + t_{BPM} \quad (5.12)$$

$$T_0 = TOF(BPM \rightarrow \text{Haupttarget} \rightarrow \text{Modul 234}) + TDC2_{BPM} - W_{BPM} - t_{Kabel}(BPM) \quad (5.13)$$

<sup>6</sup>Beam-Profile-Monitor

<sup>7</sup>first Valid EVent

Dabei bezeichnet  $t_{BPM}$  den Zeitpunkt, zu dem das erste Proton den BPM-Monitor erreicht.  $TOF(\dots)$  ist die Flugzeit der Protonen vom BPM-Monitor zum Haupttarget, plus die Flugzeit der Neutrinos vom Haupttarget zur Upstreamseite von Modul 234.  $TDC2_{BPM}$  ist die gemessene Beam-Profile-Monitor Zeit mit TDC2. Von dieser Zeit muß die Walkkorrektur  $W_{BPM}$  abgezogen werden, da sich in der Signalverarbeitungselektronik ein LE-Diskriminator befindet. Die Signallaufzeit vom BPM-Monitor zum TDC2 ist mit  $t_{Kabel}(BPM)$  bezeichnet, diese setzt sich aus fünf Einzelzeiten zusammen (Abb. 5.15).

$$t_{Kabel}(BPM) = T_H + T_{cable1} + T_B + T_{KARMEN} + T_{BPM} \quad (5.14)$$

- $T_H$ : Die Signallaufzeit durch einen Headamplifier (Vorverstärker), welcher sich direkt am BPM-Monitor befindet.
- $T_{cable1}$ : Laufzeit über ein BNC-Kabel, welches den Headamplifier mit einem 8-fach Signalteiler (Buffer) verbindet. Von dieser Einheit wird das BPM-Signal an die einzelnen Experimente weitergegeben.
- $T_B$ : Die Signallaufzeit durch den Buffer.
- $T_{KARMEN}$ : Die Signallaufzeit vom Bufferausgang zum Analog-Receiver der KARMEN-Elektronik.
- $T_{BPM}$ : Die Zeit vom Analog Receiver der KARMEN-Elektronik, die das BPM-Signal verarbeitet bis zum TDC2-Eingang.

Die Ereigniszeit  $t_K$  eines im Modul K stattfindenden Ereignisses läßt sich mit den gemessenen Zeitwerten des TDC0/1 durch Subtraktion folgender Signallaufzeiten bestimmen:

$$t_K = TDC0/1 - t_{up}(K) - t_{el}(K) - t(K \rightarrow or, M) - t(or \rightarrow TDC0/1) \quad (5.15)$$

- $t_{up}(K)$ : Laufzeit des Szintillationslichtes vom Entstehungsort  $x$  im Modul zur Photokathode auf der Upstreamseite. Dieser Wert läßt sich mit Hilfe der Ortskalibration ermitteln.
- $t_{el}(K)$ : Zeitdifferenz von der Erzeugung der Photoelektronen an der Kathode des PMT, bis zur Erzeugung eines  $T_{or'}$  auf der ASTERIX-Karte. Diese Zeit setzt sich aus fünf Komponenten zusammen (Abb. 5.15)

$$t_{el}(K) = T_{PMup}(K, HV) + T_{KABELup} + T_{Patch} + T_{ASTERIX} + W_{up}(K, E) \quad (5.16)$$

Dabei ist  $T_{PMup}(K, HV)$  die Transferzeit des Upstream-PMT-Paares. Diese ist abhängig von der Versorgungsspannung (HV) und beträgt etwa 40 ns bei 1600 V. Sie kann je nach HV um mehrere ns variieren.  $T_{KABELup}$  ist die Signallaufzeit vom PMT-Ausgang bis zum Patch Panel, diese Zeit sollte für alle Module gleich sein, da gleichlange Kabel verwendet wurden.  $T_{Patch}$  ist die Laufzeit vom Patch Panel bis zur ASTERIX-Karte.  $T_{ASTERIX}$  ist die Zeit, bis zur Koinzidenzstufe der ASTERIX-Karte welche das  $T_{or'}$  erzeugt, diese Zeit ist modulabhängig. Dabei ist zu beachten, daß aufgrund der LE-Diskriminatoren auf den ASTERIX-Karten für das Upstreamsinal eine energieabhängige Walkkorrektur  $W_{up}(K, E)$  erfolgen muß.

- $t(K \rightarrow or, M)$ : ist die Zeit, die das Signal vom Ausgang der Koinzidenzstufe auf der ASTERIX-Karte bis zum Ausgang des letzten OR-Gatters benötigt. (Diese Laufzeit ist von der Multiplizität  $M$  des Ereignisses abhängig [Wol95])
- $t(or \rightarrow TDC0/1)$ : Signallaufzeit vom letzten OR-Gatter zum TDC0/1.

Wird die Ereigniszeit  $T_K$  eines im Modul  $K$  stattfindenden Ereignisses auf den **Zeitnullpunkt**  $T_0$  bezogen und mit  $t_{K0} = t_K - T_0$  bezeichnet, so erhält man mit Gl. 5.15 und Gl. 5.13:

$$t_{K0} = [TDC0/1 - t_{up}(K) - t_{el}(K) - t(K \rightarrow or, M) - t(or \rightarrow TDC0/1)] - [TOF(BPM \rightarrow Haupttarget \rightarrow Modul\ 234) + TDC2_{BPM} - W_{BPM} - t_{Kabel}(BPM)] \quad (5.17)$$

Faßt man alle energieunabhängigen Laufzeiten des Ereignis- und BPM-Zeitweiges für das Referenzmodul 234 zu  $T_{0NS}$  zusammen, so beschreibt  $T_{0NS}$  die Zeitdifferenz, zwischen dem Eintreffen des BPM-Signals und dem ersten Neutrino auf der Upstreamseite von Modul 234. Dieser Parameter läßt sich über eine Lasermessung, bzw. über die unten vorgestellte elektronische  $T_{0NS}$ -Messung bestimmen. Der systematische Fehler von  $T_{0NS}$  bestimmt im wesentlichen die Genauigkeit der Neutrinoankunftszeit im Detektor.

$$T_{0NS} = TOF(BPM \rightarrow Haupttarget \rightarrow Modul\ 234) + T_{PMup}(234, HV) + T_{KABELup}(234) + T_{Patch}(234) + T_{ASTERIX}(234) + t(234 \rightarrow or, M = 1) + t(or \rightarrow TDC0/1) - t_{Kabel}(BPM) \quad (5.18)$$

Setzt man  $T_{0NS}$  in Gl. 5.17 ein, so ergibt sich mit Gl. 5.16 und 5.15 folgender Ausdruck:

$$t_{K0} = TDC0/1 - t_{up}(K) - [T_{PMup}(K, HV) + T_{KABELup}(K) + T_{Patch}(K) + T_{ASTERIX}(K) + W_{up}(K, E)] - t(K \rightarrow or, M) - t(or \rightarrow TDC0/1) - T_{0NS} + [T_{PMup}(234, HV) + T_{KABELup}(234) + T_{Patch}(234) + T_{ASTERIX}(234) + t(234 \rightarrow or, M = 1) + t(or \rightarrow TDC0/1)] - TDC2_{PBM} + W_{BPM} \quad (5.19)$$

Hierbei lassen sich die nachfolgenden Größen zu einem der Messung zugänglichen Parameter  $TREL_0(K)$  zusammenfassen [Wol95]. Die Größe  $TREL_0(K)$  wird bei der Kalibration ermittelt. Sie beschreibt den Laufzeitunterschied von Ereignissen, die gleichzeitig im Modul 234 und im Modul  $K$  am Upstreamende stattfinden. Diese Laufzeitdifferenz wird im wesentlichen durch die unterschiedliche PMT-Transferzeit bestimmt, da die Kabel- und Elektroniklaufzeiten für Modul 234 und Modul  $K$  nahezu gleich sind.

$$TREL_0(K) = [T_{PMup}(K, HV) + T_{KABELup} + T_{Patch} + T_{ASTERIX} + t(K \rightarrow or, M = 1)] - [T_{PMup}(234, HV) + T_{KABELup}(234) + T_{Patch}(234) + T_{ASTERIX}(234) + t(234 \rightarrow or, M = 1)] \quad (5.20)$$

Bei einem am Ort  $x$  stattfindenden Ereignis muß noch die Lichtlaufzeit bis zum PMT und eine Walkkorrektur berücksichtigt werden. Statt  $TREL_0(K)$  (Gl. 5.20) erhält man dann einen **Relativzeitparameter**  $TREL_{NS}(K)$ , welcher die walk- und ortskorrigierte Zeitdifferenz von Ereignissen, die zeitgleich im Modul  $K$  am Ort  $x$  und im Modul 234 upstream stattfinden, beschreibt.

$$TREL_{NS}(K) = -\delta t(K, M) - t_{up}(K) - W_{up}(K) - TREL_0(K) \quad (5.21)$$

Hierbei ist  $\delta t(K, M)$  eine zusätzliche Walkkorrektur, wenn ein Ereignis die Multiplizität  $M$  hat.  $TREL_{NS}$  wird bei der Kalibration eines Ereignisses für jedes Modul ermittelt. Sprechen bei einem Ereignis mehrere Module an, so läßt sich die Zeitdifferenz zwischen den einzelnen Modulansprechern ermitteln. Dies ermöglicht z.B. die Bestimmung von Teilchengeschwindigkeiten durch Flugzeitmessungen [Web95].

Die Ereigniszeit relativ zu  $T_0$  ergibt sich somit mit Gl. 5.21 und Gl. 5.19 zu:

$$t_{K0} = TDC_{0/1} - TDC_{2BPM} + W_{BPM} - T_{0NS} + TREL_{NS}(K) \quad (5.22)$$

Hierbei sind  $TDC_{0/1}$  und  $TDC_{2BPM}$  direkte Meßgrößen.  $W_{BPM}$  ist wie oben erwähnt eine Walkkorrektur des  $TDC_{2BPM}$ -Wertes. Sie läßt sich aus der Pulsform der Protonenpulse bestimmen. Diese wird mit dem BPM-Monitor für jede *Neutral*-Strahlperiode aufgezeichnet.  $T_{0NS}$  muß über spezielle Messungen ermittelt werden und  $TREL_{NS}(K)$  wird bei der Kalibration eines Ereignisses bestimmt [Wol95]. Es zeigte sich, daß insbesondere  $TREL_{NS}(K)$  und das dabei verwendete  $TREL_0(K)$  eine nicht zu vernachlässigende Größe ist. Unterschiede der PMT-Transferzeiten im Bereich von 5 ns werden dadurch berücksichtigt (Abb. D.4). Im folgenden Abschnitt wird kurz das Verfahren der  $T_{0NS}$ -Bestimmung mit dem Laserkalibrationssystem [Dod93], [Wol95] mit seinen Vor- und Nachteilen beschrieben.

#### 5.4.1 Absolutzeitbestimmung mit dem Laser-Kalibrationssystem

Das Laserkalibrationssystem besteht aus einem gepulsten UV-Laser (337 nm), einem Bleiglas-Čerenkovzähler und neun Strahlteilern. Der Čerenkovzähler ist in der Nähe des  $\mu SR$ -Targets angebracht. Er weist  $\gamma$ -Quanten nach, welche beim Durchgang des Protonenstrahls durch das  $\mu SR$ -Target erzeugt werden.

Das UV-Laserlicht wird über Quarzlichtleiter zum Čerenkovzähler und zu den Strahlteilern gebracht. In den Strahlteilern, die mit KARMEN-Szintillator gefüllt sind, wird durch den UV-Laserpuls Szintillationslicht erzeugt. Dieses wird über Plastiklichtleiter zu den einzelnen Modulen transportiert (Abb. 5.15). Damit ist es möglich, jedes einzelne Modul auf seine Funktionsweise zu überprüfen.

Die  $T_{0NS}$ -Messung gliedert sich in die beiden folgenden Einzelmessungen:

1. Zunächst wird die Zeitdifferenz zwischen einem laserinduzierten Signal im Modul  $K$  und dem laserinduzierten Čerenkovsignal gemessen.

$$\Delta T_1 = TDC_{2VEV}(Laser) - TDC_{2\check{C}er}(Laser) \quad (5.23)$$

2. Bei *beam-on* wird die Zeitdifferenz zwischen dem durch den Protonenstrahl induzierten BPM-Signal und dem Čerenkovsignal bestimmt.

$$\Delta T_2 = TDC2_{BPM}(ISIS) - TDC2_{\check{C}er}(ISIS) \quad (5.24)$$

$T0_{NS}$  ergibt sich aus der Differenz dieser Zeitmessungen und mehreren Korrekturen:

$$\begin{aligned} T0_{NS} = & \Delta T_1 - \Delta T_2 + TOF + W_{BPM}(ISIS) - W_{\check{C}er}(ISIS) + W_{\check{C}er}(Laser) \\ & - W_{up}(k) + \delta t_{FiB} - TREL_0(K) \end{aligned} \quad (5.25)$$

Dabei ist  $TOF$  die Summe aller Flugzeiten, d.h. der Protonenflugzeit vom  $\mu SR$ -Target zum Haupttarget, verringert um die Flugzeit vom  $\mu SR$ -Target zum Čerenkovdetektor und die Neutrinoflugzeit vom Haupttarget zum Upstreamende von Modul 234.  $W_{BPM}(ISIS)$ ,  $W_{\check{C}er}(ISIS)$ ,  $W_{\check{C}er}(Laser)$  und  $W_{up}(K)$  sind entsprechende Walkkorrekturen für die *beam-on* bzw. Lasermessung sowie die Walkkorrektur für das upstream PMT-Signal. Hierbei müssen Reemissionseffekte des Szintillators berücksichtigt werden, da das Ereignis mit Laserlicht erzeugt wird. Die Längendifferenzen der beteiligten Fasern und Lichtleiter sind in  $\delta t_{FiB}$  zusammengefaßt.

Der Vorteil der  $T0_{NS}$ -Bestimmung mit dem Lasersystem besteht darin, daß sich die Elektroniklaufzeiten von BPM-Monitor und Čerenkovzähler zur KARMEN-Elektronik herausheben.

Bei der praktischen Durchführung ergaben sich jedoch einige Schwierigkeiten [Wol95], da aufgrund des Reemissionslichts, welches in den KARMEN-Modulen durch das Laserlicht entsteht, spezielle Annahmen für die Walkkorrektur gemacht werden mußten. Ferner zeigte sich, daß das Laserlicht nicht monochromatisch ist, sondern noch eine blaue Komponente von etwa  $390 \text{ nm}$  hat. Dieses kommt aufgrund der Dispersion etwa  $12 \text{ ns}$  vor dem eigentlichen UV-Puls am Čerenkovdetektor an. Man erhält deshalb einen langsam ansteigenden Vorpuls im Čerenkovsignal. Diese beiden Effekte erfordern die Wahl von bestimmten Schwellen an den LE-Diskriminatoren und spezielle Annahmen für die Walkkorrekturen. Da diese Effekte sich im Bereich von  $5 - 15 \text{ ns}$  bewegen, ist ihre genaue Kenntnis erforderlich um,  $T0_{NS}$  auf einige  $\text{ns}$  zu bestimmen. Ferner mußten zusätzlich einige Spezialmessungen gemacht werden, um Faser- und Lichtleiterlaufzeiten zu ermitteln.

Aus diesen Gründen ergab sich die Notwendigkeit eines weiteren, unabhängigen Meßverfahrens, um die Genauigkeit der Lasermessung und die dort gemachten Annahmen und Korrekturen zu überprüfen.

#### 5.4.2 Absolutzeitbestimmung mit dem Oszilloskop

Bei dem im folgenden vorgestellten Meßprinzip wurden die Signallaufzeiten direkt mit einem  $1 \text{ Gs}^8$  (250 MHz Bandbreite) Speicheroszilloskop gemessen. Dabei wurden in der Regel Reflexionsmessungen durchgeführt, wobei ein Pulsgenerator mit Pulsen von etwa  $5 \text{ ns}$  Länge als Signal verwendet wurde. Die dispersionsbedingten Änderungen in der Anstiegszeit (Walk) wurden korrigiert. Die Signallaufzeiten sind in Abb. 5.15 als schematische

<sup>8</sup>Giga sample

Übersicht angegeben. Der Signalweg für das BPM-Signal setzt sich zusammen aus (siehe Gl. 5.14):

- $T_H$   
Die Laufzeit durch den Head-Amplifier konnte im Frühjahr 94 nicht gemessen werden, da sich dieser direkt am BPM-Monitor und somit im Strahlenschutzbereich befindet. Nach Angaben der zuständigen Techniker beträgt  $T_H = 20 \text{ ns}$  im *low gain* und  $T_H = 25 \text{ ns}$  im *high gain* Betrieb. Ab Run 16 wurde der Verstärker ständig im *low gain* Modus betrieben.
- $T_{\text{cable1}} = (151.5 \pm 0.3) \text{ ns}$   
wurde durch Reflexionsmessung mit offenem Ende bestimmt.
- $T_B = (11.3 \pm 0.5) \text{ ns}$   
Die Signalteilerlaufzeit wurde über eine In-Output-Differenzzeitmessung ermittelt.
- $T_{\text{KARMEN}} = (583.7 \pm 0.5) \text{ ns}$   
Messung durch Reflexion am offenen Ende.
- $T_{\text{BPM}} = (52.7 \pm 0.5) \text{ ns}$   
Die Zeit vom Analog Receiver bis zum Stoppeingang des TDC2 wurde sowohl mit Hilfe des Oszilloskops als auch direkt über eine Messung mit dem TDC2 bestimmt.

Die Zeit bis zum Eintreffen des ersten Neutrinos im Modul 234 (upstream) bildet den zweiten Signalweg, der sich aus folgenden Zeiten zusammensetzt:

- $T_{\text{ppp}} = (36.8 \pm 0.6) \text{ ns}$   
ergibt sich aus der Flugzeit der Protonen ( $800 \text{ MeV}$ ,  $v = 0.842 c$ ) vom BPM-Monitor zum Haupttarget. Dabei ist der Abstand des Monitors zum Target sehr genau bekannt, jedoch findet man widersprüchliche Aussagen bezüglich des Referenzpunktes am Target, auf den sich der Abstand bezieht. Der Abstand vom Target zum BPM-Monitor wird mit  $(9.286 \pm 0.15) \text{ m}$  angegeben.
- $T_\nu = (53.2 \pm 0.17) \text{ ns}$   
Dies ist die Flugzeit der Neutrinos vom Haupttarget zum Modul 234 (upstream). Der Abstand beträgt  $(15.95 \pm 0.05) \text{ m}$ .
- $T_{\text{PMup}} = (42.5 \pm 0.4) \text{ ns}$   
Dies ist die Transferzeit durch das upstream PMT-Paar von Modul 234. In der Bestimmung dieser Transferzeit liegt die eigentliche Schwierigkeit dieses Verfahrens zur  $T_{\text{ONS}}$ -Bestimmung. Sie wurde mit einer Spezialmessung bestimmt (siehe Anhang D).
- $T_{\text{TDC}} = (909.6 \pm 0.5) \text{ ns}$   
ist die Zeit vom PMT-Ausgang bis zum TDC2 (VEV). Diese Zeit wurde ebenfalls über die Spezialmessung ermittelt (siehe Anhang D).

Aus der Differenz der oben besprochenen Signalzweige ergibt sich

$$T_{0NS} = 222.9 \text{ ns} \pm 1.3 \text{ ns (stat.)} \pm 2.5 \text{ ns (syst.).} \quad (5.26)$$

Der systematische Fehler ergibt sich aus der Angabe für  $T_H$ , da dieser Wert nicht explizit gemessen wurde. Mit der Lasermessung erhält man [Wol95],

$$T_{0NS}(\text{Laser}) = 224.7 \text{ ns} \pm 1.7 \text{ ns.} \quad (5.27)$$

Beide Werte stimmen sehr gut überein. Die Messungen zeigen, das es mit dem KARMEN-Detektor möglich ist die Ereigniszeiten auf etwa  $2 \text{ ns}$  relativ zur Ankunft der Neutrinos zu bestimmen. Ferner sind die bei der Lasermessung gemachten Annahmen bezüglich Reemission und Walk mit großer Wahrscheinlichkeit richtig, da sonst eine weitaus größere Abweichung beider Messungen zu erwarten wäre. Damit kann das Lasermeßverfahren zukünftig zur zuverlässigen  $T_{0NS}$ -Bestimmung eingesetzt werden.

Im Herbst 94 wurde das hier beschriebene Meßverfahren in [Kle94b] mit Ausnahme der  $T_{PMup}$ -Messung wiederholt. Dabei wurde die Transferzeit des Headamplifiers explizit bestimmt,  $T_H = 17.2 \pm 0.3 \text{ ns}$ . Es ergab sich  $T_{0NS} = 223.6 \pm 1.0 \text{ ns (stat.)}$ . Dies ist in noch besserer Übereinstimmung mit dem Laserwert.

Der Vorteil der hier beschriebenen Methode besteht darin, daß sich alle Parameter innerhalb von ein bis zwei Tagen bestimmen lassen. Ferner sind keine aufwendigen Walk- und Reemissionskorrekturen notwendig.

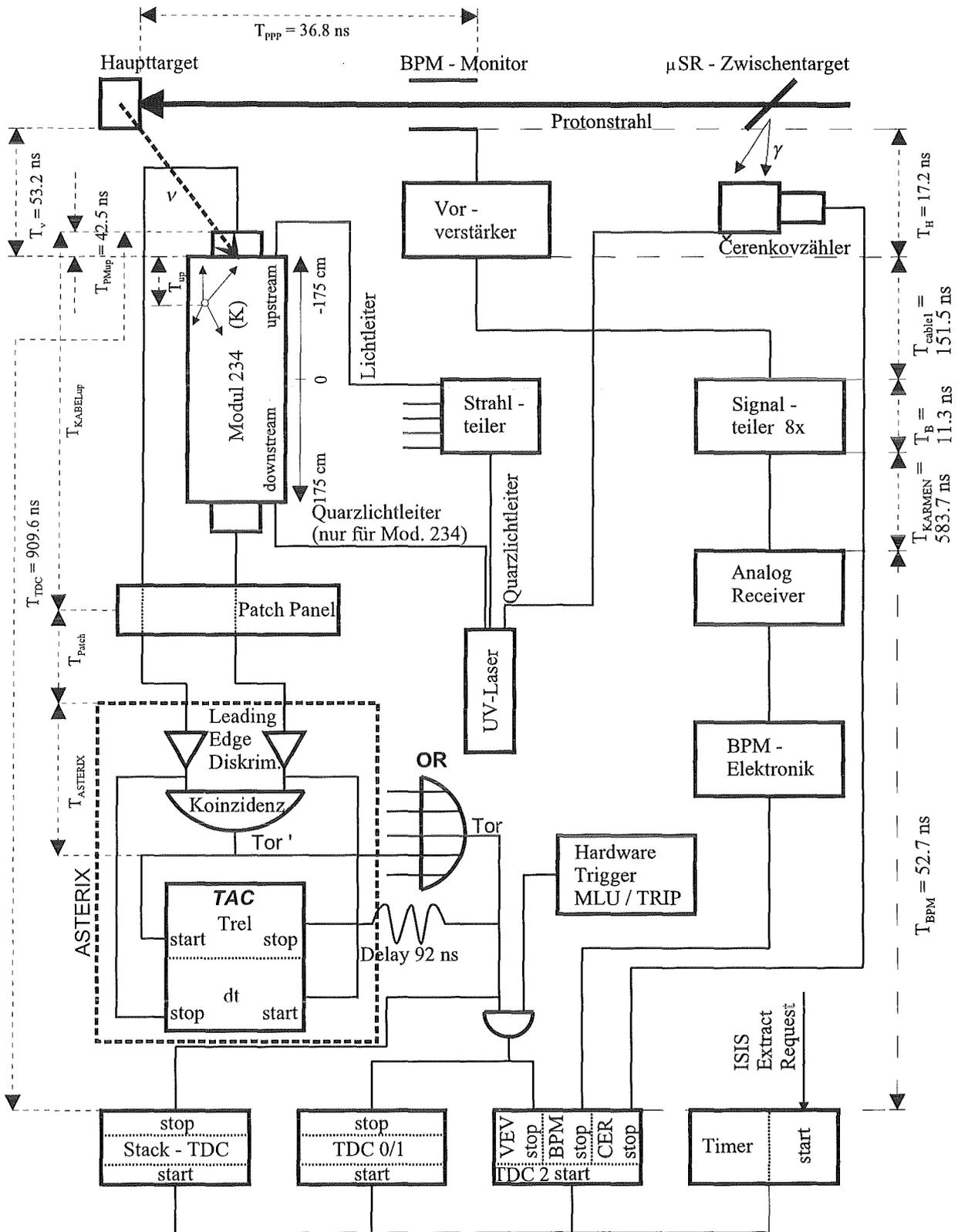


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung der KARMEN-Elektronik zur Bestimmung der absoluten Ereigniszeit.

## Kapitel 6

# Nachweissignaturen für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Neutrinooszillation

Bei der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation werden die  $\bar{\nu}_e$  Neutrinos im KARMEN-Detektor über den inversen Betazerfall an den freien Protonen des Szintillators ( $\text{CH}_{1.767}$ ) nachgewiesen:



Die analoge CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}$  am Kohlenstoff ist in der Reaktionsrate gegenüber dem inversen Betazerfall am freien Proton Gl. (6.1) aufgrund des höheren Schwellwertes der Reaktion um den Faktor 18.4 unterdrückt (siehe Kap. B.2). Sie eignet sich aufgrund der ähnlichen Reaktionssignatur zu  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  nicht zum Nachweis von Neutrinooszillationen.

Zur Identifikation einer  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  Reaktion bieten sich zwei Möglichkeiten an:

- Bei der *single prong* Analyse wird nur das Positron nachgewiesen.
- Nachweis des Positrons und des Neutrons in räumlicher und zeitlicher Koinzidenz, wobei die Neutronen über die  $\text{Gd}(n, \gamma)$ - und  $\text{p}(n, \gamma)$ -Reaktionen nachgewiesen werden.

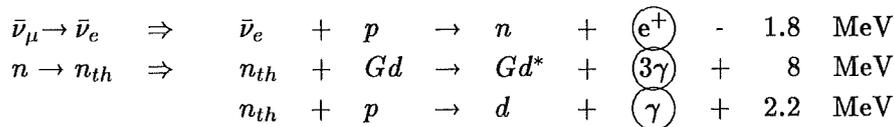
Bei der *single prong* Analyse wird nach einem hochenergetischen Positron im Energiebereich von  $35 \text{ MeV} < E_{e^+} < 50 \text{ MeV}$  gesucht. Das hochenergetische Ende dieses Energiefensters ergibt sich aus der maximalen Neutrinoenergie vermindert um dem Q-Wert ( $52.8 \text{ MeV} - 1.8 \text{ MeV}$ ), wobei das Positronenspektrum aufgrund der begrenzten kalorimetrischen Eigenschaften noch etwas zu kleineren Energien hin verschoben ist (siehe Abb. 6.1a). Durch die Wahl des unteren Schnitts lassen sich alle NC- und CC-Reaktionen an  $^{12}\text{C}$  unterdrücken (siehe Abb. 3.4). Allerdings ist die *single prong* Analyse mit mehreren Nachteilen verbunden, die im folgenden kurz erläutert werden.

- Die Untergrundrate ist etwa um den Faktor 13 höher als bei der Suche nach sequentiellen Strukturen (siehe Kap. 7.5.2 Tab. 7.6 und Anhang A Tab. A.1). Dabei

vergrößert sich allerdings die Nachweiswahrscheinlichkeit etwa um den Faktor vier, da kein Neutron in Koinzidenz nachzuweisen ist. Somit ergibt sich bei der *single prong* Analyse ein schlechteres Signal-zu-Untergrundverhältnis als bei der Auswertung der Sequenz, bestehend aus Positron und Neutron.

- Die Sensitivität des KARMEN-Detektors für Neutrinooszillation hängt sehr stark von der Breite des ausgewerteten Energiefensters ab (siehe Abb. 8.5 in Kap. 8.1). Bei einem Schnitt von 35 MeV ergibt sich insbesondere für den Bereich bei  $\Delta m^2 = 6 eV^2$  eine sehr schlechte Nachweiswahrscheinlichkeit.
- Im Energiebereich von 35–50 MeV treten als zusätzliche Neutrinoereaktionen die Neutrino-Elektron-Streuung sowie die CC-Reaktion  $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$  auf. Diese Reaktionen, die wie die Oszillationsereignisse ebenfalls der 2.2  $\mu\text{s}$  Zeitverteilung der Neutrinos folgen (Abb. 6.1b), lassen sich nur über die Form des Energiespektrums unterscheiden. Dabei hängt die Qualität der Trennung wesentlich von der Differenz der Massenquadrate  $\Delta m^2$  ab.

Aufgrund dieser Nachteile werden die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen über die bei der Nachweisreaktion  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  entstehenden Positronen und Neutronen identifiziert. Dabei werden Positron und Neutron in räumlicher und zeitlicher Koinzidenz nachgewiesen.



Das Neutron wird im Szintillator thermalisiert und an den Protonen des Szintillators bzw. am Gadolinium, das sich in der Segmentierung befindet, eingefangen. Die dabei entstehenden  $\gamma$ -Quanten (Abb. 6.1c) werden in der Umgebung des Positrons in zeitlicher Korrelation nachgewiesen. Als Identifikationssignatur erhält man das in Abb. 6.1a,b angegebene Energie- und Zeitspektrum des Positrons. Die mittlere Einfangzeit des Neutrons beträgt etwa  $\tau = 110 \mu\text{s}$  (Abb 6.1d).

Bei der sequentiellen Signatur entfallen die oben genannten Nachteile, jedoch ergibt sich die Notwendigkeit die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit im KARMEN-Detektor zu bestimmen.

## 6.1 Neutronnachweiswahrscheinlichkeit im KARMEN-Detektor

Die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit wird im KARMEN-Detektor über Myoneinfangreaktionen gestoppter Myonen (SMU) bestimmt. Dies setzt die Kenntnis des Ladungsverhältnisses  $R$  der gestoppten Myonen im Detektor und die mittlere Neutronenproduktionsrate  $\alpha_{tot}$  voraus ([Jan94]). Beide Parameter wurden experimentell [Jan94] zu

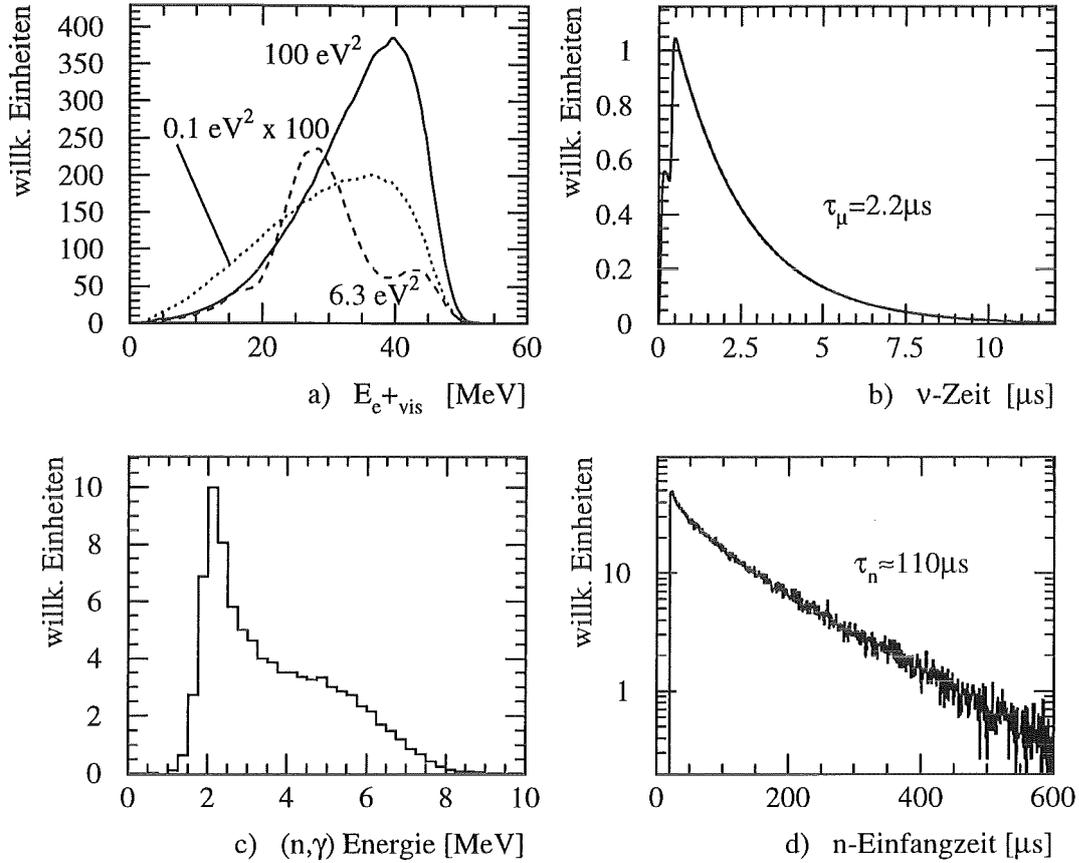
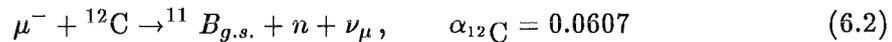


Abbildung 6.1: a) Sichtbare Energie der Positronen aus der  $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ -Reaktion. Die Spektrform hängt von  $\Delta m^2$  ab (Kap. 8.1)  
 b) Zeitverteilung der  $\bar{\nu}_\mu$ - und  $\nu_e$ -Neutrinos.  
 c) Energiespektrum der  $Gd(n, \gamma)$  und  $p(n, \gamma)$  Neutroneneinfangreaktionen.  
 d) Einfangzeit des Neutrons.

$R_\mu = N_{\mu^+}/N_{\mu^-} = 1.28 \pm 0.02 (stat.) \pm 0.02 (syst.)$  und  $\alpha_{tot} = 0.0641 \pm 0.0013 \frac{\text{Neutronen}}{\text{gestopptem } \mu^-}$  über die Myoneinfangsreaktion an  $^{12}\text{C}$  bestimmt.



Neben der Absorption an  $^{12}\text{C}$  erfolgen noch Einfangreaktionen an  $^{13}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$ , deren Beitrag zur Neutronenproduktion aufgrund der geringen Häufigkeit ( $^{13}\text{C} = 1.1\%$ ,  $^{16}\text{O} = 1.65\%$ ) jedoch stark unterdrückt ist.

Der Endpunkt der gestoppten kosmischen Myonen wird in Form von SMU-Daten (siehe Kap. 4.3) in der KARMEN-Datenstruktur gespeichert. Am Ort des Endpunkts des SMU kann somit nach der Emission eines Neutrons gesucht werden, das innerhalb von einigen hundert  $\mu\text{s}$  nach dem SMU durch eine  $(n, \gamma)$ -Reaktion nachgewiesen wird (Abb. 6.1d). Es ist dabei wichtig, daß die über die SMU-Daten identifizierten Ereignisse auch wirkliche im Zentraldetektor gestoppte Myonen sind. Da sich zwischen den Photomultiplierwänden und

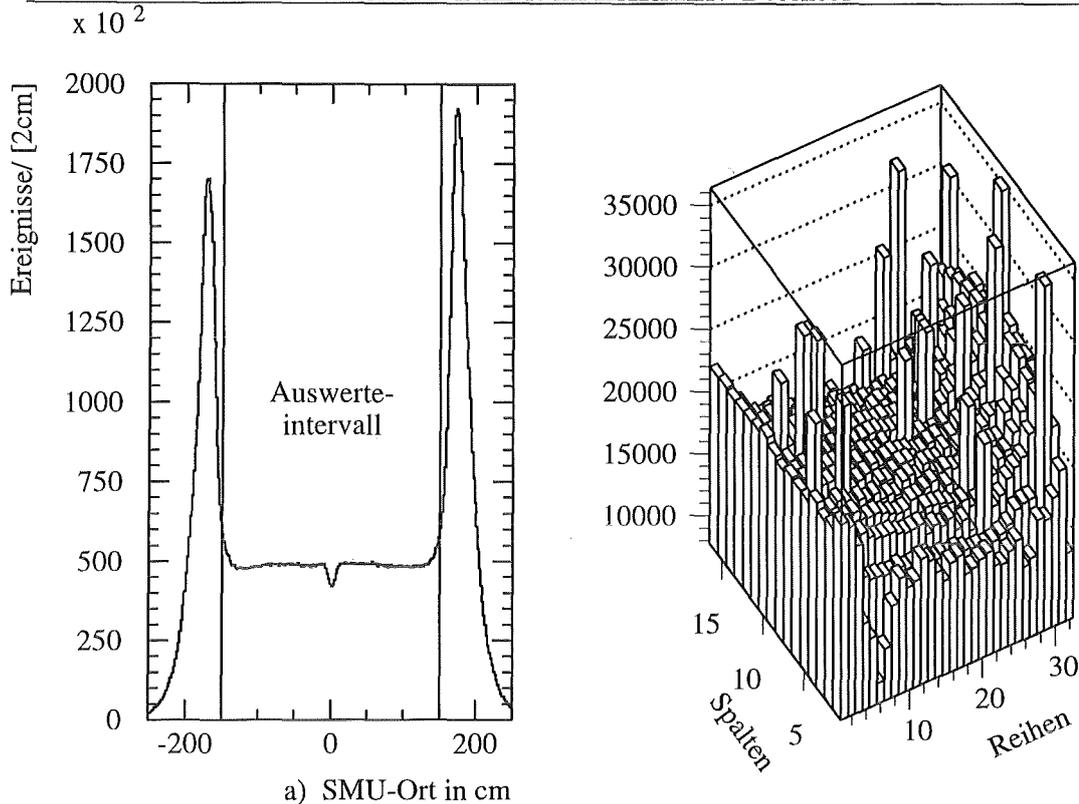


Abbildung 6.2: a) SMU-Verteilung entlang der Modulachse. Die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit wird im Intervall  $\pm 150 \text{ cm}$  bestimmt.  
 b) Reihen- und Spaltenverteilung der SMU. Die Module mit überhöhter Rate haben defekte Segmentierungsplatten.

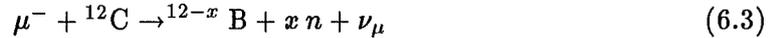
dem Zentraldetektor keine Antizähler befinden, wird ein Teil der als SMU identifizierten Ereignisse den Zentraldetektor verlassen und in der inneren passiven Eisenabschirmung stoppen, oder sogar den Detektor verlassen. Dies ist insbesondere in den unteren Reihen des Detektors möglich, da das äußere Antizählersystem nicht ganz zum Boden reicht und somit nicht den ganzen Hauptdetektor überdeckt. Ferner befindet sich am Boden kein äußerer Antizähler. Diese Fehlidentifikationen sind die Ursache dafür, daß die SMU-Ortsverteilung an den Modulenden und in den unteren Reihen deutlich überhöht sind (Abb. 6.2). Es handelt sich hierbei also nur zum Teil um im Zentraldetektor gestoppte Myonen. Ein Teil dieser Ereignisse sind durchgehende Myonen, welche erst in der passiven Eisenabschirmung stoppen, oder den Detektor ganz verlassen und damit keine Neutronen produzieren.

Aus diesen Gründen läßt sich die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit nur innerhalb eines Volumens von  $\pm 150 \text{ cm}$  verlässlich bestimmen. Ferner wird die äußere Modullage ebenfalls verworfen, da sie kein Gadolinium enthält und so zusätzlich die Überhöhung in der unteren Reihe verworfen wird. Dieser Volumenschnitt wird im folgenden *single prong* Schnitt genannt.

Die Überhöhung der Rate einzelner Module in Abb. 6.2b ist durch defekte Segmentierungsplatten bedingt. Bei diesen Modulen tritt ein verstärktes Überkoppeln von Szintillationslicht von einem Modul in das Nachbarmodul auf. Dadurch wird die physikalische

Energieschwelle, die den Endpunkt eines SMU-Ereignisses für die Datenaufzeichnung definiert, verringert, wodurch der Stopport scheinbar um ein Modul verschoben werden kann.

Auf die detaillierte Methode zur Bestimmung der Neutronnachweiswahrscheinlichkeit und die dabei auftretende Untergrundproblematik, sowie das Auftreten von Neutronmehrfachemission z.B.



sei auf [Jan94], [Jan95] verwiesen. Aus diesen Arbeiten sind auch die nachfolgenden Neutronnachweiswahrscheinlichkeiten entnommen. Tab. 6.1 listet runabhängig die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von den in Kap. 5.3 beschriebenen Walkkorrekturen. Die angegebenen Walkprozeduren haben folgende Bedeutung:

- Walk1: Oszilloskopwalkkorrektur, Kap. 5.3.6
- Walk2: Walkkorrektur gemäß der Rechnung, Kap. 5.3
- Walk3: maximale Oszilloskopkorrektur
- Walk4: maximale berechnete Walkkorrektur

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon_n$  beziehen sich auf folgenden Schritte:

- Ortsdifferenz entlang der Modulachse:  
 $|x_{SMU} - x_{Neutron}| \leq 60 \text{ cm}$
- Ortsdifferenz in Reihen- und Spaltenrichtung:  
 $|\Delta Col| \leq 2.5, |\Delta Row| \leq 2.5$
- Differenzzeit zwischen SMU und Neutron:  
 $20 \mu s \leq (t_{Neutron} - t_{SMU}) \leq 300 \mu s$
- Energieintervall für den Neutronnachweis:  
 $0 \text{ MeV} \leq E_{Neutron} \leq 8 \text{ MeV}$

Dabei wird zusätzlich gefordert, daß das gestoppte Myon (SMU) vollständig innerhalb des *single prong* Volumens liegt.

Bei den folgenden Analysen wird generell die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_n$  mit Walk4 verwendet, da bei den angegebenen Schnitten so die größte Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht wird. Dies ist eine Folge der guten Korrektur des Neutronortes innerhalb des *single prong* Volumens (siehe Abb. 5.12 und 5.13).

Die Wahl des Koinzidenzvolumens folgt aus der Optimierung der Neutronnachweiswahrscheinlichkeit bei gleichzeitiger Minimierung des zufälligen Untergrunds. So verringert sich bei obigem Koinzidenzvolumen und der Wahl des oberen Zeitschnitts die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit auf etwa 80% [Jan94], wobei sich der zufällige Untergrund rein rechnerisch etwa um den Faktor 6, im Experiment jedoch aufgrund der inhomogenen Verteilung der Ereignisorte um den Faktor 10 reduziert (vergleiche hierzu Tab. 7.6, 7.5 10-50 MeV-Schnitt).

Run	Walk1 %	Walk2 %	Walk3 %	Walk4 %	Stack Hz	Ladung Coulomb	Energie MeV	Target
16	10.00	10.00	10.00	10.00	3152.6	162.04	750 MeV	Uran
19	10.00	10.00	10.00	10.00	3053.1	171.04	750 MeV	Uran
21	10.00	10.00	10.00	10.00	3288.2	103.43	750 MeV	Uran
23	10.00	10.00	10.00	10.00	3424.7	124.60	750 MeV	Uran
26	10.00	10.00	10.00	10.00	3476.6	73.10	800 MeV	Uran
27	10.00	10.60	10.00	10.00	3429.3	220.38	800 MeV	Uran
30	10.48	10.60	10.67	10.84	2471.9	151.72	800 MeV	Uran
32	14.60	14.50	14.72	15.03	2890.0	54.02	800 MeV	Uran
33	14.58	14.60	14.73	15.00	3073.8	102.25	800 MeV	Uran
35	14.58	14.60	14.73	15.00	2899.0	22.56	800 MeV	Uran
36	14.79	14.95	14.98	15.26	3374.5	196.55	800 MeV	Tantal
37	14.50	14.47	14.67	14.96	3466.4	291.81	800 MeV	Tantal
40	17.82	17.96	18.14	18.43	3697.7	216.10	800 MeV	Tantal
41	18.05	18.31	18.39	18.82	3879.0	226.48	800 MeV	Uran
42	17.45	17.72	17.75	18.18	3747.3	120.42	800 MeV	Uran
44	20.41	20.38	20.60	21.19	4087.9	196.77	800 MeV	Tantal
46	20.23	20.44	20.60	21.03	3902.4	282.45	800 MeV	Tantal
48	20.94	20.95	21.37	21.75	3865.1	333.39	800 MeV	Tantal
51	20.76	20.78	21.11	21.50	4403.6	398.45	800 MeV	Tantal
55	20.43	20.53	20.78	21.20	4571.5	279.80	800 MeV	Tantal
57	20.24	20.29	20.55	20.98	4934.5	344.25	800 MeV	Tantal
58	20.08	20.16	20.45	20.84	4860.5	217.85	800 MeV	Tantal
61	20.34	20.44	20.68	21.08	4881.9	412.21	800 MeV	Tantal
62	20.32	20.37	20.72	21.06	4408.9	149.07	800 MeV	Tantal
66	20.37	20.44	20.66	21.18	4312.3	292.97	800 MeV	Tantal
67	20.38	20.57	20.74	21.13	4367.7	375.82	800 MeV	Tantal
68	20.45	20.59	20.70	21.30	4306.5	113.35	800 MeV	Tantal
69	20.10	20.27	20.48	20.93	4370.3	329.89	800 MeV	Tantal
71	20.00	20.02	20.40	20.79	4641.0	210.87	800 MeV	Tantal
72	20.28	20.35	20.61	21.06	4422.2	50.02	800 MeV	Tantal
75	20.08	20.08	20.38	20.82	4848.5	298.68	800 MeV	Tantal
77	19.97	19.95	20.27	20.65	4762.7	340.00	800 MeV	Tantal
79	19.76	19.67	20.00	20.41	4840.2	439.92	800 MeV	Tantal
80	19.76	19.67	20.00	20.41	4675.3	19.40	800 MeV	Tantal
82	31.13	31.10	32.00	32.30	5473.0	309.11	800 MeV	Tantal
83	31.13	31.10	32.00	32.30	5396.9	88.78	800 MeV	Tantal
85	30.58	30.50	31.48	31.83	5675.0	320.07	800 MeV	Uran
87	30.53	30.87	31.31	31.75	6472.2	64.25	800 MeV	Uran
88	30.24	30.55	31.07	31.32	5227.8	125.51	800 MeV	Tantal

Tabelle 6.1: Runabhängige Neutronnachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_n$  für die verschiedenen Walkkorrekturen (siehe Text). Für Messungen vor Run 30 kann  $\epsilon_n$  nur über Spezialmessungen bestimmt werden, da dort keine SMU-Daten vorhanden waren. Für diese Daten ist  $\epsilon_n$  in guter Näherung etwa 10%. In der Spalte „Stack“ ist die Datenstackrate für das Neutrinozeitfenster angegeben, mit dieser Rate wird fluß- und  $\epsilon_n$ -gewichtet die Totzeit der Stackreduktion bestimmt. Zusätzlich ist die Ladung der ausgewerteten Datenmenge, die Energie des Protonstrahls und das Targetmaterial angegeben.

In Abb. 6.3 ist das gemessene, untergrundkorrigierte Energiespektrum der  $(n,\gamma)$ -Reaktionen und das Ergebnis der MC-Simulation dargestellt. Daraus ergibt sich der obere Energieschnitt von 8 MeV. Da das gemessene Energiespektrum derzeit noch nicht hinreichend gut mit dem MC übereinstimmt [Eit95], wird aufgrund der undefinierten Nachweiswahrscheinlichkeit beim Anwenden eines unteren Energieschnitts, mit dem der zufällige Untergrund stark reduziert werden könnte, auf diesen verzichtet. Dies ist kein großer Nachteil, da ein Vergleich der gemessenen Raten zeigt, daß bis Run 80 nur etwa 4% zufälliger Untergrund vorhanden ist (Tab. 7.6).

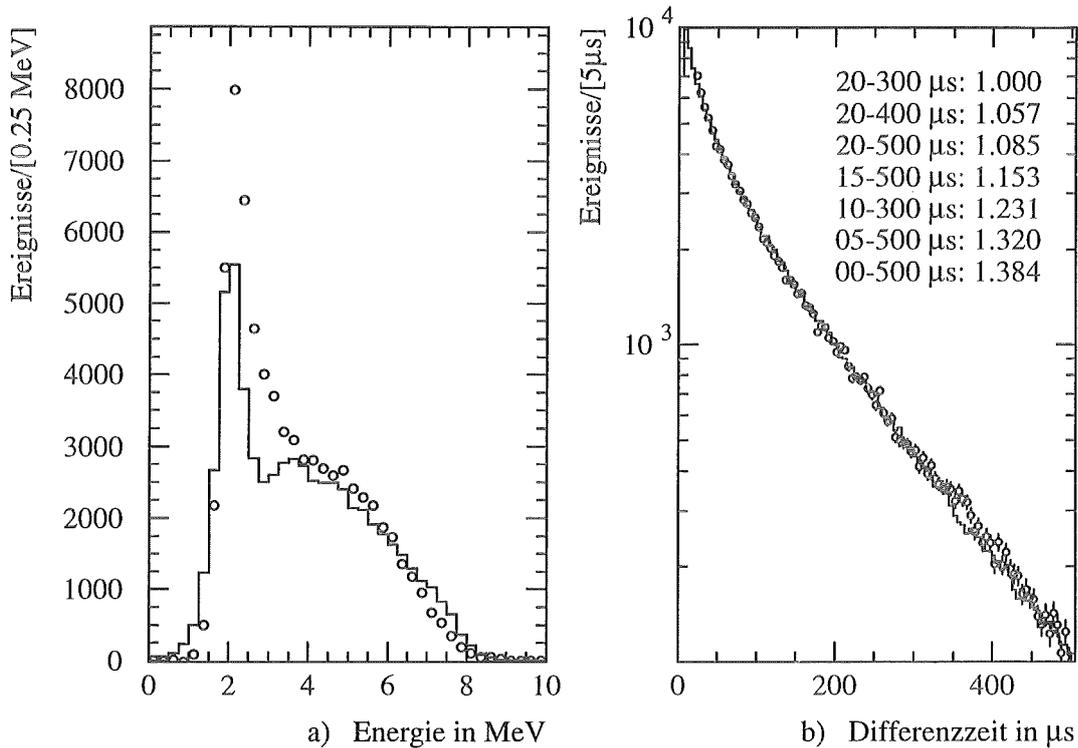


Abbildung 6.3: a) Gemessenes (Symbole) und MC-Energiespektrum der  $(n,\gamma)$  Reaktionen. Die Spektren sind im Bereich von 4–10 MeV normiert.

b) Gemessenes (Symbole) und MC-Zeitspektrum für den Neutroneneinfang. Die Normierung wurde zwischen 20 und 300  $\mu\text{s}$  durchgeführt, da für dieses Zeitintervall auch die Neutronnachweiswahrscheinlichkeiten in Tab. 6.1 bestimmt wurden. Es sind zusätzlich die Nachweiswahrscheinlichkeiten für andere Zeitschnitte angegeben.

Der in Tab. 6.1 angegebene untere Zeitschnitt von 20  $\mu\text{s}$  ist erforderlich, um die Michelelektronen aus den Myonzerfallsreaktionen ( $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ ) zu unterdrücken. Für den Nachweis von  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen kann dieser Zeitschnitt aufgegeben werden. Abb. 6.3b zeigt die Zeitverteilung gemessener und simulierter Neutronen. Es zeigt sich, daß ein Zeitschnitt von 20  $\mu\text{s}$  einen deutlichen Verlust für die Nachweiswahrscheinlichkeit bedeutet. Da die KARMEN-Elektronik nach einem ausgelesenen Ereignis (Positron) mindestens 4.96  $\mu\text{s}$  benötigt, um wieder meßbereit zu sein (Gl. 4.1), ergibt sich ein minimaler unterer Zeit-

schnitt von  $5 \mu\text{s}$ . Damit kann für den Nachweis der Neutrinooszillationen ein Zeitschnitt von  $5\text{-}500 \mu\text{s}$  gewählt werden. Hierdurch vergrößern sich die in Tab. 6.1 angegebenen Werte um den Faktor 1.32. Dieser wurde mit Hilfe der MC-generierten Zeitverteilung bestimmt, da diese im Gegensatz zur Energieverteilung sehr gut mit dem Experiment übereinstimmt. Bei der Berechnung dieses Verhältnisses wurde auch berücksichtigt, daß bei etwa 7% der Positronen zwei Konversionszyklen auftreten, wobei sich die Auslesetotzeit von  $5 \mu\text{s}$  auf  $8.12 \mu\text{s}$  erhöht. Diese Abschätzung ergibt sich aus der Verteilung der Konversionszyklen für den sequentiellen Untergrund der in Kap. 7.4 näher besprochen wird.

Für die Auswertung der Neutrinooszillationen ist es essentiell, alle möglichen Untergrundreaktionen zu kennen und diese, wenn möglich, quantitativ zu bestimmen. Deshalb wird im nächsten Kapitel ein Überblick über die im KARMEN-Detektor auftretenden Untergrundreaktionen gegeben. Dabei wird der Schwerpunkt auf den durch die kosmische Strahlung induzierten sequentiellen Untergrund gelegt, welcher durch seine spezielle Signatur nicht von möglichen Neutrinooszillationen unterschieden werden kann.

## Kapitel 7

# Untergrundreaktionen im KARMEN-Detektor

Die geringe Rate an neutrinoinduzierten Reaktionen macht es erforderlich, den Untergrund so weit wie möglich zu unterdrücken. Als Untergrund werden hier alle Reaktionen verstanden, die nicht durch Neutrinos verursacht werden. Die Unterdrückung erfolgt über

- eine massive Eisenabschirmung (ca. 7000 Tonnen),
- ein flexibles Triggersystem (siehe Kap. 4) und
- Softwareschnitte bei der Datenanalyse.

Um die Elektronik, Softwareschnitte und mögliche zusätzliche Abschirmmaßnahmen zu optimieren, ist es erforderlich, den Untergrund kausal zu verstehen. Dieses Verständnis ist insbesondere bei der Suche nach Neutrinooszillationen von entscheidender Bedeutung, da nur so ein mögliches Signal (beam excess) zuverlässig als Evidenz für Oszillation interpretiert werden kann. Findet man keinen statistisch signifikanten Hinweis auf Oszillation, so hängt der ausschließbare Parameterbereich für  $\Delta m^2$  und  $\sin^2 2\Theta$  empfindlich von der Rate des verbleibenden Untergrunds ab. Im folgenden wird deshalb die Untergrundsituation beschrieben, wobei der Schwerpunkt auf den für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation störenden Untergrund gelegt wird. Mögliche Untergrundreaktionen für andere mit KARMEN untersuchten Neutrinoreaktionen sind bereits ausführlich in früheren Arbeiten ([Dre90], [Gra92], [Ebe92], [Wöl92], [HöB95], [Web95]) behandelt worden.

### 7.1 Klassifikation des Untergrundes

Der Untergrund kann nach seiner Herkunft in drei Klassen eingeteilt werden:

1. Untergrund durch die natürliche Radioaktivität des Szintillators, des Detektors und der Abschirmung.

2. Mit dem Protonstrahl des ISIS-Synchrotrons korrelierter Untergrund (strahlkorrelierter Untergrund)
3. Durch die Höhenstrahlung induzierter Untergrund (kosmischer Untergrund)

Bei der Suche nach sequentiellen Ereignissen (promptes und sequentielles Ereignis sind kausal korreliert) muß außerdem nach *sequentiell*em und *zufälligem* (*random*) Untergrund differenziert werden.

- **zufälliger Untergrund:**

Hierbei handelt es sich um physikalisch unkorrelierte (zufällige) Sequenzen. Die Rate dieser Koinzidenzen hängt von den Raten der primären und sekundären Ereignisse, der Größe des Koinzidenzvolumens, der Länge der Koinzidenzzeit sowie von der räumlichen und zeitlichen Verteilung beider Ereignisse ab. Dieser Untergrund läßt sich am besten so bestimmen, daß man zum prompten (ersten) Ereignis der Sequenz in vorangegangenen Strahlperioden nach dem sequentiellen Ereignis sucht. Damit ist die Unabhängigkeit der Ereignisse sichergestellt. Ferner werden mögliche Korrelationen, die durch inhomogene Orts- und Zeitverteilungen (Abb.7.4) entstehen, automatisch richtig berücksichtigt.

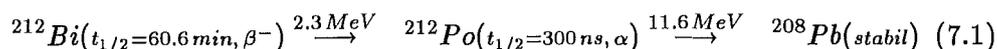
- **sequentieller Untergrund:**

Hierbei handelt es sich um echte Sequenzen, d.h. kausal korrelierte Ereignisse. Dieser Untergrund läßt sich am besten in einem Zeitfenster bestimmen, in dem keine Neutrinoereaktionen auftreten können.

## 7.2 Untergrund durch natürliche Radioaktivität

Der durch die natürlichen Radioisotope verursachte Untergrund ist im Vergleich zu den Neutrinoereignissen niederenergetisch, mit Energien meist wesentlich kleiner als 10 MeV. Lediglich die  $\alpha$ -Strahlung einiger Isotope aus der Thorium-Reihe und Uran-Radiumkette hat Energien bis etwa 10 MeV. Aufgrund des hohen Quenchingfaktors<sup>1</sup> für  $\alpha$ -Strahlung [Mou95], [Bir64] in einem organischen Szintillator beträgt die sichtbare Energie für diesen Energiebereich nur etwa 10% bis 25% und somit weniger als 2 MeV. Mit einem Energieschnitt von  $E_{Prompt} \geq 10$  MeV auf das prompte Ereignis der Oszillationssignatur trägt dieser Untergrund somit nicht zum sequentiellen Untergrund bei. Eine zusätzliche Unterdrückung ergibt sich durch die für die Oszillationssignatur typische Koinzidenzzeit von etwa 500  $\mu$ s. In beiden Zerfallsreihen gibt es jeweils nur eine Zerfallssequenz, deren Lebensdauer mit dieser Zeit vergleichbar, oder kleiner ist.

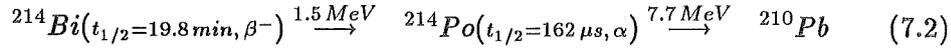
- **Thorium-Reihe:**



Diese ( $\beta^-$ ,  $\alpha$ )-Sequenz ist aufgrund der ADC-Konversionszeit (4.96  $\mu$ s) für das prompte Elektron aus dem Betazerfall von  ${}^{212}\text{Bi}$  nicht nachweisbar.

<sup>1</sup>Unter Quenching versteht man das Verhältnis der sichtbaren Energie schwerer geladener Teilchen zu der von Elektronen, bei gleicher physikalischer Primärenergie.

- **Uran-Radium Reihe:**



Diese  $(\beta^-, \alpha)$ -Sequenz kann im Prinzip nachgewiesen werden, jedoch stellt sie aus den oben erwähnten Gründen keinen sequentiellen Untergrund für die Oszillationssignatur dar. Damit trägt der durch natürliche Radioisotope verursachte Untergrund bei der Suche nach Neutrinooszillationen nur als zufälliger Untergrund zum Gesamtuntergrund bei. Wie sich zeigen wird, ist dieser für die Oszillationsanalyse kleiner als 7% (Tab.7.6).

Um die Urankontamination des Szintillators zu bestimmen, wurden Daten mit stark erniedrigten Modulschwellen aufgenommen und mit folgenden Schnitten nach der Sequenz 7.2 gesucht:

- **Prompte Energie:**  
 $0 \leq E_{\text{prompt}} \leq 10\text{ MeV}$
- **Sequentielle Energie:**  
 $0 \leq E_{\text{sequentiell}} \leq 10\text{ MeV}$
- **Zeitdifferenz zwischen dem prompten und sequentiellen Ereignis:**  
 $5\ \mu\text{s} \leq T_{\text{seq.}} - T_{\text{prompt}} \leq 1000\ \mu\text{s}$
- **Ortsdifferenz beider Ereignisse entlang der Modulachse:**  
 $-60\text{ cm} \leq x_{\text{seq.}} - x_{\text{prompt}} \leq 60\text{ cm}$
- Promptes und sequentielles Ereignis müssen im gleichen Modul stattfinden.
- Die angelegte Stacktotzeit beträgt  $10\ \mu\text{s}$ , d.h. innerhalb dieser Zeit darf vor dem prompten Ereignis kein anderes im Detektor stattfinden.
- Es werden nur Ereignisse der Klasse *Neutral* ausgewertet, d.h. es darf kein Veto-zähler ansprechen.
- Das prompte Ereignis muß innerhalb von  $-100\text{ cm} \leq x_{\text{prompt}} \leq 100\text{ cm}$  liegen. Dieser Schnitt ist erforderlich, um das Signal-zu-Untergrundverhältnis zu verbessern. Abb.7.1 zeigt die Ortsverteilung des prompten Ereignisses entlang der Modulachse für die gefundenen Sequenzen. Der zufällige Untergrund ist gestrichelt dargestellt. Er wurde mit 10-facher Statistik bestimmt, indem das sequentielle Ereignis in vorausgegangenen Strahlperioden gesucht wurde. Es zeigt sich, daß man nur in der Modulmitte eine deutlich vom Untergrund abweichende Verteilung erhält. Das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund ist hier am größten.

Ab einer ASTERIX-Schwelle von etwa 5 mV kann ein deutlich von Null verschiedenes Signal gefunden werden. Im folgenden wurden die Raten für Modulschwellen von 2 mV und 5 mV bestimmt.

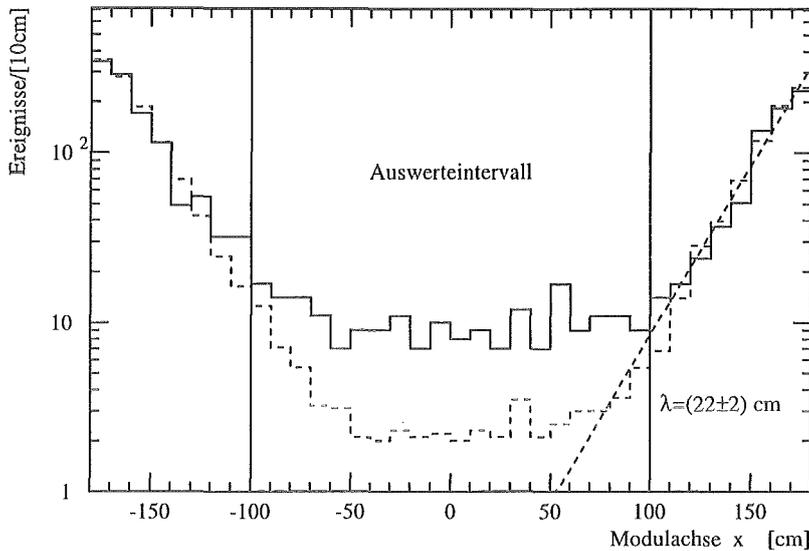


Abbildung 7.1: Ortsverteilung der Sequenzen entlang der Modulachse bei 5 mV ASTERIX-Schwellen. Der zufällige Untergrund ist gestrichelt dargestellt.

Abb.7.2 zeigt die Energieverteilung a) des prompten und b) des sequentiellen Ereignisses, sowie c) die Verteilung der Differenzzeit und d) die Ortskorrelation entlang der Modulachse. Hierbei waren die Modulschwellen auf 2 mV abgesenkt. Die Energieverteilung des prompten Ereignisses ist relativ breit, da neben dem 1.5 MeV  $\beta^-$ -Übergang noch weitere Übergänge möglich sind, diese sind in Tab. 7.1 zusammengefaßt.

Übergangsenergie [MeV]:	3.3	1.9	1.5	1.0	0.4
Häufigkeit [%]:	19	9	40	23	9

Tabelle 7.1: Häufigkeit der Betaübergänge von  $^{214}\text{Bi}$  [Led78].

Die maximale Energiebreite von 3.3 MeV wird durch das gemessene Spektrum sehr gut wiedergegeben. Die Energieverteilung für das sequentielle Ereignis ist relativ schmal, da  $^{214}\text{Po}$  im wesentlichen nur ein 7.7 MeV  $\alpha$  emittiert [Led78]. Der Quenchingfaktor für  $\alpha$ 's mit dieser Energie beträgt in organischen Szintillatoren nach [Bir64] etwa 1/8, wodurch sich eine sichtbare Energie von etwa 1 MeV ergibt. Auch dies stimmt sehr gut mit dem gemessenen Energiespektrum überein. Die gefundene Lebensdauer des  $^{214}\text{Po}$  von  $192 \mu\text{s} \pm 12 \mu\text{s}$  ist dem Literaturwert von  $236 \mu\text{s}$  [Led78] ebenfalls sehr nahe, so daß es sich hierbei mit hoher Wahrscheinlichkeit um die gesuchte Zerfallssequenz handelt. In Tab. 7.2 sind die gemessenen Raten und Lebensdauern für 2 mV, bzw. 5 mV ASTERIX-Schwellen angegeben. Mit diesen Raten kann eine **Mindestabschätzung** der  $^{238}\text{U}$ -Kontamination des Szintillators gemacht werden, da 99.96% aller Urankerne die Sequenz Gl. 7.2 der Zerfallskette durchlaufen [See81]. Die tatsächliche Kontamination ist sehr schwierig zu bestimmen, da bei diesen niedrigen Schwellen keine zuverlässige Aussage bezüglich der

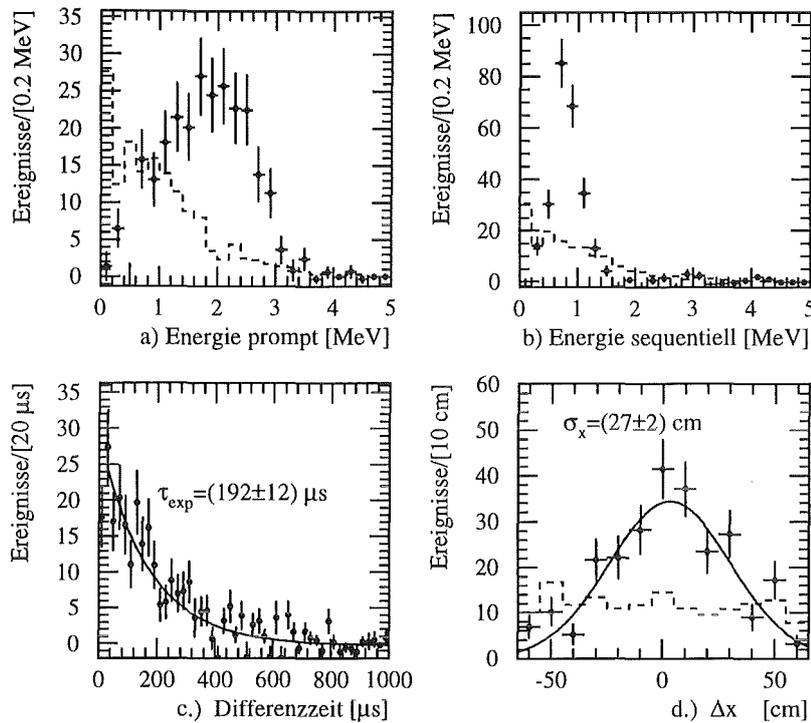


Abbildung 7.2: Nach Untergrundabzug verbleibende Sequenzen bei 2 mV ASTERIX-Schwellen.

- a) Energieverteilung des prompten Ereignisses ( $^{214}\text{Bi}$ )
- b) Energieverteilung des sequentiellen Ereignisses ( $^{214}\text{Po}$ )
- c) Zerfallszeitspektrum von  $^{214}\text{Po}$
- d) Ortskorrelation entlang der Modulachse von promptem und sequentielltem Ereignis

In a), b) und d) ist zusätzlich der zufällige Untergrund gestrichelt dargestellt, das Signal-zu-Untergrundverhältnis beträgt 1.7:1 .

Schwelle	Rate [1/sec]	$\tau$ [ $\mu\text{s}$ ]
5 mV	1.0	$205 \pm 24$
2 mV	2.5	$192 \pm 12$

Tabelle 7.2: Gemessene Lebensdauern und Raten der  $^{214}\text{Bi}$ -Sequenz Gl. 7.2 für verschiedene Modulschwellen. Die Lebensdauer von  $^{214}\text{Bi}$  beträgt nach [Led78]  $236 \mu\text{s}$ .

Nachweiswahrscheinlichkeit gemacht werden kann. Allein die Stacktotzeit verringert die Nachweiseffizienz aufgrund der hohen Ereignisrate auf etwa 75%.

Die lange Lebensdauer des Mutterkerns  $^{238}\text{U}$  von  $4.5 \times 10^9$  Jahren bedingt ein radioaktives Gleichgewicht, d.h. die Aktivität  $dN/dt$  jedes Tochterkerns der Zerfallskette ist gleich der

des Mutterkerns. Die Anzahl  $N_0$  der  $^{238}\text{U}$ -Kerne im ausgewerteten Detektorvolumen folgt aus:

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \frac{N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} \approx \frac{N_0}{\tau} \quad (7.3)$$

$$N_0 = 3.6 \times 10^{17} \text{ } ^{238}\text{U-Kerne} \quad (7.4)$$

Dabei wurde die gemessene Rate bei 2 mV zugrundegelegt. Das ausgewertete Detektorvolumen enthält  $1.25 \times 10^{30}$  Kohlenstoffatome, womit sich eine untere Grenze für die Urankontamination ermitteln läßt.

$$\boxed{\frac{^{238}\text{U}}{^{12}\text{C}} \geq 2.9 \times 10^{-13}} \quad (7.5)$$

Eine Aktivierungsanalyse des KARMEN-Szintillators ergab folgende Obergrenzen für die Verunreinigungen durch natürliche Radionuklide bezogen auf die Zahl der  $^{12}\text{C}$ -Atome [Bla94]:

Uran	$\leq$	$6.2 \times 10^{-12}$
Thorium	$\leq$	$5.8 \times 10^{-11}$
$^{40}\text{K}$	$\leq$	$5.6 \times 10^{-9}$

Damit ist ein Kontaminationsintervall für Uran bestimmt. Eine solche Abschätzung kann für die zukünftige Verwendbarkeit des KARMEN-Szintillators, z.B. als Vetoähler für *low-level Untergrund*-Experimente, von großem Interesse sein.

### 7.3 Strahlkorrelierter Untergrund

Der strahlkorrelierte Untergrund resultiert aus schnellen Neutronen ( $E \leq 400 \text{ MeV}$ ), die beim Spallationsprozess entstehen [Web95], [Ebe92]. Aufgrund der hohen Energie dieser Neutronen folgt die Zeitverteilung nahezu derjenigen der  $\nu_\mu$ -Neutrinos (Abb. A.2). Es zeigt sich, daß mit einem Zeitschnitt von  $t \geq 550 \text{ ns}$  nach  $T_0$  die strahlkorrelierten Ereignisse völlig ausgeblendet werden. Eine weitere Diskussion dieses Untergrunds findet sich im Anhang A.

### 7.4 Kosmischer Untergrund

Um den kosmischen Untergrund zu reduzieren, befindet sich der KARMEN-Detektor in einem Blockhaus aus ca. 7000 t Eisen. Die Wände bestehen aus 2 m, die Decke aus 3 m dickem Eisen. Durch diese massive Abschirmung läßt sich die hadronische Komponente und Elektron-Photonkomponente der kosmischen Strahlung vollständig unterdrücken [Gab81]. Die Myonen dagegen, die aufgrund ihrer hohen Energie (mittlere Energie auf Meereshöhe etwa 2 GeV) minimal ionisierend sind, haben einen konstanten spezifischen Energieverlust. Dadurch ist die Abschirmwirkung nur proportional zur Abschirmdicke wodurch der

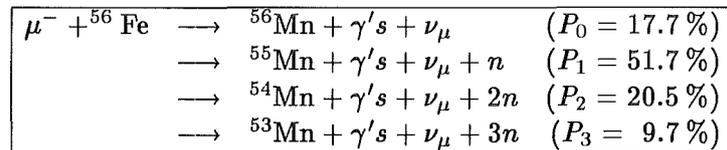
Myonfluß auf 40 % seines Ausgangswerts reduziert wird [Gra92]. Dies bedeutet, daß ein großer Anteil der Myonen den Detektor durchquert oder in diesem gestoppt werden. Die dabei induzierten Reaktionen bilden den wesentlichen Teil des Untergrunds für die Analyse von Neutrinoereignissen. Eine ausführliche Darstellung möglicher Wechselwirkungen von Myonen im Detektor und in der Eisenabschirmung ist in [Gra92], [Dre90], [Jan94] zu finden.

Durch das Antizähler- und Triggersystem ist es möglich, diesen Untergrund effektiv zu erkennen und damit zu verwerfen. Dadurch lassen sich die meisten Neutrinoereignisse mit einem guten Signal-zu-Untergrundverhältnis auswerten. So beträgt dieses beispielsweise bei der CC-Reaktion  $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$  aufgrund der räumlichen und zeitlichen Koinzidenz 36:1 [Kle94]. Bei der NC-Reaktion  ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu') {}^{12}\text{C}^*$  erhält man aufgrund der fehlenden Sequenzsignatur etwa 2:1 [Ebe92].

Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über die Raten myoninduzierter Reaktionen [Gra92] im KARMEN-Detektor.

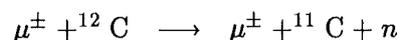
1. Etwa 60 % aller Myonen werden in der Eisenabschirmung gestoppt. Die dort gestoppten positiven Myonen zerfallen zu 100%, während 90.9% der dort gestoppten  $\mu^-$  von den Eisenkernen eingefangen werden, so daß nur 9.1% der  $\mu^-$  zerfallen. Diese hohe Einfangwahrscheinlichkeit resultiert aus der  $Z_{\text{eff}}^4$ -Abhängigkeit des Myoneinfangs [Pri59]. Der Detektor wäre ohne Eisenabschirmung einer Myonrate von etwa 5600 Hz ausgesetzt, diese wird auf 2100 Hz reduziert.

Der nukleare  $\mu^-$ -Einfang läuft nach folgenden Reaktionen ab [Heu72], [Sin74]:



Hierbei stellen alle Reaktionen, die ein oder mehrere Neutronen im Ausgangskanal haben, eine potentielle Quelle für den sequentiellen Untergrund dar. Dabei wird ein Gammaquant (im wesentlichen von der Myonbremsstrahlung, da die  $\gamma's$  aus der Kernanregung nur Energien kleiner 2 MeV haben [Bac71]) als promptes und die Neutroneneinfangreaktion als verzögertes sequentielles Signal nachgewiesen. Es ist deshalb wichtig, die  $\gamma's$  so gut wie möglich abzuschirmen, dies erfolgt im KARMEN-Detektor über die innere Eisenabschirmung von 18 cm Dicke .

2. Wenn die Energie der Myonen groß genug ist, durchdringen diese das Eisenblockhaus und den Detektor (etwa 1100 Hz). Ein Teil dieser Myonen wird zur Detektorkalibration benutzt [Wol95].
3. Beim Durchqueren des Detektors kann das Myon tief inelastisch an den Kernen des Szintillators streuen. Durch Austausch virtueller Photonen besteht die Möglichkeit der Wechselwirkung mit den Nukleonen des Szintillators. Einen für die Oszillationsanalyse gefährlichen Untergrund stellt die Photodesintegration am  ${}^{12}\text{C}$  dar.



Auch hier kann die Sequenz aus  $\mu^\pm$  und verzögertem Neutron eine Oszillationssignatur vortäuschen, da die Energie der Myonen das Energiefenster der Positronen des Oszillationssignals vollständig überdeckt.

4. Ein Teil der in den Detektor eindringenden Myonen wird im Szintillatortvolumen gestoppt (etwa 144 Hz), zerfällt dort oder wird von den Kohlenstoffkernen des Szintillators eingefangen. Es ergeben sich folgende relative Anteile und absolute Ereignisraten:

$\mu^+$	$\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	(56.1 %)	80.8Hz
$\mu^-$	$\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	(40.4 %)	58.2Hz
$\mu^- + {}^{12}\text{C}$	$\rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$	(2.82 %)	4.05Hz
$\mu^- + {}^{12}\text{C}$	$\rightarrow {}^{12}\text{B}_{gs} + \nu_\mu$	(0.59 %)	
	$\rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ ( $\tau=29.1\text{ms}, Q=13.4\text{MeV}$ )		0.85Hz
$\mu^- + {}^{12}\text{C}$	$\rightarrow {}^{12}\text{B}^* + \nu_\mu$	(0.04 %)	
	$\rightarrow {}^{12}\text{B}_{gs} + \gamma's$		

Daraus ergibt sich, daß 7.8 % der  $\mu^-$  eingefangen werden. Die  $\mu^-$ -Einfangrate an  ${}^{13}\text{C}$  beträgt 0.053 Hz. Eine Neutrinooszillationssequenz kann durch das stoppende Myon und einem verzögerten Neutron oder dem Elektron aus dem  ${}^{12}\text{B}$ -Zerfall vorgetäuscht werden. Letztere ist allerdings aufgrund der langen Lebensdauer des  ${}^{12}\text{B}$ , verglichen mit der Einfangzeit für Neutronen ( $\tau \approx 110 \mu\text{s}$ ), stark unterdrückt.

5. Myonen, die in der inneren passiven Eisenabschirmung gestoppt werden, zerfallen dort oder werden von den Eisenkernen eingefangen (281 Hz).

$\mu^+$	$\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	157.8Hz
$\mu^-$	$\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	11.3Hz
$\mu^- + {}^{56}\text{Fe}$	$\rightarrow {}^{56}\text{Mn} + \nu_\mu + \gamma's$	19.8Hz
$\mu^- + {}^{56}\text{Fe}$	$\rightarrow {}^{56-x}\text{Mn} + \nu_\mu + xn + \gamma's$	92.2Hz

Auch hier ergibt sich der Untergrund aus den unter 1. beschriebenen Reaktionen. Dieser kann jedoch durch den Shieldzähler, der mit einer Myonnachweiswahrscheinlichkeit von 99% arbeitet [Schi93], unterdrückt werden. Lediglich die unerkannten Myonen bilden eine ernsthafte Untergrundquelle.

Die angegebenen Raten wurden mit einem  $\mu^+/\mu^-$ -Verhältnis von  $R = 1.28$  berechnet, die Messung im KARMEN-Bunker ergab  $R = 1.28 \pm 0.02 \text{ stat.} \pm 0.02 \text{ syst.}$  [Jan94].

## 7.5 Analyse des Oszillationsuntergrunds

Um einen Überblick über die Untergrundsituation für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationssignatur zu erhalten, wurde in einem Zeitfenster vor dem Strahl nach sequentiellem und zufälligem Untergrund gesucht. Dabei wurden relativ offene Softwareschnitte angewandt, um den Untergrund möglichst vollständig und mit guter Statistik zu erfassen:

- ausgewerteter Datensatz: RUN 16 – RUN 80  
Um die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit zu erhöhen, wurden die ASTERIX-Schwellen ab RUN 80 von 15 mV auf 12 mV abgesenkt. Damit ist eine Änderung des zufälligen Untergrunds zu erwarten. Um jedoch konstante Untergrundverhältnisse zu gewährleisten, wurde hier deshalb nur bis RUN 80 ausgewertet.
- Energiebereich des prompten Ereignisses: 10 MeV – 300 MeV
- Energiebereich des sequentiellen Ereignisses: 0 MeV – 10 MeV  
Mit diesem Schnitt werden Sequenzen selektiert, deren sequentielles Ereignis mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Neutron ist.
- Zeitfenster des prompten Ereignisses:  $-191\mu s \leq T_{Prompt} \leq -1\mu s$
- Koinzidenzbedingung:

$$\begin{array}{llll}
 \text{Koinzidenzzeit:} & 5\mu s \leq T_{\text{sequentiell}} & - & T_{\text{prompt}} \leq 1000\mu s \\
 \text{Ortsdifferenz in x:} & |x_{\text{sequentiell}} & - & x_{\text{prompt}}| \leq 100\text{ cm} \\
 \text{Spaltendifferenz:} & |Col_{\text{sequentiell}} & - & Col_{\text{prompt}}| \leq 3.5 \\
 \text{Reihendifferenz:} & |Row_{\text{sequentiell}} & - & Row_{\text{prompt}}| \leq 3.5
 \end{array}$$

Die Koinzidenzzeit ist aufgrund der ADC-Konversionszeit nach unten begrenzt. Das Koinzidenzvolumen wurde so groß gewählt, daß keine Neutronen aufgrund von Volumenschnitten verworfen werden.

- Stacktzeit auf das prompte Ereignis: 20  $\mu s$   
Es wurde gefordert, daß innerhalb von 20  $\mu s$  vor dem prompten Ereignis kein Daten-Stackeintrag vorhanden ist. Dies dient zur Unterdrückung der Michelelektronen aus dem Myonzerfall von im Detektor gestoppten Myonen, deren Energie bis 52 MeV reicht (siehe 7.4-4). Ferner werden auch die myoninduzierten Reaktionen in der inneren passiven Eisenabschirmung unterdrückt (siehe 7.4-1. und 7.4-5.). Hierdurch wird eine gesamte Totzeit von 7.5% verursacht. Auf das sequentielle Ereignis wurde dieser Schnitt nicht angewandt, da dies die Koinzidenzbedingung für die Differenzzeit nach unten limitieren und dadurch eine erhebliche Verringerung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit verursachen würde (Kap. 6.1). Ferner würde die Totzeit dadurch zusätzlich um weitere 7.5% erhöht.
- Es wurde das gesamte Detektorvolumen ausgewertet, um einen Überblick über die räumliche Verteilung des Untergrunds zu erhalten.
- Ereignisse, bei denen ein Shield- oder Antizähler angesprochen haben, wurden verworfen, d.h. es wurden nur Ereignisse der Klasse **Neutral** ausgewertet.
- Ereignisse, bei denen mehr als acht Module angesprochen haben wurden verworfen. Dadurch werden die vom Vetosystem unerkannten Myonspuren unterdrückt.
- Module mit „Brumm“ wurden entsprechend Tab. 7.3 verworfen. Diese Module haben bei  $x \leq -200\text{ cm}$  eine sehr stark erhöhte Zählrate für Ereignisse mit Energien über 10 MeV. Die Ursache hierfür ist bisher noch nicht bekannt. Durch das Verwerfen dieser Ereignisse kommt es zu keinem nennenswerten Totvolumen, da diese alle am Detektorrand liegen.

Modul		verworfenne Ereignisse	
Spalte	Reihe	Modulachse x	RUN
11	14	$\leq -200 \text{ cm}$	26 - 30
1	1	$\leq -200 \text{ cm}$	44 - 80
6	4	$\leq -200 \text{ cm}$	44 - 80
8	12	$\leq -200 \text{ cm}$	48 - 80
8	13	$\leq -200 \text{ cm}$	55 - 80
8	23	$\leq -200 \text{ cm}$	57 - 80
3	6	$\leq -200 \text{ cm}$	66 - 80
8	11	$\leq -200 \text{ cm}$	69 - 80
8	25	$\leq -200 \text{ cm}$	79 - 80
8	5	$\leq -200 \text{ cm}$	79 - 80

Tabelle 7.3: Brumm-Module, deren Ereignisse run-spezifisch im angegebenen Ortsbereich verworfen wurden.

- Walkkorrekturen: Die Orts- und Energiebestimmung des prompten Ereignisses erfolgt mit Hilfe der 'normalen' Walkkorrektur, das sequentielle Ereignis wird maximal walkkorrigiert, da es sich hierbei mit hoher Wahrscheinlichkeit um ein Neutron handelt (Kap. 5.3).

Abb. 7.3 zeigt projektiv die räumliche Verteilung des gesamten (zufälligen und sequentiellen) Untergrunds im Detektor. Es zeigt sich, daß in den unteren Reihen und auf der Downstreamseite eine Häufung auftritt. In Abb. 7.4 sind die Projektionen des sequentiellen Untergrunds auf die Detektorachsen, sowie die Ortsdifferenz von promptem und sequentiellen Ereignis dargestellt. Dabei wurde der zufällige Untergrund bereits subtrahiert und als gestrichelte Linie mit eingezeichnet. Im Energiebereich von 10 MeV bis 50 MeV beträgt er etwa 18% des sequentiellen Untergrunds. Um den zufälligen Untergrund zu bestimmen, wurde das sequentielle Ereignis in vorangegangenen Strahlperioden mit den selben Schnitten gesucht. Dabei wurden allerdings nur *second periods* analysiert, da auf diese keine Bedingung für die Datenaufzeichnung gesetzt ist d.h. keine *prompt window condition* (Kap.4.4). Durch die räumlich inhomogene Verteilung der prompten und sequentiellen Ereignisse wird eine Korrelation im Ortsdifferenzspektrum für den zufälligen Untergrund erzwungen (Abb. 7.4d). Der zufällige Untergrund wurde mit 15.9 facher Häufigkeit bestimmt.

Die Zunahme des sequentiellen Untergrunds in den unteren Reihen ist im wesentlichen durch das fehlende Shield am Boden des Detektors bedingt. Ferner überdecken die seitlichen Shieldzähler nicht das ganze Szintillationsvolumen. Sie enden bei Reihe 32, so daß diese und der untere Antizähler nicht durch ein äußeres Veto abgeschirmt sind. Die starke Überhöhung des Untergrunds auf der Up- und Downstreamseite ist auf das Fehlen der inneren Antizähler an diesen Detektorwänden zurückzuführen. Da sich in den äußeren Reihen und Spalten der Segmentierung kein Gadolinium befindet, ist dort die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen geringer. Dies zeigt sich in einer Verringerung des sequentiellen Untergrunds in diesen Detektorbereichen.

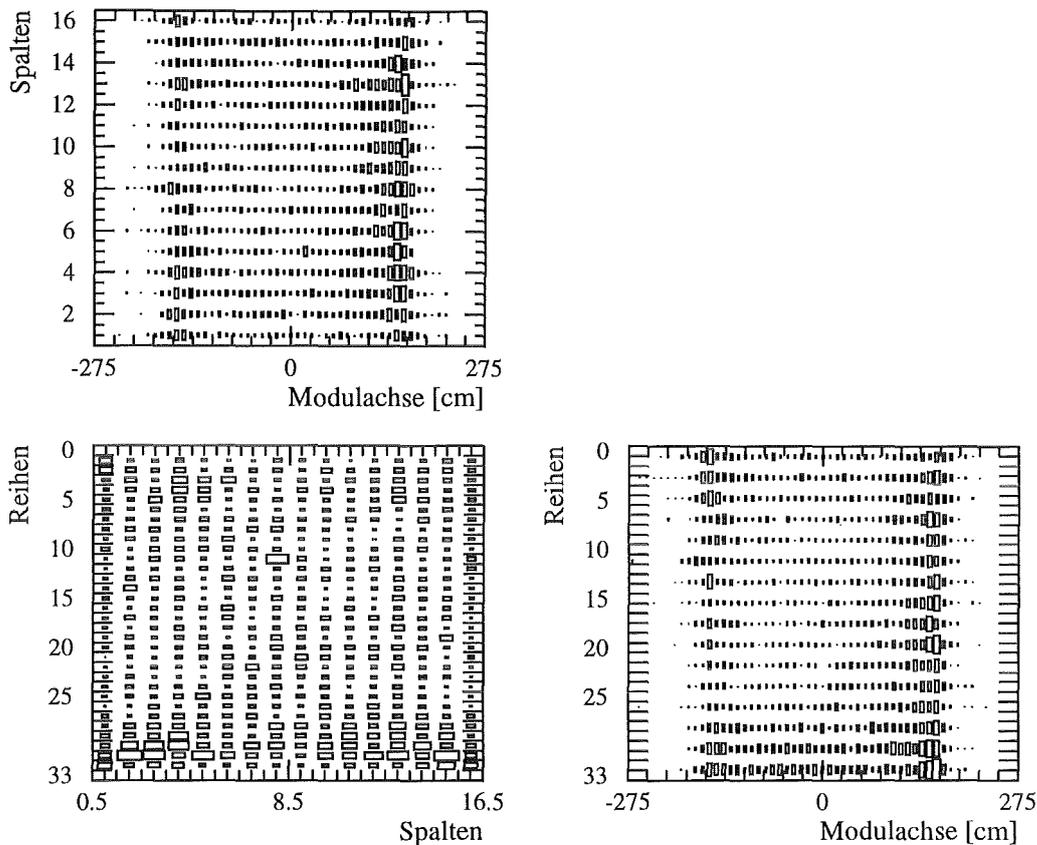


Abbildung 7.3: Räumliche Verteilung des gesamten Untergrunds im KARMEN-Detektor

Schalen-Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
rel. Vol. [%]	26.4	21.5	17.0	13.0	9.6	6.5	4.0	2.0

Tabelle 7.4: Relative Volumenanteile der Detektorschalen.

Da der sequentielle Untergrund im inneren des Detektors relativ konstant ist, handelt es sich hierbei offensichtlich um eine Untergrundart mit sehr hohem Durchdringungsvermögen (Abb. 7.4). Zur besseren Darstellung der Eindringtiefe dieses Untergrunds wurde der Detektor von außen beginnend in quaderförmige Schalen von jeweils 18 cm Dicke aufgeteilt. Dies entspricht gerade der Größe eines Moduls. Die Schalenverteilung der volumennormierten Untergrundrate ist in Abb. 7.5 dargestellt. Dabei ist die äußerste Schale mit 1 und die innerste mit 8 bezeichnet. In Tab. 7.4 ist der prozentuale Anteil des Schalenvolumens zum Detektorvolumen angegeben. Es zeigt sich, daß der sequentielle Untergrund innerhalb der Fehler für die innersten 4 Schalen etwa konstant ist. Die überhöhte Rate der äußeren Schalen ist im wesentlichen auf die weiche Komponente des sequentiellen Untergrunds zurückzuführen (siehe Abb.7.7). In der äußersten Schale ist der sequentielle Untergrund etwas geringer als in der zweiten Schale, da die äußerste Modulage der Segmentierung kein Gadolinium enthält und damit eine geringere Neutronnach-

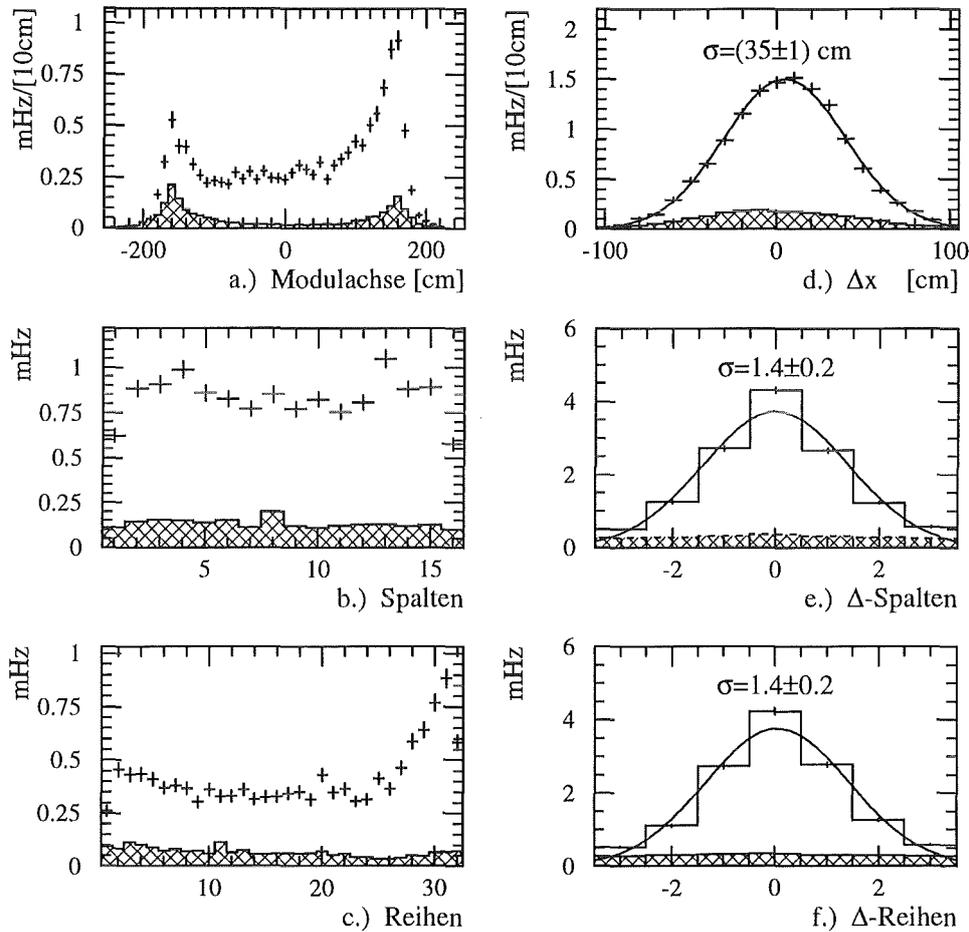


Abbildung 7.4: In a), b) und c) ist die Verteilung des sequentiellen Untergrunds entlang der Modulachse, den Spalten und Reihen dargestellt, d), e) und f) zeigt die Ortsdifferenz von promptem und sequentiellm Ereignis. Der zufällige Untergrund ist schraffiert dargestellt. Die angegebenen Raten sind die mit obigen Schnitten gemessenen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt etwa 25%.

weiswahrscheinlichkeit hat. Dies deutet daraufhin, daß beim sequentiellen Untergrund  $(n, \gamma)$ -Prozesse beteiligt sind. Der zufällige Untergrund nimmt aufgrund der inhomogenen Ortsverteilung entlang der Modulachse (Abb. 7.4) von außen nach innen stark ab.

Wesentliche Meßgrößen für das Verständnis der Untergrundreaktionen sind die Energieverteilungen für das prompte und sequentielle Ereignis und deren Differenzzeitspektrum (Abb. 7.6). Alle Verteilungen sind bezüglich des zufälligen Untergrunds korrigiert, dieser ist zugleich als gestrichelte Linie mit eingezeichnet. Aus Abb. 7.6d ergibt sich, daß mit einer Differenzzeit von  $700 \mu s$  alle Sequenzen erfaßt werden. Ein Exponentialfit von  $25 \mu s$  bis  $500 \mu s$  ergibt eine Einfangzeit von  $\tau = 110 \mu s$ . Dies deutet zusammen mit dem Energiebereich des sequentiellen Ereignisses auf den Einfang von Neutronen hin (Kap. 6.1).

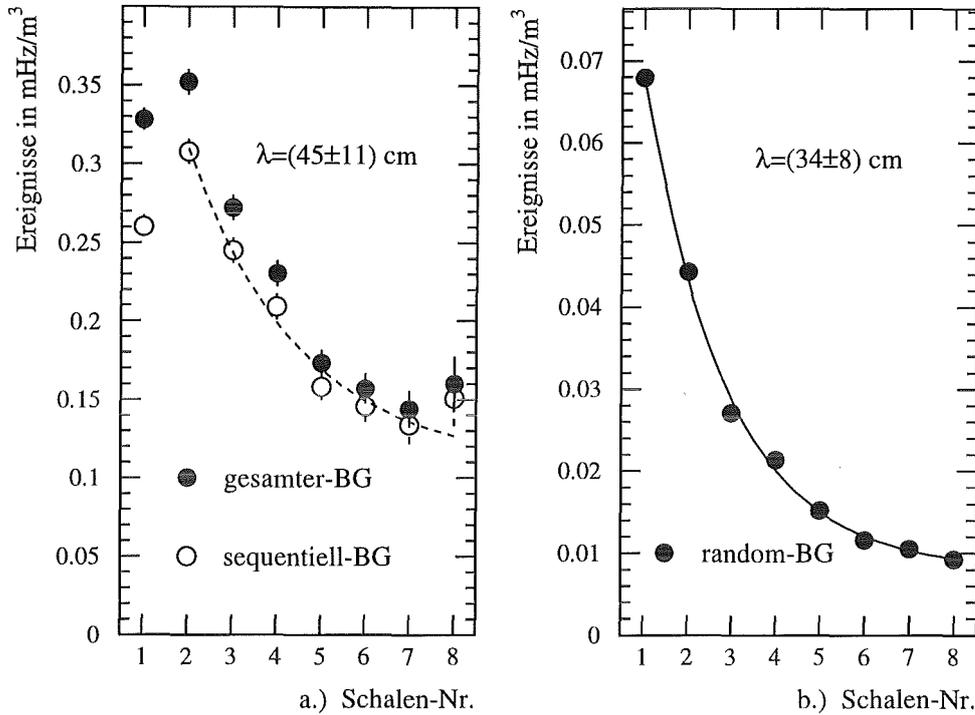


Abbildung 7.5: a) Schalenverteilung des Untergrunds.

b) Schalenverteilung des zufälligen Untergrunds.

Die angegebenen Raten sind nicht bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert. Diese beträgt etwa 25% und ist etwas ortsabhängig. Zusätzlich ist die Eindringtiefe  $\lambda$  angegeben, die sich mit einem Exponentialfits ergibt.

Das Energiespektrum des prompten Ereignisses ist aus einer harten (hochenergetischen) und einer weichen (niederenergetischen) Komponente zusammengesetzt, welche beide exponentiell abklingen (Abb 7.6 a). In Abb. 7.7 ist das Ergebnis eines Exponentialfits der Form

$$N = A \exp\left(\frac{-E}{E_{hart}}\right) + B \exp\left(\frac{-E}{E_{weich}}\right) \quad (7.6)$$

dargestellt. Das Spektrum des sequentiellen Untergrunds wird sehr gut durch diese Funktion beschrieben. Die Fitparameter hängen allerdings etwas vom ausgewerteten Detektorvolumen und von den angewandten Schnitten ab. Für die Abklingkonstanten erhält man:

$$E_{hart} = (39.0 \pm 1.5) \text{ MeV} \quad (7.7)$$

$$E_{weich} = (2.1 \pm 0.3) \text{ MeV} \quad (7.8)$$

Betrachtet man den für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation interessanten Energiebereich von 10 MeV bis 50 MeV, ergeben sich die in Tab. 7.5 aufgelisteten integralen Zählraten. Mit einem

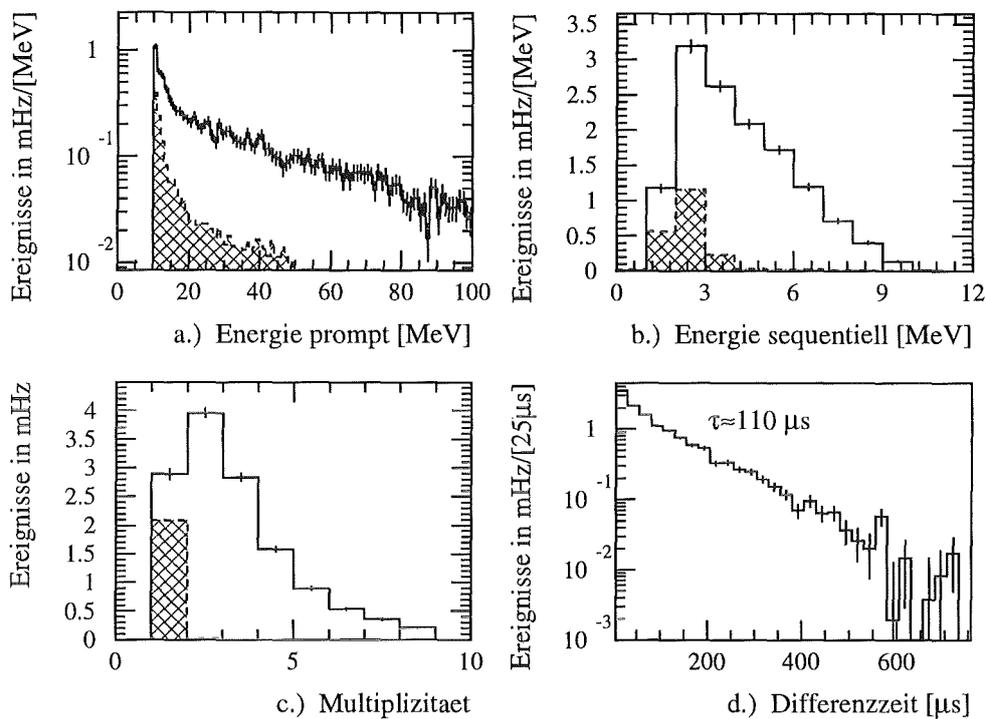


Abbildung 7.6: a) Verteilung der prompten Energie des sequentiellen Untergrunds  
 b) Verteilung der sequentiellen Energie des sequentiellen Untergrunds  
 c) Modulmultiplizität des prompten Ereignisses  
 d) Zeitdifferenz zwischen promptem und sequentiellem Ereignis  
 Angegeben ist die nachgewiesene Rate, der zufällige Untergrund ist schraffiert dargestellt.

sequentieller Untergrund		zufälliger Untergrund
	Ereignisse/sec	Ereignisse/sec
harte Komponente	$6.9 \times 10^{-3}$	—
weiche Komponente	$2.0 \times 10^{-3}$	—
Gesamt	$8.9 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-3}$

Tabelle 7.5: Integrale Zählrate des Untergrunds im Energieintervall von 10 MeV bis 50 MeV und für das gesamte Detektorvolumen. Die angegebenen Raten sind nicht bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert, diese beträgt für den sequentiellen Untergrund etwa 25%.

Energieschnitt von 15 MeV kann die weiche Komponente fast vollständig unterdrückt werden. Dadurch verringert sich der sequentielle Untergrund etwa um 22%.

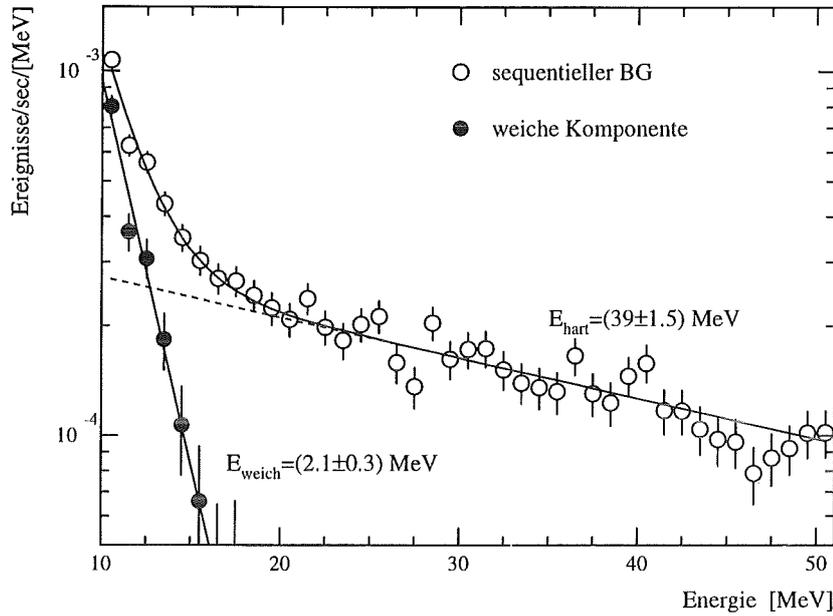


Abbildung 7.7: Energieverteilung des sequentiellen Untergrunds. Nach Abzug der harten Komponente (gestrichelt) ergibt sich die Verteilung der weichen Komponente.

Der bisher betrachtete sequentielle Untergrund besteht zu etwa 10% aus Mehrfachkoinzidenzen, bei denen zu einem prompten Ereignis zwei oder mehrere sequentielle Ereignisse in Koinzidenz gefunden werden. Aus der Zeit- und Ortsdifferenzverteilung dieser Mehrfachsequenzen (Abb. 7.8) ist ersichtlich, daß es sich hierbei eindeutig um korrelierte Ereignisse handelt, die bei der Suche nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen aufgrund ihrer eindeutigen Signatur (Einfachkoinzidenz) zu verwerfen sind. Der Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit, der durch das Verwerfen der Multikoinzidenzen entsteht, kann, wie folgende Abschätzung zeigt, vernachlässigt werden. Der Effizienzverlust berechnet sich aus der Wahrscheinlichkeit, daß eine echte Sequenz (aus der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Reaktion) mit einem beliebigen Ereignis in Koinzidenz nachgewiesen wird. Die Rate  $R_3$  dieser zufälligen Koinzidenzen aus Oszillationssequenz und Untergrundereignis ( $R_{Ereignis}$ ) ergibt sich aus:

$$\frac{R_3}{R_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}} = R_{Ereignis} \Delta t_{Koinz.} \Delta V/V = 10^{-3} \quad (7.9)$$

Dabei wurde die Ereignisrate  $R_{Ereignis}$  im Detektor mit 200 Hz, die Koinzidenzzeit  $\Delta t_{Koinz.}$  mit  $500 \mu s$  und das Verhältnis  $\Delta V/V$  von Koinzidenzvolumen zu Detektorvolumen mit 1% angesetzt. Dies entspricht der Situation von Run 16 bis Run 80 bei der Anwendung der Oszillationsschnitte. Der dabei entstehende Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit von 0.1% kann somit vernachlässigt werden.

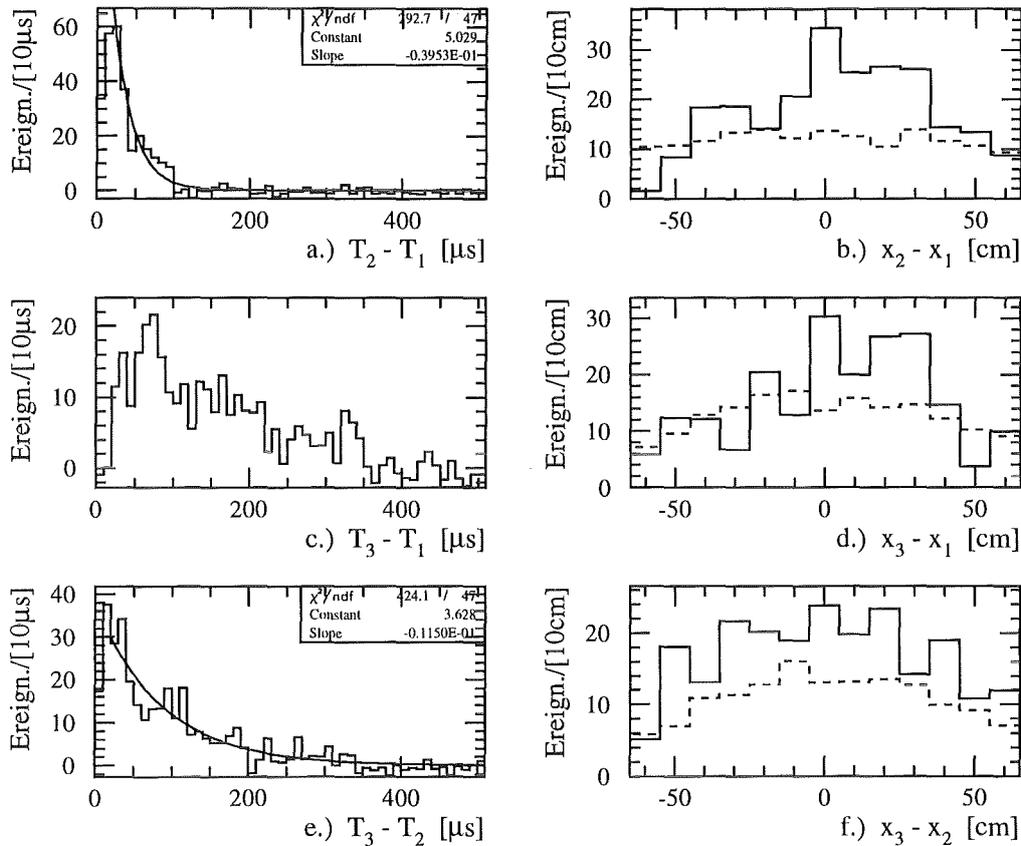


Abbildung 7.8: Zeit- und Ortsdifferenzspektren der Doppelsequenzen.

- a.) Zeitdifferenz zwischen 2. und promptem Ereignis
- b.) Ortsdifferenz zwischen 2. und promptem Ereignis
- c.) Zeitdifferenz zwischen 3. und promptem Ereignis
- d.) Ortsdifferenz zwischen 3. und promptem Ereignis
- e.) Zeitdifferenz zwischen 3. und 2. Ereignis
- f.) Ortsdifferenz zwischen 3. und 2. Ereignis

Die Spektren sind bezüglich des zufälligen Untergrunds korrigiert, dieser ist als gestrichelte Linie in den Ortsspektren dargestellt.

### 7.5.1 Ursachen des sequentiellen Untergrunds.

Als Ursache des sequentiellen Untergrunds kommen hauptsächlich zwei Ereignisklassen in Frage:

1. Unerkannte gestoppte Myonen oder Myonen, welche im Detektor tief inelastisch streuen und dadurch Schauerereignisse auslösen. Das prompte Ereignis bildet das stoppende oder aufschauende Myon. Als sequentielles Ereignis wird dann ein Neutron aus den Myoneinfangreaktionen (siehe 7.4.4.) oder aus dem Schauer nachgewiesen. Durch die Begrenzung der Modulmultiplizität auf weniger als neun werden die Schauerereignisse jedoch unterdrückt.

2. Myonen, die inelastisch an den 7000 t Eisen des Blockhauses oder der inneren passiven Abschirmung streuen, können hochenergetische Neutronen produzieren, welche über Rückstoßprotonen im Szintillator als promptes Ereignis und nach Thermalisierung und einer Einfangreaktion als sequentielles Ereignis nachgewiesen werden. Der Myoneinfang am Eisen verursacht ebenfalls hochenergetische Neutronen mit Energien bis etwa 60 MeV [Sin74].

Durch welchen der beiden Klassen der sequentielle Untergrund entsteht, ist für eine Verbesserung der Abschirmungsmaßnahmen von entscheidender Bedeutung. Wird der Untergrund durch unerkannte Myonen (1) verursacht, so läßt er sich durch eine Verbesserung des äußeren Antizählers reduzieren. Besteht der Untergrund jedoch aus hochenergetischen Neutronen (2), die im Eisenblockhaus entstehen, kann er nicht durch den äußeren Antizähler unterdrückt werden, da die Neutronen aufgrund ihrer hohen Energie nur eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit haben.

Um zwischen den beiden Ereignisklassen zu entscheiden, wurde das Energiefenster für das sequentielle Ereignis von 0 MeV bis 300 MeV geöffnet. Dadurch werden die Michelelektronen aus dem Myonzerfall von unerkannten gestoppten Myonen, sowie Schauerereignisse zusätzlich erfaßt. Mittels der Rate der Michelelektronen läßt sich dann die Rate der unerkannten Myonen und somit die Ineffizienz des äußeren Antizählers bestimmen. Abb. 7.9 zeigt die Energiespektren des prompten und sequentiellen Ereignisses. Durch das Öffnen des Energieschnitts für das sequentielle Ereignis wird die Form des Energiespektrums für das prompte Ereignis etwas verändert. Es ergeben sich folgende Werte für die weiche und die harte Komponente.

$$E_{hart} = (55.0 \pm 2.5) \text{ MeV} \quad (7.10)$$

$$E_{weich} = (2.3 \pm 0.3) \text{ MeV} \quad (7.11)$$

Die Steigung der weichen Komponente ist unverändert (Abb. 7.7), Die harte Komponente fällt jedoch deutlich schwächer ab (Abb. 7.9a), was eine Zunahme hochenergetischer prompter Ereignisse bedeutet, z.B. durch unerkannte gestoppte Myonen. Da die Differenzzeitverteilung der Ereignisse mit einer sequentiellen Energie über 20 MeV sehr gut der Lebensdauer der Myonen entspricht, können diese als unerkannte Myonen identifiziert werden (Abb. 7.9b). Die gemessene Rate  $N_{exp}$  dieser Ereignisse beträgt 5 mHz. Damit läßt sich die Rate  $N_0$  an unerkannten gestoppten Myonen bestimmen.

$$N_0 \times \left( k_1 e^{-\frac{5.0 \mu s}{2.2 \mu s}} + k_2 e^{-\frac{8.1 \mu s}{2.2 \mu s}} \right) \times \varepsilon = N_{exp} \quad (7.12)$$

$$N_0 = .06 \frac{1}{sec} \quad (7.13)$$

Hierbei bezeichnen  $k_1$  und  $k_2$  die relativen Anteile mit einem (80%) bzw. zwei (20%) ADC-Konversionszyklen. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon$  beinhaltet die angelegten Energieschnitte und die Detektoreigenschaften wie Schwellen, Energie- und Ortsauflösung,  $\varepsilon$  wird über das Monte-Carlo Programm bestimmt und beträgt 79% [Eit95].

Vergleicht man die Rate  $N_0$  mit der Rate an gestoppten Myonen im Detektor (139 Hz, siehe Kap.7.4-4), so ergibt sich mit den angewandten Schnitten eine Ineffizienz des Vetosystems

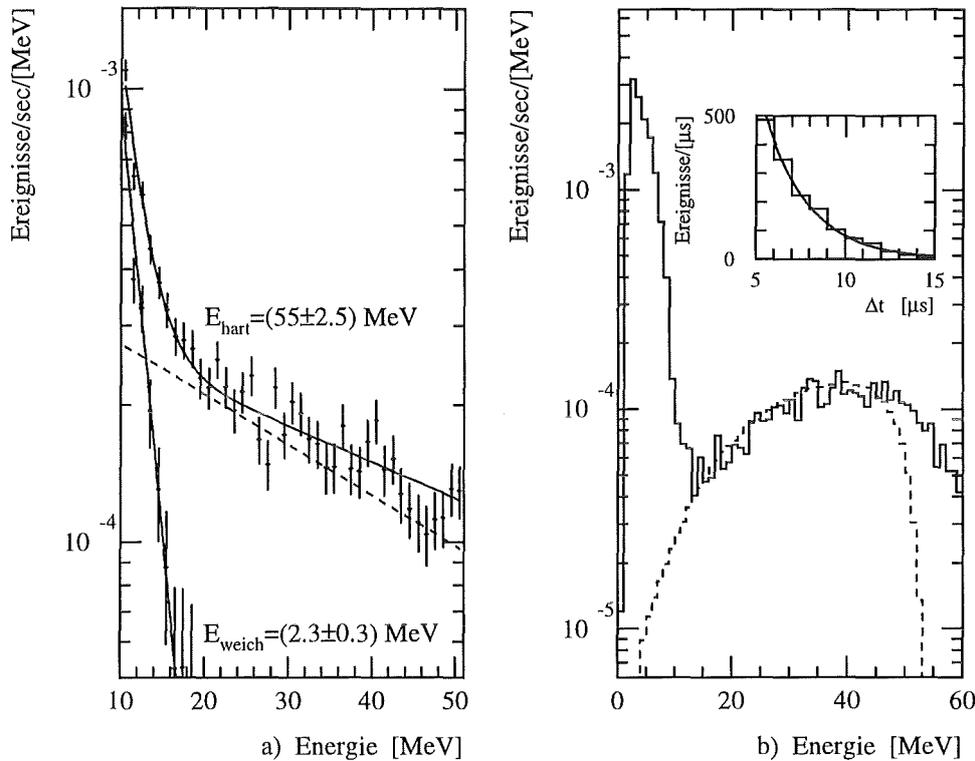


Abbildung 7.9: Energiespektren a) promptes, b) sequentielles Ereignis mit geöffnetem Energiefenster für das sequentielle Ereignis (0-300 MeV). In a) ist zusätzlich die Steigung der harten Komponente aus Abb. 7.7 gestrichelt eingezeichnet. In b) wurde ein Michelspektrum aus einer MC-Simulation zwischen 20 MeV und 50 MeV angepaßt. Die Abweichung am hochenergetischen Ende ist auf die angewandte maximale Walkkorrektur zurückzuführen (Kap.5.3). Die Ereignisse über 20 MeV folgen der erwarteten Zeitverteilung des Myonzerfalls (Inlay,  $\tau = 2.47 \pm 0.25 \mu\text{s}$ ) Die Ereignisraten sind nicht totzeitkorrigiert.

von 0.04%. Frühere Analysen ergaben hierfür 0.1% [Schi93]. Der Unterschied ist auf den Multiplizitätsschnitt und die Koinzidenzbedingung zurückzuführen.

Mit der Rate  $N_0$  der unerkannten Myonen kann die Rate der Neutronen und  $^{12}\text{B}$ -Zerfälle bestimmt werden, die aus dem Myoneinfang am Kohlenstoff (siehe Kap. 7.4-4) resultieren.

Für die Neutronen ergibt sich eine Rate von  $4.4 \times 10^{-4} \frac{1}{\text{sec}}$ , wobei eine Neutronennachwahrscheinlichkeit von 25% angenommen wurde. Die  $^{12}\text{B}$ -Zerfälle sind aufgrund der langen Halbwertszeit stark unterdrückt ( $10^{-5} \frac{1}{\text{sec}}$ ). Die Rate der Neutronen, die aus unerkannten gestoppten Myonen resultiert beträgt somit nur etwa 5% des gemessenen sequentiellen Untergrunds (8.9 mHz, Tab.7.5). Daraus folgt, daß der sequentielle Untergrund mit hoher Wahrscheinlichkeit aus hochenergetischen Neutronen aus Myon-Eisenwechselwirkungen

besteht.

Die physikalische Ursache für die weiche und harte Komponente konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht vollständig geklärt werden. Mit großer Wahrscheinlichkeit stammt die weiche Komponente von Myoneinfangreaktionen im inneren passiven Shield, bei welchen hochenergetische Neutronen entstehen können [Sin74]. Das Neutronenspektrum läßt sich durch einen niederenergetischen Verdampfungs- und einen hochenergetischen direkten Anteil beschreiben.

$$E \leq 4.5 \text{ MeV} : \frac{dN}{dE} = AE^{5/11}e^{-E/\Theta} \quad (7.14)$$

$$E > 4.5 \text{ MeV} : \frac{dN}{dE} = Be^{-E/E_0} \quad (7.15)$$

Dabei sind  $\Theta$  und  $E_0$  elementspezifische Konstanten im Bereich von 1-2 MeV bzw. 7-9 MeV.  $A$  und  $B$  dienen zur Normierung. Beim Vergleich von  $E_0$  mit der Steigung der weichen Komponente muß das Quenching der Rückstoßprotonen noch berücksichtigt werden, wonach sich ein  $E_0$  von etwa 4 MeV ergeben sollte. Die Diskrepanz zu den gemessenen 2 MeV und die Form der harte Komponente kann nur durch detaillierte MC-Analysen, bei denen auch Neutron-Eisenwechselwirkungen zu berücksichtigen sind, geklärt werden. Entsprechende Simulationen sind in Vorbereitung [Arm96].

Die in der kosmischen Strahlung vorhandenen Neutronen tragen zum sequentiellen Untergrund nur geringfügig bei. Aus MC-Simulationen [Gab81] läßt sich der Beitrag für eine 2 m (3 m) dicke Eisenabschirmung zu kleiner als 2% (0.02%) des gemessenen sequentiellen Untergrunds abschätzen.

Nachfolgend wird die Rate an Neutronensequenzen abgeschätzt, die durch Myoneinfänge im inneren passiven Shield entstehen. Aus Kap. 7.4-1 und -4 ergibt sich unter Berücksichtigung der Multiplizität für die Emission von Neutronen und der Myoneinfangrate im Eisen eine Neutronrate von etwa 112/sec. Nach [Koz85],[Sin74] und [Sil95] beträgt der Anteil direkter Neutronen zwischen 10% und 20%. Mit einer Ineffizienz des äußeren Antizählers von 1% [Schi93], einer Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von 25%, einer effektiven Abschwächungslänge für Neutronen in Eisen von 21.6 cm [Bur94] und einem  $E_0$  von 8.5 MeV ergibt sich eine Rate von etwa 4 mHz. Diese Rate ist im Bereich der gemessenen für die weiche Komponente (2 mHz), wodurch die unerkannten, im Eisen gestoppten Myonen als Quelle der weichen Komponente in Frage kommen.

Eine signifikante Verbesserung der Leckrate des derzeitigen äußeren Antizählers würde, aufgrund der oben bestimmten Raten den sequentiellen Untergrund um maximal 39% reduzieren:

- 5% durch die Eliminierung von Myoneinfänge am Kohlenstoff des Szintillators (unerkannte gestoppte Myonen)
- 22% durch Beseitigung der weichen Komponente (gestoppte Myonen in der inneren passiven Abschirmung)
- 12% durch einen äußeren Antizähler, der den Detektor auch von der Unterseite und die unteren beiden Modullagen abdeckt.

Hierbei ist allerdings zu erwähnen, daß die weiche Komponente auch durch einen Energieschnitt von etwa 15 MeV beseitigt werden kann. Der Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Signatur beträgt dabei nur etwa 1.5%.

Zusammenfassend läßt sich daher sagen, daß sich die Untergrundsituation für die Oszillationsauswertung durch eine Verbesserung des derzeitigen äußeren Antizählers nur unwesentlich ändern würde.

### 7.5.2 Untergrundraten für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsschnitte

Für die Neutrinooszillationsauswertung müssen die oben diskutierten Schnitte aus folgenden Gründen modifiziert werden.

- Da bei obiger Untergrundanalyse das gesamte Detektorvolumen ausgewertet wurde, ist es notwendig, die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen über das gesamte Detektorvolumen zu kennen. Der Wert für das gesamte Volumen ist experimentell nicht zugänglich (Kap. 6.1), kann jedoch für ein verringertes Volumen mit Hilfe gestoppter Myonen bestimmt werden. Aus diesem Grunde wird das Auswertevolumen etwas verringert auf:

$$\begin{array}{l} \text{Modulachse: } -150 \text{ cm} \leq x_{\text{prompt}} \leq 150 \text{ cm} \\ \text{Reihen: } 1.5 \leq Row_{\text{prompt}} \leq 31.5 \\ \text{Spalten: } 1.5 \leq Col_{\text{prompt}} \leq 15.5 \end{array}$$

Dieser Volumenschnitt hat sich bei der *Single Prong Analyse* [Ebe92] als besonders effektiv erwiesen, da hier die Überhöhung des Untergrunds an den Modulrändern unterdrückt (Abb.7.4a) wird. Auf das sequentielle Ereignis wird aufgrund der Walkproblematik kein Volumenschnitt angewandt.

- Um den zufälligen Untergrund zu unterdrücken, wird das Koinzidenzvolumen und die Koinzidenzzeit etwas verkleinert.

$$\begin{array}{l} \text{Koinzidenzzeit: } 5\mu\text{s} \leq T_{\text{sequentiell}} - T_{\text{prompt}} \leq 500\mu\text{s} \\ \text{Ortsdifferenz in x: } |x_{\text{sequentiell}} - x_{\text{prompt}}| \leq 60 \text{ cm} \\ \text{Spaltendifferenz: } |Col_{\text{sequentiell}} - Col_{\text{prompt}}| \leq 2.5 \\ \text{Reihendifferenz: } |Row_{\text{sequentiell}} - Row_{\text{prompt}}| \leq 2.5 \end{array}$$

Damit verringert sich der zufällige Untergrund auf 1/6, im Gegensatz dazu reduziert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen nur um ca. 20%. Zusätzlich wird die Energie für das prompte und sequentielle Ereignis an die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Reaktion angepaßt:

$$\begin{array}{l} 10 \text{ MeV} \leq E_{\text{prompt}} \leq 50 \text{ MeV} \\ 0 \text{ MeV} \leq E_{\text{sequentiell}} \leq 8 \text{ MeV} \end{array}$$

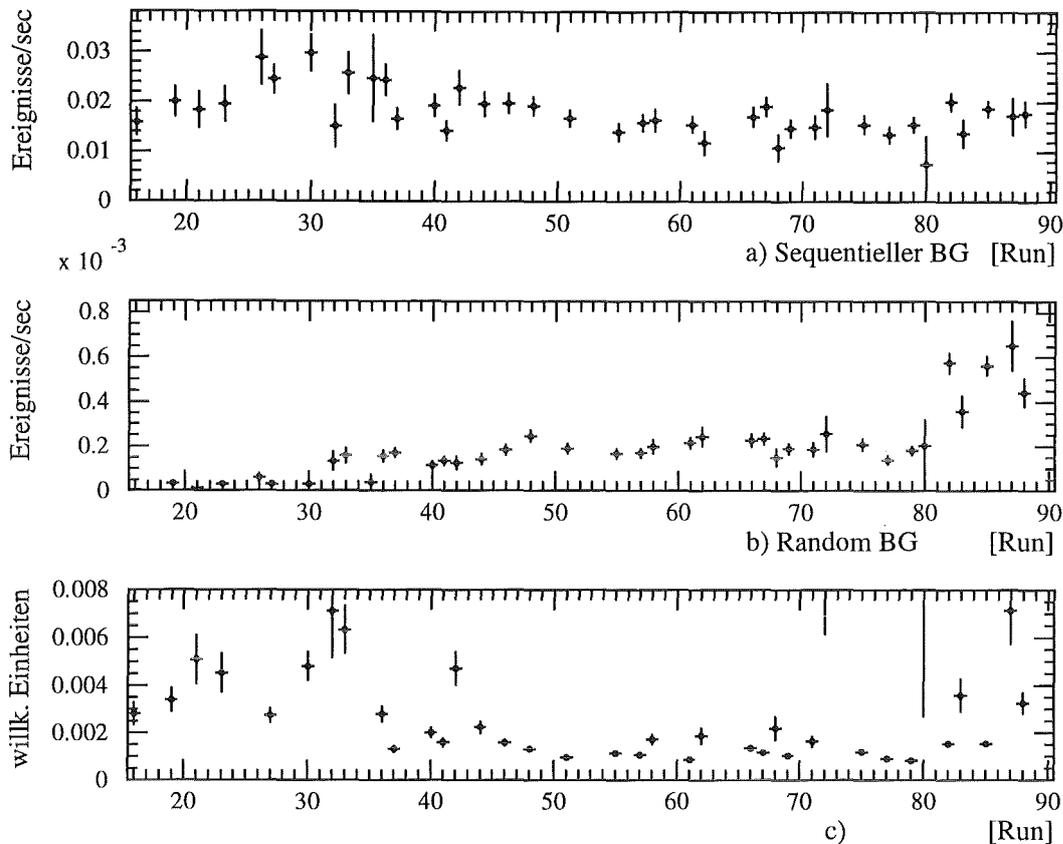


Abbildung 7.10: a) Runabhängige Rate des sequentiellen Untergrunds. Dabei ist der zufällige Untergrund abgezogen. Die Raten sind bezüglich Stacktzeit und Neutronennachweiswahrscheinlichkeit korrigiert.  
 b) Stacktzeitkorrigierter zufälliger Untergrund.  
 c) Sequentieller Untergrund bezogen auf den Neutrinofluß.

Mit diesen Schnitten erhält man die in Abb. 7.10 dargestellten Untergrundraten. Die Raten wurden für die einzelnen Runs ermittelt und bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert, d.h. es handelt sich hierbei um absolute Raten. Man erkennt, daß der sequentielle Untergrund im Rahmen der Fehler über die gesamte Meßzeit etwa konstant ist, wogegen der zufällige Untergrund ab Run 30 und Run 81 zunimmt. Dies ist auf die Absenkung der Modulschwellen zurückzuführen. In Abb. 7.11 ist die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit und die Stacktzeit ebenfalls über den Runs dargestellt. Auch hier zeigt sich der Einfluß der Modulschwellen. Die Zunahme der Stacktzeit ist durch die höhere Ereignisrate im Detektor bedingt. Abb. 7.10c) zeigt die Rate des Untergrunds bezogen auf den Neutrinofluß. Die Abnahme ab Run 37 ist auf den erhöhten Protonstrom von ISIS zurückzuführen. In Tab. 7.6 sind die Raten des Untergrunds für verschiedene Energieschnitte auf das prompte Ereignis zusammengefaßt. Dabei wurden die Daten von Run 16 bis 80 und Run 81 bis 88 getrennt ausgewertet, da ab Run 81 die ASTERIX-Schwellen von 15 mV auf 12 mV gesenkt wurden. Vergleicht man die Untergrundraten mit denen in Tab. 7.5, so ergeben die verbesserten Schnitte eine Reduktion des sequentiellen Untergrunds

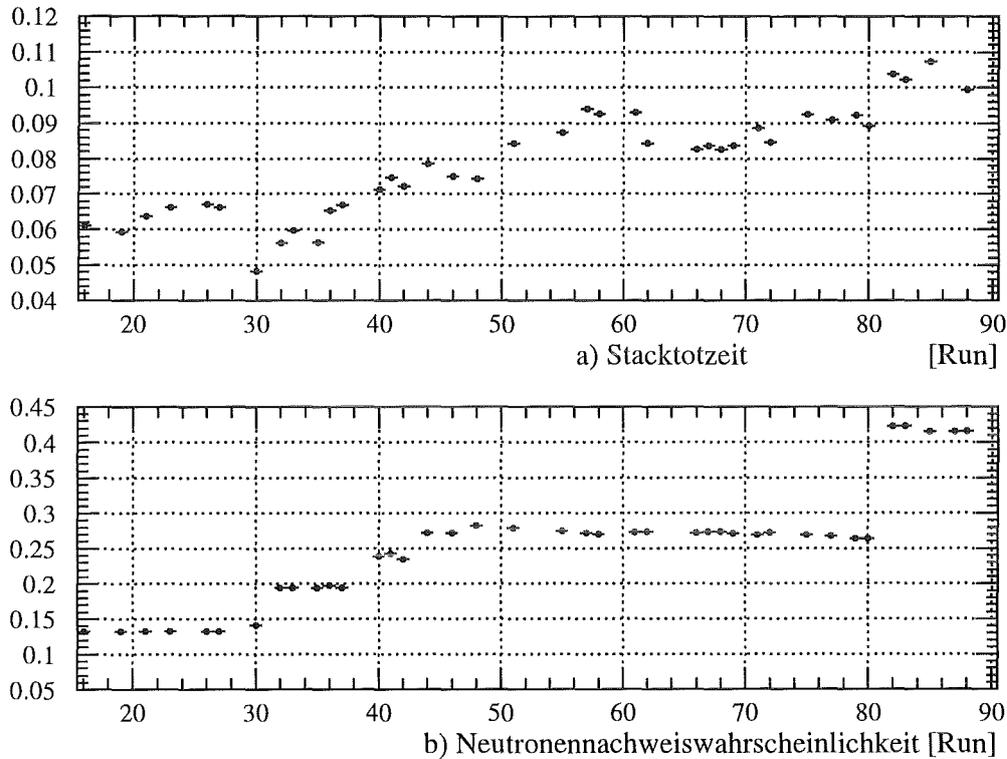


Abbildung 7.11: a) Runabhängige Stacktzeit.

b) Neutronennachweiswahrscheinlichkeit für obige Schnitte.

auf etwa die Hälfte, der zufällige Untergrund wird etwa um den Faktor 10 reduziert. Das ausgewertete Volumen verringert sich dabei nur auf 70% des Gesamtvolumens. Ferner ist ersichtlich, daß der sequentielle Untergrund vor und nach Run 80 gleich ist, während sich der zufällige Untergrund durch das Absenken der Modulschwellen etwa um den Faktor drei erhöht.

Die in Tab. 7.6 angegebenen Untergrundraten ( $\approx \frac{350}{\text{Tag}}$ ) sind im Vergleich zu der Zahl der erwarteten Neutrinoreaktionen von 1 bis 2 pro Tag sehr hoch. Doch durch die weltweit einzigartige Pulsstruktur des ISIS-Beschleunigers ergibt sich unter Berücksichtigung des Tastverhältnisses ein „duty-factor“ von  $5 \times 10^{-4}$  (bei einem  $10 \mu\text{s}$  langen Auswertefenster), welcher den Untergrund auf etwa 0.2 Ereignisse pro Tag reduziert. Erst dieser Unterdrückungsfaktor ermöglicht die Auswertung neutrinoinduzierter Reaktionen und insbesondere die Suche nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation oder seltenen Myonzerfällen [Eit95].

gemessenen Raten				absolute Raten		
Energie [Mev]	sequ.BG [mHz]	random BG [mHz]	$\frac{randomBG}{sequ.BG}$ [%]	sequ.BG [mHz]	random BG [mHz]	$\frac{randomBG}{sequ.BG}$ [%]
<b>RUN 16-80</b>						
10 - 50	3.75 ± 0.09	0.136 ± 0.004	3.6	17.5 ± 0.4	0.148 ± 0.005	0.9
15 - 50	2.90 ± 0.08	0.062 ± 0.003	2.1	13.6 ± 0.4	0.075 ± 0.003	0.6
20 - 50	2.35 ± 0.07	0.049 ± 0.003	2.1	11.0 ± 0.3	0.053 ± 0.003	0.5
25 - 50	1.81 ± 0.06	0.037 ± 0.002	2.0	8.5 ± 0.3	0.040 ± 0.002	0.5
30 - 50	1.35 ± 0.05	0.027 ± 0.002	2.0	6.4 ± 0.3	0.030 ± 0.002	0.5
35 - 50	0.97 ± 0.04	0.021 ± 0.002	2.2	4.6 ± 0.2	0.022 ± 0.002	0.5
40 - 50	0.63 ± 0.04	0.012 ± 0.002	2.0	2.9 ± 0.2	0.013 ± 0.002	0.5
<b>RUN 81-88</b>						
10 - 50	6.91 ± 0.37	0.481 ± 0.024	7.0	18.5 ± 1.0	0.538 ± 0.027	2.9
15 - 50	5.31 ± 0.32	0.195 ± 0.016	3.7	14.2 ± 0.9	0.218 ± 0.017	1.5
20 - 50	4.08 ± 0.28	0.145 ± 0.013	3.6	10.9 ± 0.8	0.162 ± 0.015	1.5
25 - 50	2.92 ± 0.24	0.107 ± 0.011	3.7	7.8 ± 0.6	0.119 ± 0.013	1.5
30 - 50	2.22 ± 0.21	0.077 ± 0.010	3.5	5.9 ± 0.6	0.086 ± 0.011	1.5
35 - 50	1.58 ± 0.17	0.053 ± 0.008	3.4	4.2 ± 0.5	0.060 ± 0.009	1.4
40 - 50	1.03 ± 0.14	0.026 ± 0.006	2.5	2.8 ± 0.4	0.029 ± 0.006	1.0

Tabelle 7.6: Mittlere Zählraten für den sequentiellen und zufälligen (random) Untergrund (BG) als Funktion des Energieschnitts auf das prompte Ereignis. Die Raten wurden mit den Oszillationsschnitten bestimmt, wobei die absoluten Raten mit den Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 7.11) korrigiert wurden.

## Kapitel 8

# Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ *Appearance*–Oszillationen

In diesem Kapitel werden verschiedene Analyseverfahren vorgestellt, die zur Suche nach Neutrinooszillationen entwickelt wurden. Dabei bildet das Likelihoodverfahren den Schwerpunkt, da hier die volle Information eines im KARMEN–Detektor gemessenen Ereignisses erfaßt wird. Es werden die Likelihoodfunktionen für die Observablen Energie, Zeit, Ort und Kombinationen aus diesen erstellt, und damit ein-, zwei-, und dreidimensionale Likelihoodanalysen durchgeführt. Hierbei gibt die Dimension die Anzahl der frei variierenden Parameter an. Neben den Analyseergebnissen wird speziell auf die Methodik der einzelnen Verfahren, insbesondere auf die Bestimmung der 90% Ausschlußgrenze (confidence level) eingegangen.

Die Resultate Likelihoodanalyse werden mit der unabhängigen „Fenstermethode“ verglichen. Bei letzterer handelt es sich um einen Vergleich der Ereigniszahl im Zeitfenster der Neutrinos mit dem kosmischen Untergrund, in einem Meßzeitfenster vor dem Auftreten der Neutrinos. Hieraus läßt sich mit Hilfe der Poisson–Statistik ebenfalls eine Ausschlußgrenze für eine Oszillation festlegen. Diese Methode bietet sich beim KARMEN–Experiment besonders an, da aufgrund der Zeitstruktur von ISIS die verschiedenen Neutrinos in genau definierten und mit sehr hoher Präzision (siehe Kap. 5.4) gemessenen Zeitfenstern auftreten.

In den nächsten beiden Abschnitten wird zunächst das Verfahren zur Bestimmung der Oszillationsparameter dargestellt. Hierfür ist es erforderlich, den flußgemittelten Wirkungsquerschnitt, den Raumwinkelparameter des Detektors, den Neutrinofluß und die Anzahl der für die verschiedenen Neutrinoreaktionen signifikanten Targetatome im Detektor zu bestimmen.

### 8.1 Bestimmung der Oszillationsparameter

Der im folgenden diskutierte Formalismus beschränkt sich auf die Zweiflavouroszillation, bei der ein Flavour–Zustand als Mischung von Masseneigenzuständen dargestellt wird. Die

Oszillationswahrscheinlichkeit  $P$  ergibt sich in einer quantenmechanischen Beschreibung als (siehe Kap. 3.2)

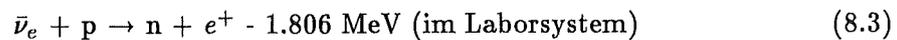
$$P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = \sin^2(2\Theta) \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 l}{E}\right). \quad (8.1)$$

Dabei wird die Neutrinoflugstrecke  $l$  in Meter, die Neutrinoenergie  $E$  in MeV und die Differenz der Massenquadrate  $\Delta m^2$  in  $\text{eV}^2$  angegeben. Die Oszillationsamplitude  $\sin^2(2\Theta)$  bestimmt die Stärke der Mischung der beiden Masseneigenzustände. Es ist zu beachten, daß Gl. 8.1 die Oszillationswahrscheinlichkeit nur für monoenergetische punktförmige Neutrinoquellen im Abstand  $l$  eines punktförmigen Detektors exakt beschreibt. Da im Falle der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation das Energiespektrum der  $\bar{\nu}_\mu$  kontinuierlich von 0–52.8 MeV variiert und der KARMEN-Detektor ein Volumen von etwa  $67 \text{ m}^3$  hat, muß Gl. 8.1 über das Volumen und die Energie integriert werden. Dabei kann die Neutrinoquelle (ISIS-Target) in sehr guter Näherung als punktförmig betrachtet werden, da deren geometrischer Einfluß etwa so groß ist wie die Ortsauflösung des KARMEN-Detektors. Die Anzahl  $N_{\bar{\nu}_e}$  der Neutrinooszillationen  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  innerhalb des Detektorvolumens ist damit

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_\mu}} = \frac{\sin^2(2\Theta)}{4\pi} \frac{d\Phi_{\bar{\nu}_\mu}(E_{\bar{\nu}_\mu})}{dE_{\bar{\nu}_\mu}} \left[ \int_{l_{min}}^{l_{max}} \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 l}{E}\right) n\left(\frac{1}{l^2}\right) \frac{1}{l^2} dl \right]. \quad (8.2)$$

- $dN_{\bar{\nu}_e}/dE_{\bar{\nu}_\mu}$  ist das durch die Oszillation modifizierte Neutrinospektrum, dessen Form sowohl von  $\Delta m^2$  als auch dem ausgewerteten Detektorvolumen abhängt. In Abb. 8.2b sind die Neutrinospektren für unterschiedliche Werte von  $\Delta m^2$  dargestellt.
- $n(\frac{1}{l^2})$  ist die Abstandsquadratverteilung von  $\frac{1}{l^2}$ , wenn über den Detektor integriert wird (Abb. 8.1),  $l_{min}$  und  $l_{max}$  sind die Integrationsgrenzen, d.h. der minimale und der maximale Abstand eines Detektorvolumenelements zum Target (Quelle). Diese Grenzen sind, wie Abb. 8.1 zeigt, von den verwendeten Volumenschnitten abhängig.
- $d\Phi_{\bar{\nu}_\mu}(E_{\bar{\nu}_\mu})/dE_{\bar{\nu}_\mu}$  ist das Neutrinospektrum an der Quelle (Abb. 8.2a).

Der Nachweis der Neutrinooszillation erfolgt im KARMEN-Detektor über den inversen Betazerfall am Proton:



Dabei wird das Positron in zeitlicher und räumlicher Koinzidenz mit dem Neutron nachgewiesen. Die Anzahl der Positronen und deren spektrale Energieverteilung läßt sich mit Hilfe des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts berechnen. Abb. 8.2 demonstriert schrittweise die Entstehung des Positronspektrums im KARMEN-Detektor bei  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation. Da der KARMEN-Detektor keine Winkelauflösung besitzt, ist die Positronenergie  $E_{e^+}$  nicht eindeutig mit der Neutrinoenergie  $E_{\bar{\nu}_e}$  verknüpft. Um die Vierteilchenkinematik zu berücksichtigen, wurde der doppeldifferentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/(dE_{\bar{\nu}_e} dE_{e^+})$  für das Laborsystem berechnet (siehe Anhang B.1). Die Integration über die Winkel bzw. die möglichen Positronenergien ergibt den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt

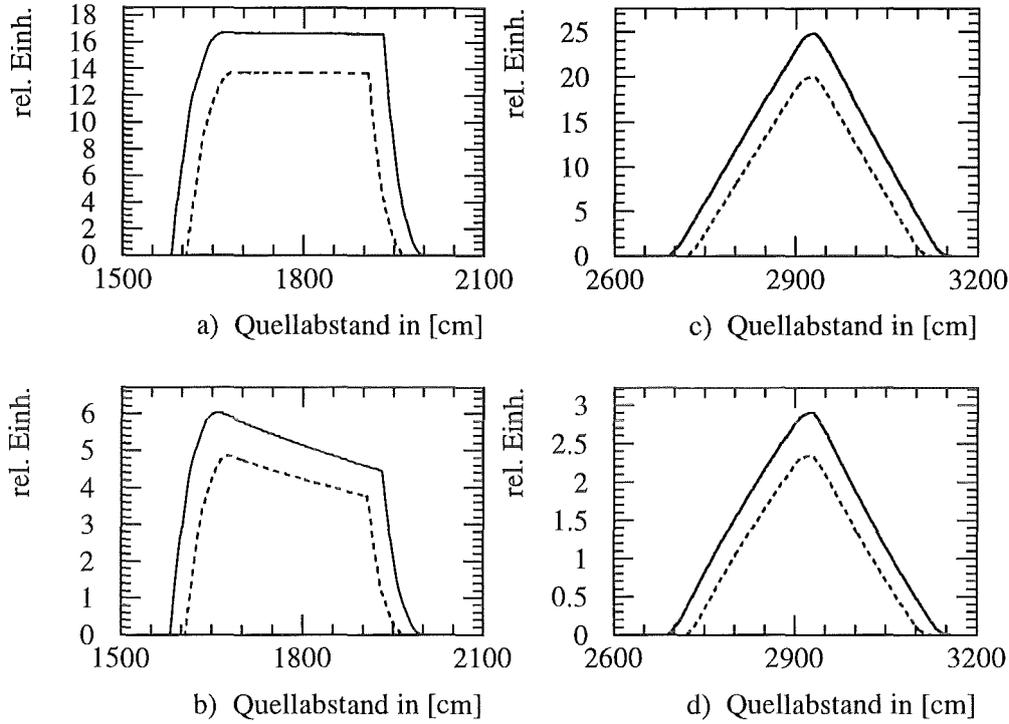


Abbildung 8.1: a) Abstandsverteilung  $n(l)$  der Volumenelemente des Detektors zum Haupttarget. b)  $1/l^2$ -Verteilung  $n(1/l^2)$  zum Haupttarget. Die Verteilungen c) und d) sind analog zu a) und b), jedoch auf das  $\mu$ SR-Target bezogen. Die gestrichelte Kurve entspricht dem *single prong* Volumenschnitt (Kap. 6.1).

$d\sigma(E)/dE_{\bar{\nu}_e}$  (Abb. 8.2c). Das Positronenspektrum  $dN_{e^+}/dE_{e^+}$  läßt sich mit Hilfe des doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnitts und des Neutrinospektrums aus Gl. 8.2 berechnen. Ferner wird noch die Anzahl der Protonen pro Volumeneinheit  $n_p$  benötigt:

$$\frac{dN_{e^+}(E_{e^+})}{dE_{e^+}} = \int_{0 \text{ MeV}}^{52.8 \text{ MeV}} n_p \frac{d^2\sigma(E_{\bar{\nu}_e}, E_{e^+})}{dE_{\bar{\nu}_e} dE_{e^+}} \frac{dN_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e})}{dE_{\bar{\nu}_e}} dE_{\bar{\nu}_e} \quad (8.4)$$

Um die im Detektor sichtbare Energie der Positronen  $E_{vis}$  zu bestimmen, wurde mit einer GEANT3-Simulation (KARMEN-MC) [Eit95] die Detektorantwortmatrix  $R(E_{phys}, E_{vis})$  ermittelt. Sie ordnet einer physikalischen Primärenergie  $E_{phys}$  eine Verteilung an sichtbarer Energie  $E_{vis}$  zu. Diese Verteilung ist aufgrund von Nachweisverlusten in der Detektorsegmentierung und durch Schwelleneffekte geringfügig zu niedrigeren Energien hin verschoben. Außerdem wird die energieabhängige Auflösung des Detektors mit berücksichtigt. Das Spektrum der sichtbaren Positronenergie ergibt sich aus dem Spektrum der physikalischen Energie (Gl. 8.4) und der Antwortmatrix  $R$ :

$$\frac{dN_{e^+}(E_{vis})}{dE_{vis}} = \int R(E_{e^+}, E_{vis}) \frac{dN_{e^+}(E_{e^+})}{dE_{e^+}} dE_{e^+} \quad (8.5)$$

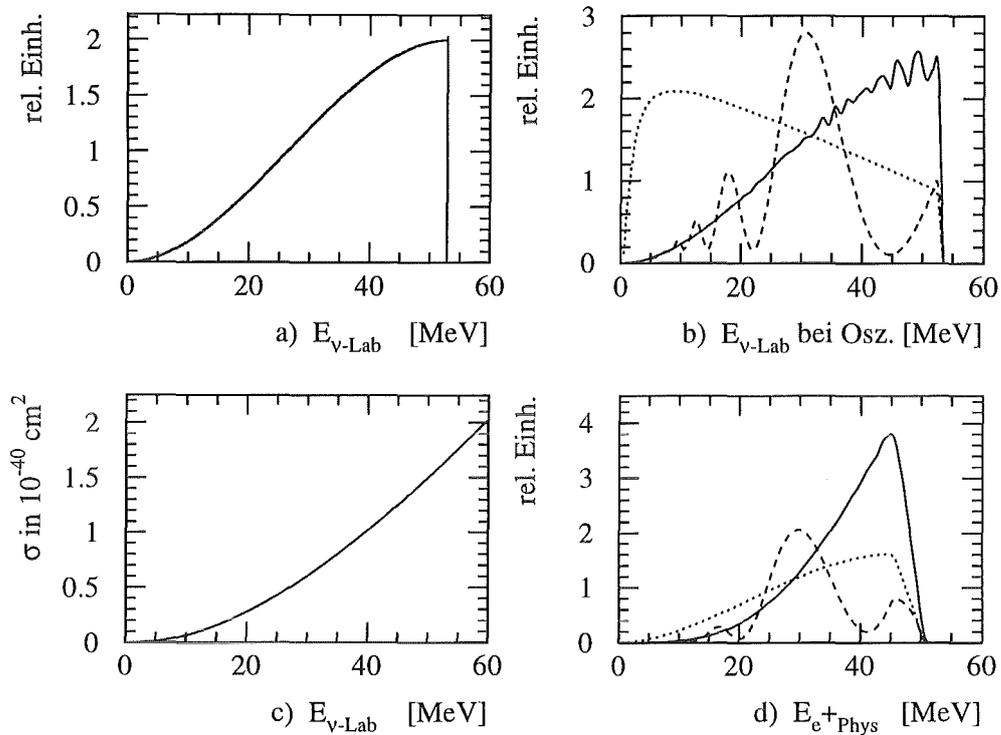


Abbildung 8.2: In a) ist das  $\bar{\nu}_\mu$ -Quellspektrum angegeben. Dieses wird durch die unterschiedliche zeitl. Entwicklung der Masseneigenzustände modifiziert. b) zeigt die Energiespektren der  $\bar{\nu}_e$  für verschiedene Werte von  $\Delta m^2$ , nach der Integration über das Detektorvolumen. Die Punkte entsprechen  $\Delta m^2 = 0.1 \text{ eV}^2$ , wobei diese Verteilung im Vergleich zu den beiden anderen mit dem Faktor 100 multipliziert ist. Die gestrichelte Linie entspricht  $\Delta m^2 = 6.3 \text{ eV}^2$  und die Linie  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ . Mit dem Wirkungsquerschnitt c) erhält man dann die physikalische Energieverteilung der Positronen d), welche ebenfalls von  $\Delta m^2$  abhängt.

In Abb. 8.3 ist die sichtbare Energie der Positronen für verschiedene  $\Delta m^2$  dargestellt.

Mit Gl. 8.5 läßt sich die Anzahl  $N_0(\Delta m^2)$  der Ereignisse für  $\sin^2(2\Theta) = 1$  für jedes  $\Delta m^2$  berechnen. Mit dem Experiment wird die Anzahl  $N(\Delta m^2)$  der Oszillationsereignisse, bzw. die Anzahl der ausschließbaren Ereignisse (meist im 90% Vertrauensintervall oder confidence level CL) bestimmt. Die Mischungsamplitude  $\sin^2(2\Theta)$  ergibt sich dann über folgendes Verhältnis:

$$\sin^2(2\Theta) = \frac{N(\Delta m^2)}{N_0(\Delta m^2)} \quad (8.6)$$

Im Rahmen dieser Arbeit hat sich folgende Vorgehensweise bei der Bestimmung von  $\sin^2(2\Theta)$  als vorteilhaft im Hinblick auf die erforderliche Rechenzeit erwiesen.

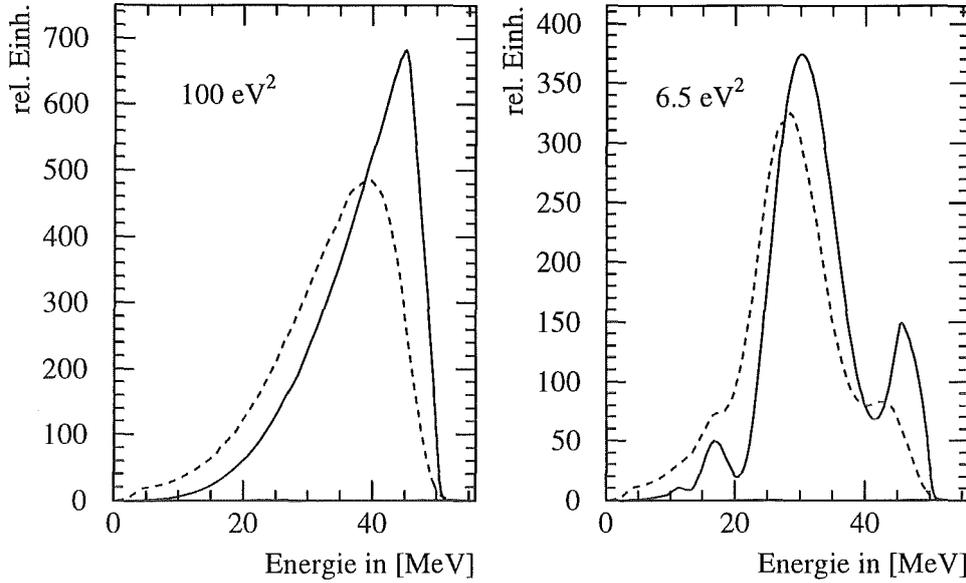


Abbildung 8.3: Physikalische (durchgezogene Linie) und die im Detektor sichtbare (gestrichelt) Energie für die angegebene Differenz der Massenquadrate.

- Berechnung der Positronenspektren nach Gl. 8.2, 8.4 und 8.5 für den  $\Delta m^2$ -Bereich von  $0.01 \text{ eV}^2$  bis  $100 \text{ eV}^2$ .
- Für sehr große  $\Delta m^2$  ( $\Delta m^2 \gg 1 \text{ eV}^2$ ) ergibt sich statt Gl. 8.2 näherungsweise

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_e}(\Delta m^2 \gg 1 \text{ eV}^2)}{dE_{\bar{\nu}_e}} \approx \sin^2(2\Theta) \frac{d\Phi(E_{\bar{\nu}_\mu})}{dE_{\bar{\nu}_\mu}} \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{4\pi} \int_{l_{min}}^{l_{max}} n\left(\frac{1}{l^2}\right) \frac{1}{l^2} dl \right] \quad (8.7)$$

Hierbei entspricht das  $\bar{\nu}_e$ -Spektrum in sehr guter Näherung dem Quellspektrum der  $\bar{\nu}_\mu$  (siehe Abb. 8.2a und b). Bei  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  ist Gl. 8.7 schon sehr gut erfüllt, der Fehler beträgt nur etwa 0.5%. Der in Klammer stehende Integralausdruck verknüpft Raumwinkel und Targetdicke. Er wird im folgenden als Raumwinkelparameter bezeichnet. Unter Target wird hier das Szintillationsvolumen zum Nachweis der  $\nu$ -Reaktionen verstanden. Über den Raumwinkelparameter läßt sich ein effektiver Abstand  $r_{eff}$  des KARMEN-Detektors zur Neutrinoquelle definieren:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{Vol.}{r_{eff}^2} = \left[ \frac{1}{4\pi} \int_{l_{min}}^{l_{max}} n\left(\frac{1}{l^2}\right) \frac{1}{l^2} dl \right] \quad (8.8)$$

- Die Anzahl der erwarteten Ereignisse bei  $\sin^2(2\Theta) = 1$  ergibt sich mit Gl. 8.4 und Gl. 8.7 für große  $\Delta m^2$  dann zu:

$$N_{e+}(\Delta m^2 \gg 1 \text{ eV}^2) = \langle \sigma \rangle n_p \left[ \frac{1}{4\pi} \int_{l_{min}}^{l_{max}} n\left(\frac{1}{l^2}\right) \frac{1}{l^2} dl \right] \Phi_{\bar{\nu}_\mu} \frac{1}{2} \quad (8.9)$$

$$\text{mit } \langle \sigma \rangle = \int \frac{d\sigma}{dE} \left( \frac{d\Phi(E)}{dE} \right)_{\text{normiert}} dE$$

Hierbei ist  $\langle \sigma \rangle$  der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt. Er beträgt für das  $\bar{\nu}_\mu$ -Quellspektrum  $0.936 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$  (für das  $\bar{\nu}_e$ -Quellspektrum  $0.72 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ , Anhang B.1, Tab. B.1). Zu bemerken ist, daß  $\langle \sigma \rangle$  nur für große  $\Delta m^2$  eine experimentunabhängige Größe ist, da dann das Neutrinospektrum am Detektor etwa gleich dem Quellspektrum ist. In Abb. 8.4 ist der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt für verschiedene  $\Delta m^2$  dargestellt. Dabei ist  $d\Phi(E)/dE$  in Gl. 8.9 das Neutrinospektrum, welches sich nach Gl. 8.2 bei der Integration über den Detektor ergibt. Deshalb ist für  $\Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$  der Wert von  $\langle \sigma \rangle$  von der Detektorgeometrie (d.h. dem ausgewerteten Volumen) und vom Quellabstand abhängig. In Abb. 8.4 ist dies verdeutlicht, indem zusätzlich die Werte von  $\langle \sigma \rangle$  für das Zwischentarget ( $\mu\text{SR}$ -Target) als weitere Neutrinoquelle dargestellt ist. Der effektive Abstand dieses Targets beträgt etwa 29 m, der des Haupttargets etwa 18 m (siehe Abb. 8.1, Tab. 8.3). Man sieht, daß bei  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  beide flußgemittelten Wirkungsquerschnitte gleich werden, da obige Näherung dann gut erfüllt ist.

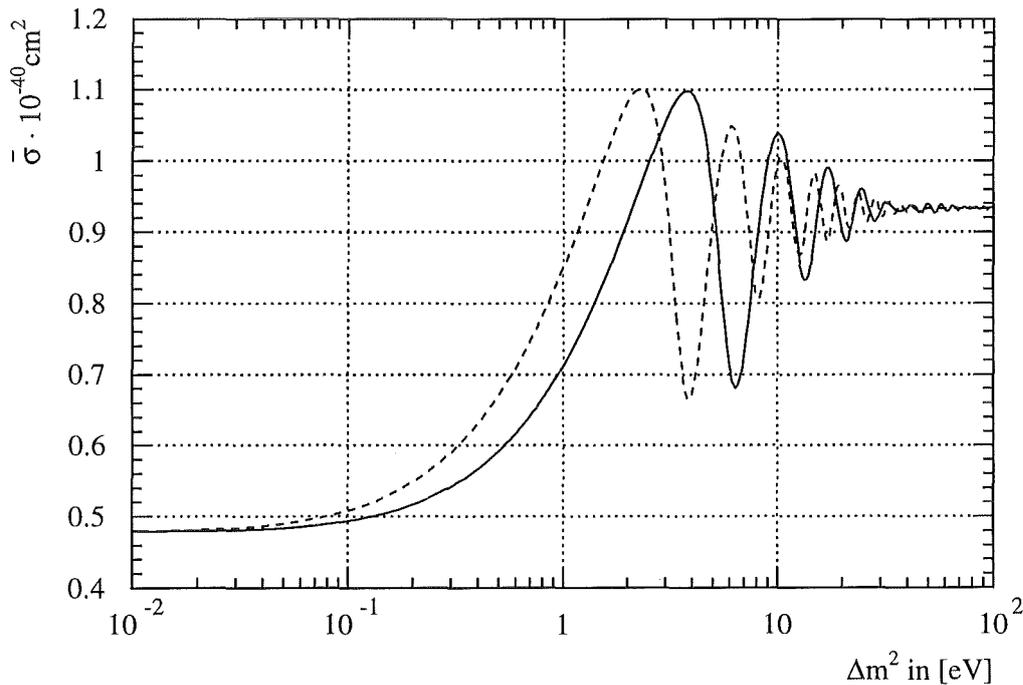


Abbildung 8.4: Flußgemittelter Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $\Delta m^2$ , wobei über das Detektorvolumen integriert wurde.

(Linie: Neutrinoquelle = Haupttarget, gestrichelt: Neutrinoquelle =  $\mu\text{SR}$ -Target)

- Mittels des KARMEN-MC erhält man die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{MC}$ . Diese berücksichtigt Schwelleneffekte, Energie- und Ortsauflösung und eventuelle Volumenschnitte. Damit läßt sich mit Gl. 8.9 die Anzahl der sichtbaren Positronen

$N_{vis}(\Delta m^2 \gg 1 \text{ eV}^2)$  für  $\sin^2(2\Theta) = 1$  berechnen.

$$N_{vis}(100 \text{ eV}^2) \approx N_{vis}(\Delta m^2 \gg 1 \text{ eV}^2) = N_{e^+}(\Delta m^2 \gg 1 \text{ eV}^2) \cdot \epsilon \cdot \epsilon_{MC} \quad (8.10)$$

Alle weiteren Nachweiswahrscheinlichkeiten und Totzeiteffekte sind in  $\epsilon$  zusammengefaßt, sie werden an entsprechender Stelle dargestellt. Für ein beliebiges  $\Delta m^2$  ergibt sich

$$N_{vis}(\Delta m^2) = N_{vis}(100 \text{ eV}^2) \frac{\epsilon_{e^+}(\Delta m^2)}{\epsilon_{e^+}(100 \text{ eV}^2)} \quad (8.11)$$

dabei ist  $\epsilon_{e^+}$  das Integral des sichtbaren Positronenspektrums für  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  bzw. beliebiges  $\Delta m^2$ , wobei die Energieschnitte zu berücksichtigen sind. Das Verhältnis entspricht der Sensitivität des Experiments für verschiedene  $\Delta m^2$ , dies ist in Abb. 8.5 dargestellt. Die Sensitivität ist geringfügig von den verwendeten Volumenschnitten, für bestimmte  $\Delta m^2$  jedoch sehr stark von den Energieschnitten abhängig.

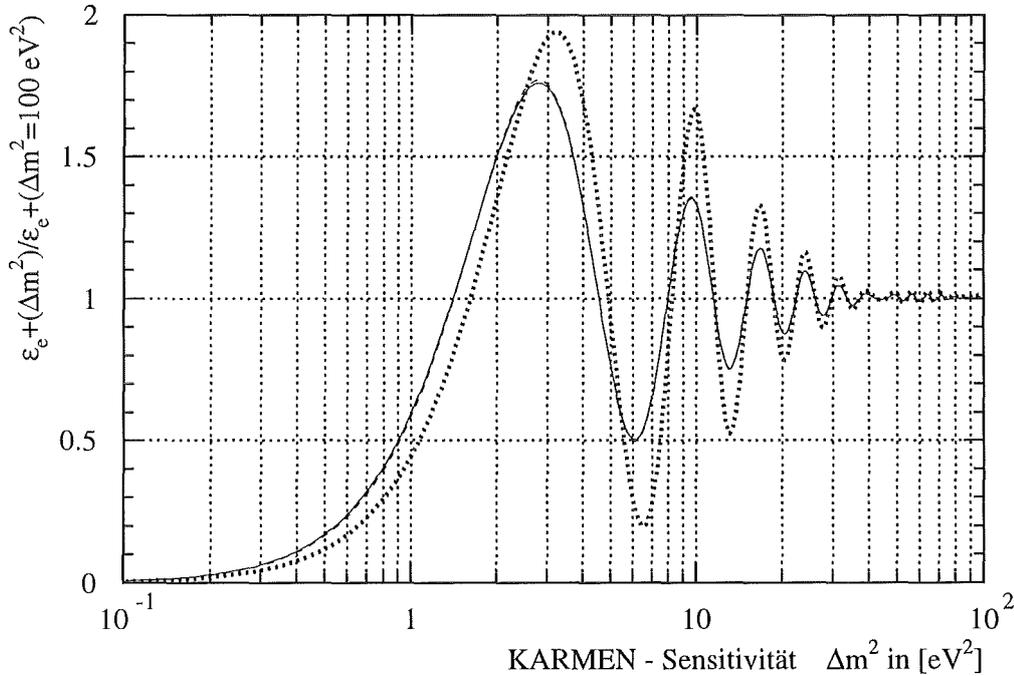


Abbildung 8.5: Sensitivität des KARMEN-Detektors für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation. Die ausgewerteten Energieintervalle betragen 10–50 MeV (Linie) und 35–50 MeV (Punkte).

- Nun kann mit Hilfe der gemessenen Ereignisse und Gl. 8.6  $\sin^2(2\Theta)$  in Abhängigkeit von  $\Delta m^2$  bestimmt werden.

$$\begin{aligned} \sin^2(2\Theta) &= \frac{N(\Delta m^2)}{N_{vis}(\Delta m^2)} \\ &= \frac{N(\Delta m^2)}{N_{vis}(100 \text{ eV}^2)} \frac{\epsilon_{e^+}(\Delta m^2)}{\epsilon_{e^+}(100 \text{ eV}^2)} \end{aligned} \quad (8.12)$$

Im nächsten Abschnitt wird die Berechnung des Neutrinoflusses und des Raumwinkelparameters diskutiert.

## 8.2 Neutrinofluß und Raumwinkelparameter

Der Neutrinofluß am ISIS-Beschleuniger entsteht aus der  $\pi^+$  und  $\pi^-$ -Zerfallskette. Die Pionproduktion einschließlich der Myonspurverfolgung wird mit einem Monte Carlo Programm (MC) [Bur95], [Bur90] bestimmt. Das MC wurde über ein spezielles „mock up“-Experiment [All89] kalibriert. Es wird bisher zur Berechnung der Neutrinoflüsse an ISIS und an der Los Alamos Meson Physics Facility (LAMPF) verwendet. Somit haben LSND und KARMEN den gleichen systematischen Fehler bei der Bestimmung des absoluten Neutrinoflusses. 1994 wurde das MC erweitert, so daß nun auch die  $\pi^-$ -Produktion mit Hilfe der  $\mu^-$ -Spurverfolgung berechnet werden kann. Dies war erforderlich, um genauere Aussagen über die  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus dem Zerfall negativer Myonen zu erhalten. Diese Kontamination begrenzt die Sensitivität des KARMEN-Experiments bei der Suche nach der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Neutrinooszillation. Zusätzlich wurde der Einfluß des am ISIS-Beschleuniger vorhandenen Zwischentargets ( $\mu$ SR-Target) berechnet. Dieses Target stellt eine weitere Neutrinoquelle dar, verursacht daher auch Strahlverluste und verringert die Energie des Protonenstrahls geringfügig, so daß am Haupttarget weniger Neutrinos produziert werden [Bur95]. Tab. 8.1 faßt die Pionproduktion der einzelnen Targets für die ISIS-Protonenergien zusammen. Der Energieverlust  $\Delta T_p$  durch das Zwischentarget sowie der Verlust an Pionproduktion  $\Delta \Phi_{Main}$  ist ebenfalls angegeben. Neben dem  $\mu$ SR-Target tre-

Target	$\pi^+$ /Proton		$\Delta T_p$ [MeV]	$\Delta \Phi_{main}$
	750 MeV	800 MeV	5 mm	$\pi^+$ /Proton
Haupttarget U	0.0345	0.0401	2.4	0.0003
Haupttarget Ta	0.0382	0.0448	2.4	0.0003
$\mu$ SR-Target	0.00192	0.00215	—	—
Kollimatoren	0.00044	0.00052	—	—
Strahlrohr	0.00026	0.00031	—	—

Tabelle 8.1: Pionproduktionsrate für die verschiedenen Targets des ISIS-Beschleunigers bei den Betriebsenergien. Ebenfalls angegeben ist der Energieverlust ( $\Delta T_p$ ) und Pionproduktionsverlust ( $\Delta \Phi_{main}$ ) durch ein 5 mm dickes Zwischentarget. Der systematische Fehler beträgt 6.7%.

ten zusätzlich die Quellen *Kollimatoren* und *Strahlrohr* auf. Diese berücksichtigen die Pionproduktion der durch das Zwischentarget gestreuten Protonen, die im Kupfer der nachfolgenden Magnete oder im Strahlrohr gestoppt werden. Der systematische Fehler der  $\pi^+$ -Produktion und somit der  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  Raten beträgt 6.7% und ist im wesentlichen bedingt durch die Normierung auf das „mock up“-Experiment. Hervorzuheben ist dabei allerdings, daß die Neutrinoflüsse an ISIS experimentell kalibriert sind.

Zur Berechnung der Neutrinoreaktionen im KARMEN-Detektor ist noch die Anzahl der Targetatome im Detektor sowie der Raumwinkelparameter erforderlich. Der Szintillator

	Szintillator $10^{22}/\text{cm}^3$	Plexiglas $10^{22}/\text{cm}^3$
p	6.75	5.68
$^{12}\text{C}$	3.78	3.51
$^{13}\text{C}$	0.042	0.039
$^{16}\text{O}$	—	1.42
$e^-$	29.7	38.3

Tabelle 8.2: Teilchenzahldichten im KARMEN-Detektor bei  $18^\circ\text{C}$ .

Target	Sz.-vol. [cm]	Plexigl.-vol. [cm]	Gesamt [cm]	$r_{\text{eff}}$ [m]
Haupttarget	1.6436	0.0633	1.7068	17.72
$\mu\text{SR}$ -Target	0.6069	0.0233	0.6302	29.16
Kollimator	0.7088	0.0273	0.7736	27.0
Strahlrohr	1.1088	0.0427	1.1515	21.6

Tabelle 8.3: Raumwinkelparameter (Gl. 8.13) und effektiver Abstand (Gl. 8.8) für die verschiedenen Quellen.

besteht aus  $\text{CH}_{1.767}$  [Eit91] mit einer Dichte von  $\rho = 0.875 \text{ g/cm}^3$  bei  $18^\circ\text{C}$  (Detektorbetriebsstemperatur) [Rap91]. Damit läßt sich die Anzahl der Kohlenstoff- und Wasserstoffatome im Szintillator berechnen. Da im Detektor etwa 4% Plexiglas ( $\text{C}_5\text{H}_2\text{O}_8$ ,  $\rho = 1.15 \text{ g/cm}^3$ ) enthalten sind, das sich in seiner Strukturformel vom Szintillator unterscheidet, werden die Teilchenzahldichten für den Szintillator und das Plexiglas getrennt bestimmt (Tab. 8.2). Daher wird auch der Raumwinkelparameter für das Plexiglas- und das Szintillatorvolumen gesondert berechnet:

$$\begin{aligned}
 \text{Szintillator: } & \frac{1}{4\pi} \int_{\text{Sz.vol.}} \frac{1}{r^2} dr^3 = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{Sz.vol.}} n\left(\frac{1}{l^2}\right) \frac{1}{l^2} dl \\
 \text{Plexiglas: } & \frac{1}{4\pi} \int_{\text{Plexigl.vol.}} \frac{1}{r^2} dr^3 = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{Plexigl.vol.}} n\left(\frac{1}{l^2}\right) \frac{1}{l^2} dl \quad (8.13)
 \end{aligned}$$

Über diese Volumenintegration lassen sich auch die Verteilungsfunktionen  $n(1/l^2)$  und  $n(1/l)$  (Gl. 8.7, Abb. 8.1) bestimmen. Für die Berechnung der Anzahl der Neutrinoreaktionen wird über das gesamte Szintillationsvolumen ( $596 \times 353 \times 320 \text{ cm}^3$ ) und über die ganze Plexiglassegmentierung integriert. Mögliche Volumenschnitte werden durch das MC (siehe Gl. 8.10) berücksichtigt. Die Raumwinkelparameter und die über Gl. 8.8 zugeordneten effektiven Abstände Quelle-Detektor sind in Tab. 8.3 zusammengefaßt.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten umfassen die Datensätze von Run 16 (Juli 1990) bis Run 88 (Juli 1995), was einer Gesamtladung von 8229.4 Coulomb (siehe Tab. 6.1) entspricht. Da zwischen den einzelnen Runs das Haupttarget (Uran, Tantal) sowie die Protonenergie (750, 800 MeV) und die Dicke des  $\mu\text{SR}$ -Targets (0, 2.5, 5, 10 mm) variierten,

Target	$\nu$ -Fluß $\times 10^{19}$
Haupttarget	222.53
$\mu$ SR-Target	10.96
$\mu$ SR-loss	1.34
Kollimator	2.64
Strahlrohr	1.57

Tabelle 8.4: Quellflüsse für die verschiedenen Targets von Run 16–88. Dabei bezeichnet  $\mu$ SR-loss den Verlust durch das Zwischentarget und ist im angegebenen Fluß des Haupttargets nicht berücksichtigt.

Reaktion	$\bar{\sigma} \times 10^{-42} \text{ cm}^2$	Hauptt.	$\mu$ SR	Koll.	Strahlr.	Total
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e (P=1)$	93.6	23708	434	122	114	24378
$\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e (P=1)$	72	18237	334	93.9	87	18752
$^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$	2.6	355	6.5	1.8	1.7	365
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	9.2	1335	24.4	6.9	6.4	1373
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	5.6	796	14.6	4.1	3.8	818
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	67	105	1.9	0.5	0.5	108
$e^-(\nu_e, \nu_e')e^-$	0.347	393	7.2	2.0	1.9	404

Tabelle 8.5: Anzahl der Neutrinoreaktionen im KARMEN-Detektor bei 100% Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Werte beziehen sich auf die Quellflüsse von Tab. 8.4.

muß dies bei der Flußberechnung entsprechend Tab. 8.1 berücksichtigt werden. Die Neutrinoquellflüsse der einzelnen *Targets* sind für den betrachteten Meßzeitraum in Tab. 8.4 angegeben. Die Beiträge vom Zwischentarget wurden dabei mit der mittleren Targetdicke von 4.34 mm (Run 16–88) berechnet und betragen etwa 6% des Gesamtflusses. Aufgrund der kleineren Raumwinkelparameter (Tab. 8.3) reduziert sich der Beitrag des Zwischentargets an den Neutrinoreaktionen im Detektor auf etwa 2.5%. Nun kann mit Gl. 8.9, Tab. 8.2, 8.3 und 8.4 die Anzahl der im KARMEN-Detektor erwarteten Neutrinoreaktionen berechnet werden. Dabei werden die unterschiedlichen Raumwinkelparameter für Plexiglas und Szintillator sowie die verschiedenen Quellen berücksichtigt. Tabelle 8.5 gibt schließlich einen Überblick über die Zahl der im KARMEN-Detektor erwarteten Neutrinoreaktionen. Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf das gesamte Szintillationsvolumen. Dabei sind keine Totzeitverluste und keine Nachweiswahrscheinlichkeiten enthalten. Diese müssen im Einzelfall getrennt aus den Datenraten bzw. über das KARMEN-MC bestimmt werden.

### 8.3 $\bar{\nu}_e$ -Kontamination durch den $\pi^-$ -Zerfall

Die wesentliche Quelle der  $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos sind die  $\pi^-$ -Zerfälle im Flug, da die Rate des nuklearen  $\pi^-$ -Einfanges etwa sechs Größenordnungen größer ist als die des Pionzerfalls. Daraus folgt, daß nahezu jedes gestoppte  $\pi^-$  vom Kern eingefangen wird. Aus den MC-Rechnungen [Bur95] ergibt sich, daß etwa 1.2% aller  $\pi^+$  und etwa 0.65% der  $\pi^-$  im Flug zerfallen. Die daraus entstehenden Myonen werden in Bruchteilen einer Nanosekunde gestoppt, wodurch der Myonzerfall im Flug vernachlässigt werden kann. Bei der Bildung myonischer Atome konkurriert der Myoneinfang mit dem Myonzerfall. Den wesentlichen Beitrag zum  $\mu^-$ -Zerfall liefern deshalb Myonen, die in leichtem Targetmaterial eingefangen werden, da hier die Kerneinfangrate klein ist ( $\sim Z_{eff}^4$ ). In Abb. 8.6 ist das Zeitverhalten der  $\bar{\nu}_e$  aus den  $\mu^-$ -Einfängen für das Tantaltarget dargestellt. Die Beiträge der einzelnen Materialien des Targets sind ebenfalls eingezeichnet. Man sieht, daß die  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination abhängig von den angewandten Zeitschnitten ist. Hierbei ist für große Zeiten der Kerneinfang der  $\mu^-$  am Beryllium, welches sich als Neutronenreflektor nahe am Target befindet, der kontaminationsbestimmende Faktor. Die Kontaminationswerte für die einzelnen Tar-

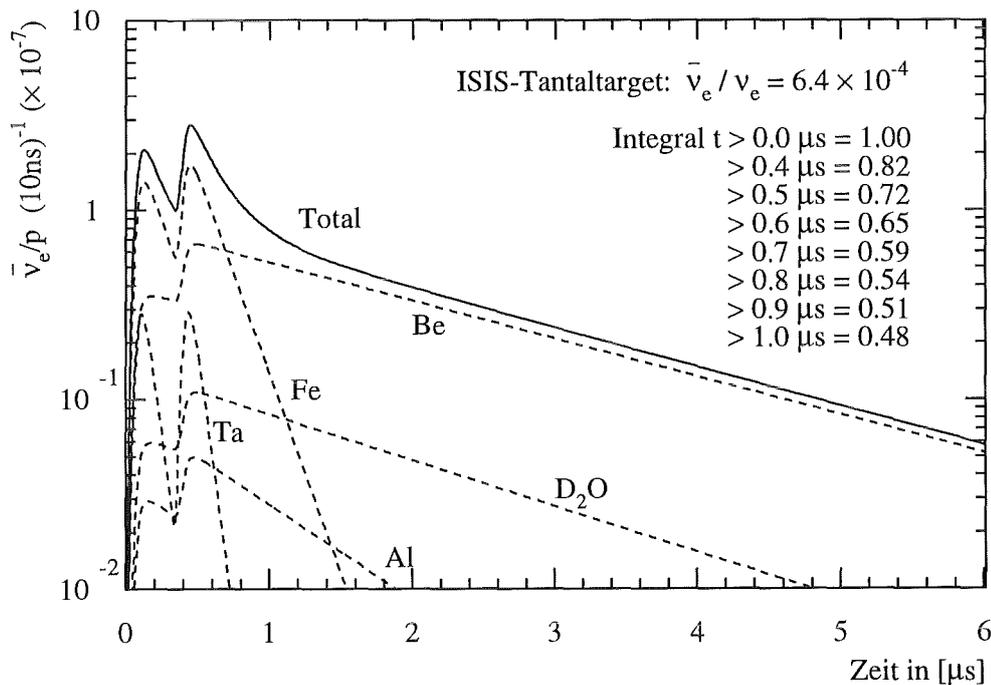


Abbildung 8.6:  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus dem  $\pi^-$ -Zerfall für das ISIS-Target.

gets sind für die an ISIS verwendeten Energien in Tab. 8.6 zusammengefaßt. Mit diesen Werten ergibt sich für die Runs 16–88 ein  $\bar{\nu}_e$ -Quellfluß von:

- $\mu\text{SR}$ -Target:  $4.55 \times 10^{15} \bar{\nu}_e$  in  $4\pi$
- Haupttarget:  $0.142 \times 10^{19} \bar{\nu}_e$  in  $4\pi$

	800 MeV $\bar{\nu}_e/\nu_e \times 10^{-3}$	750 MeV $\bar{\nu}_e/\nu_e \times 10^{-3}$
Uran	0.72	0.67
Tantal	0.62	0.57
$\mu$ SR-T.	0.03	0.03

Tabelle 8.6: Relative  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus dem  $\pi^-$ -Zerfall. Der systematische Fehler beträgt 12%.

$\Delta E$ [MeV]	10-50	15-50	20-50	25-50	30-50	35-50	40-50
$\epsilon_E(\bar{\nu}_e)$ [%]	81.3	78.6	72.9	62.7	47.6	29.6	12.1
$\epsilon_E(\bar{\nu}_\mu)$ [%]	81.4	79.2	75.2	68.4	57.9	42.8	23.8
$\epsilon_E(\bar{\nu}_e)/\epsilon_E(\bar{\nu}_\mu)$	1.00	0.99	0.97	0.92	0.82	0.69	0.51
$K \times 10^{-4}$	3.9	3.8	3.7	3.5	3.2	2.7	2.0

Tabelle 8.7: Relative Kontamination  $K$  der Positronen, die aus der  $\pi^-$ -Zerfallskette resultieren, als Funktion der angegebenen Energieintervalle und einen Zeitschnitt von 0.55 bis 10.55  $\mu$ s. Bei der Berechnung der Kontamination wurden die Neutrinospektren aus dem Myonzerfall in Ruhe zugrundegelegt. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon_E$  für verschiedene Energieschnitte sind ebenfalls angegeben. Sie beziehen sich auf das Hauptdetektorvolumen.

- Verhältnis der Quellflüsse:  $\frac{\Phi(\bar{\nu}_e)}{\Phi(\bar{\nu}_\mu)} = 6.4 \times 10^{-4}$

Dabei kann die Kontamination durch das Zwischentarget vernachlässigt werden. Mit dem bei der Oszillationsanalyse üblichen Zeitschnitt von 0.55  $\mu$ s bis 10.55  $\mu$ s erhält man für die beiden Flavours eine Zeitnachweiswahrscheinlichkeit von  $\epsilon_t(\bar{\nu}_e) = 0.674$  und  $\epsilon_t(\bar{\nu}_\mu) = 0.860$ . Dadurch wird die Kontamination der  $\bar{\nu}_e$  für die Oszillationsanalyse etwas verringert. Eine weitere Reduktion ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen Energiespektren von  $\bar{\nu}_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$ , welche zu unterschiedlichen flußgemittelten Wirkungsquerschnitten (siehe Gl. 8.9) und zu verschiedenen Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon_E$  bei der Anwendung von Energieschnitten führen. Die Kontamination  $K$  an Positronen aus der  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination läßt sich mit Gl. 8.14 berechnen.

$$K = \frac{\Phi(\bar{\nu}_e)}{\Phi(\bar{\nu}_\mu)} \frac{0.72 \times 10^{-40} \text{ cm}^2}{0.934 \times 10^{-40} \text{ cm}^2} \frac{\epsilon_t(\bar{\nu}_e)}{\epsilon_t(\bar{\nu}_\mu)} \frac{\epsilon_E(\bar{\nu}_e)}{\epsilon_E(\bar{\nu}_\mu)} \quad (8.14)$$

Wie erwähnt, berücksichtigt  $\epsilon_E(\bar{\nu}_e)/\epsilon_E(\bar{\nu}_\mu)$  die Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Anwendung von Energieschnitten auf das Positronenspektrum. Diese wird über das KARMEN-MC ermittelt. In Tab. 8.7 ist die Kontamination der Positronen durch die  $\bar{\nu}_e$  aus der  $\pi^-$ -Zerfallskette mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Energieschnitten angegeben. Dabei wurde der Einfluß des Zwischentargets vernachlässigt.

Die Kontamination  $K$  begrenzt die Sensitivität des Experiments für den Nachweis der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Neutrinooszillation, wenn die Form der Positronenergiespektren nicht berücksichtigt wird. Durch die Anwendung einer mehrdimensionalen Likelihoodanalyse auf das Energiespektrum des Positrons ist es jedoch möglich, auch diese Sensitivitätsgrenze zu unterschreiten. Eine notwendige Bedingung hierfür ist, daß sich die Energiespektren der Positronen aus der Kontamination von denen der Oszillation unterscheiden. Dies ist nicht für alle  $\Delta m^2$  in gleichem Maße gegeben. In Abb. 8.7 sind die Spektren für verschiedene  $\Delta m^2$  und für die Positronen aus der  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination dargestellt. Dabei wurde angenommen, daß die  $\bar{\nu}_e$  aus den  $\mu^-$ -Zerfällen nicht oszillieren.

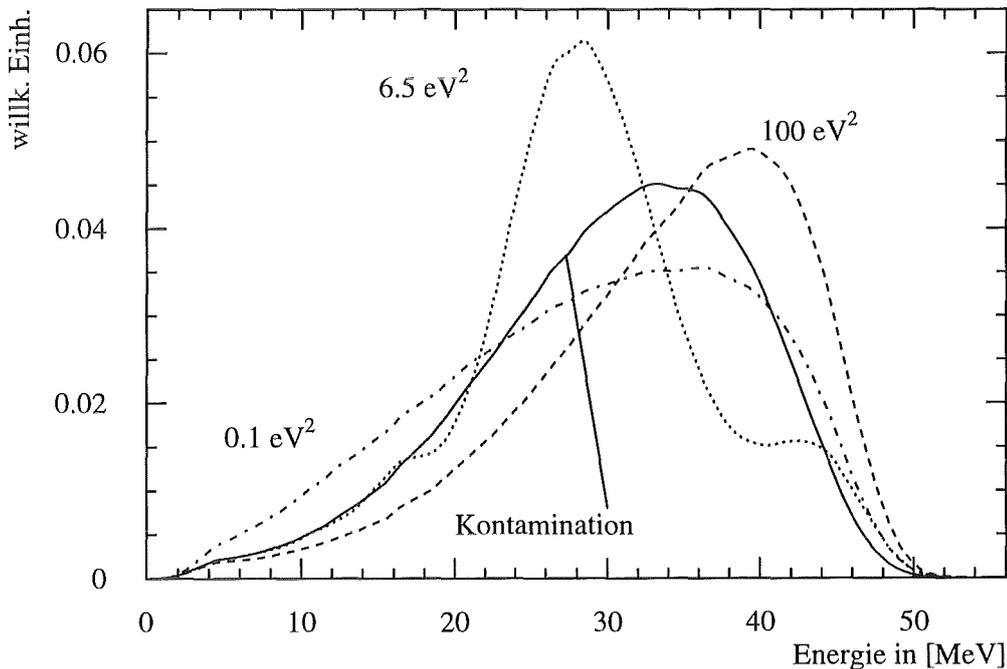
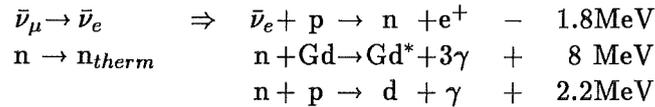


Abbildung 8.7: Vergleich der Positronenergiespektren von möglichen  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen mit dem Spektrum aus der  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination durch  $\mu^-$ -Zerfälle im Target.

## 8.4 Auswertung nach der Fenstermethode

Bei der „Fenstermethode“ wird die Anzahl der Ereignisse im Neutrinozeitfenster mit der Ereigniszahl außerhalb dieses Fensters verglichen. Als Nachweissignatur für die Oszillationsereignisse werden aufgrund der geringeren Untergrundrate (siehe Kap. 6) nur sequentielle Reaktionen ausgewertet.



Es wird also ein hochenergetisches Positron (10–50 MeV) und ein dazu räumlich und zeitlich korreliertes Neutron, welches über die  $(n, \gamma)$ -Reaktionen nachgewiesen wird, gesucht. Für die Neutrinooszillationskandidaten werden zwei Zeitfenster gewählt:

1. Intervall: 0.55  $\mu s$  bis 10.55  $\mu s$  (4.5 Myonlebensdauern,  $\epsilon_t = 0.86$ )
2. Intervall: 0.55  $\mu s$  bis 5.55  $\mu s$  (2.3 Myonlebensdauern,  $\epsilon_t = 0.78$ )

Der untere Zeitschnitt von 0.55  $\mu s$  ergibt sich aus der Notwendigkeit, die strahlkorrelierten schnellen Neutronen abzutrennen (Kap. 7.3). Der obere Schnitt von 10.55  $\mu s$  erfaßt alle Neutrinoereignisse und wird ebenfalls bei der Likelihoodanalyse angewandt. Um das Signal-zu-Untergrundverhältnis zu verbessern, wurde zusätzlich ein zweiter Zeitschnitt von 5.55  $\mu s$  bei der Analyse verwendet.

Die Energieschnitte für das promptere Ereignis folgen aus Abb. 6.1, dabei wird als oberer Schnitt 50 MeV gewählt, der untere Energieschnitt variiert zwischen 10 und 35 MeV.

Ferner werden nur solche Sequenzen akzeptiert, deren promptere Ereignis im *single prong* Volumenschnitt liegt. Für das sequentielle Ereignis wird kein Volumenschnitt gemacht. Dies entspricht den Volumenschnitten, wie sie auch bei der Bestimmung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit angewandt wurden (Tab. 6.1).

Zur Unterdrückung myoninduzierter Reaktionen wurde eine Stacktzeit von 20  $\mu s$  auf das promptere Ereignis angewandt. Es darf also bis zu 20  $\mu s$  vor dem prompten Ereignis kein Hauptdetektor- oder Vetomodul ansprechen.

Die räumliche Koinzidenzbedingung und der Energieschnitt für das Auffinden des sequentiellen Ereignisses wurde analog den Bedingungen aus Tab. 6.1 gewählt. Um die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit zu erhöhen, wird jedoch eine Koinzidenzzeit von 5 – 500  $\mu s$  verlangt. Dies hat den Vorteil, daß die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit direkt über die SMU-Reaktionen meßbar ist, d.h. es werden außer für die Koinzidenzzeit keine weiteren Nachweiswahrscheinlichkeiten aus dem KARMEN-MC benötigt.

Mit diesen Schnitten ergeben sich die in Tab. 8.8 angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die  $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ -Reaktionen und die hier als „Untergrundereignisse“ zu wertenden  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ -Reaktionen. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse sind für

	Nachweiswahrscheinlichkeit		Totale Nachweiswahrsch.			
	$p(\bar{\nu}_e, e^+)n$	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	$p(\bar{\nu}_e, e^+)n$		$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$	
			a)	b)	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$
Volumen- u. $E_{\text{prompt}}$ Schnitt						
10–50 MeV	0.598	0.242	0.113	0.124	5.28	5.82
15–50 MeV	0.589	0.210	0.111	0.123	4.58	5.05
20–50 MeV	0.567	0.154	0.107	0.118	3.36	3.70
25–50 MeV	0.524	0.080	0.099	0.109	1.75	1.92
30–50 MeV	0.451	0.019	0.085	0.094	0.41	0.46
35–50 MeV	0.338	0.000	0.064	0.070	0.00	0.00
Stack (20 $\mu\text{s}$ )	0.914	0.914				
Koinzidenzbed. $ \Delta\text{COL}  \leq 2.5$ $ \Delta\text{ROW}  \leq 2.5$ $ \Delta X  \leq 60 \text{ cm}$ $5 \leq \Delta t \leq 500 \mu\text{s}$ $0 \leq E_{\text{sequ.}} \leq 8 \text{ MeV}$	0.265	0.0306				
Zeitfenster:						
0.55 – 5.55 $\mu\text{s}$	0.780	0.780				
0.55 – 10.55 $\mu\text{s}$	0.860	0.860				

Tabelle 8.8: Nachweiswahrscheinlichkeiten der  $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$  und  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ 

Reaktionen für die angegebenen Schnitte.

a) 0.55 – 5.55  $\mu\text{s}$ b) 0.55 – 10.55  $\mu\text{s}$ 

Energie	$p(\bar{\nu}_e, e^+)n$		$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$		$\bar{\nu}_e$ -Kontamination	
	5.55 $\mu\text{s}$	10.55 $\mu\text{s}$	5.55 $\mu\text{s}$	10.55 $\mu\text{s}$	5.55 $\mu\text{s}$	10.55 $\mu\text{s}$
10–50 MeV	1377	1518	7.2	8.0	1.0	1.1
15–50 MeV	1353	1494	6.3	6.9	0.9	1.1
20–50 MeV	1304	1440	4.6	5.1	0.9	1.0
25–50 MeV	1205	1330	2.4	2.6	0.8	0.9
30–50 MeV	1039	1145	0.6	0.6	0.6	0.7
35–50 MeV	778	858	0.0	0.0	0.4	0.5

Tabelle 8.9: Anzahl der im *single prong* Volumen erwarteten Ereignisse mit den in Tab. 8.8 angegebenen Schnitten. Die Anzahl der  $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$  Reaktionen sind für  $\sin^2(2\Theta) = 1$  und  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  bestimmt.

$\sin^2(2\Theta) = 1$  und  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  in Tab. 8.9 angegeben. Die Angaben folgen aus den Tab. 8.5, 8.7 und den Nachweiswahrscheinlichkeiten aus Tab. 8.8.

Wie in Kap. 7 gezeigt, muß zwischen sequentiell und zufälligem Untergrund unterschieden werden. Der sequentielle Untergrund wird in einem Zeitfenster bestimmt, das zeitlich vor dem Auftreten des Protonenstrahls auf das Target liegt ( $-191 \mu\text{s}$  bis  $-1 \mu\text{s}$ ). Dadurch wird der sequentielle Untergrund in einem 19- bzw. 38-fach längeren Fenster mit hoher Genauigkeit bestimmt. Beim zufälligen Untergrund wird das verzögerte Ereignis in einer früheren Strahlperiode gesucht. Dabei werden die gleichen Schnitte angewandt, um räumliche und zeitliche Inhomogenitäten in der Ereignisverteilung zu berücksichtigen. Der zufällige Untergrund wird mit dem Faktor 15.9 überhöht bestimmt, d.h. für jedes prompte Ereignis wird in 15.9 früheren Strahlperioden nach der Sequenz gesucht. Hierbei sind nur Strahlperioden verwendet worden, bei denen keine Zeitbedingung für deren Aufzeichnung verlangt wurde (Kap. 4.4). Dies ist erforderlich, um Akkumulationseffekte von Ereignisklassen zu vermeiden.

Desweiteren muß darauf geachtet werden, daß sich der zufällige Untergrund aus dem Zeitfenster vor dem Strahl nicht ohne weiteres auf das Neutrinozeitfenster übertragen läßt, da die Zahl der zufälligen Koinzidenzen im Neutrinozeitfenster durch das Vorhandensein strahlkorrelierter Neutronen und der Neutrinoaktionen leicht erhöht ist.

In Tab. 8.10 ist die Anzahl der Ereignisse für das Zeitfenster vor dem Strahl angegeben. Dabei ist der Gesamtuntergrund hinsichtlich seiner beiden Anteile aufgeschlüsselt. Tabelle

Energie	$BG_{tot}$	$\sigma_{tot}$	$BG_{zuf}$	$\sigma_{zuf}$	$BG_{seq}$	$\sigma_{seq}$
10–50 MeV	123.2	2.6	5.2	0.1	118.0	2.6
15–50 MeV	93.3	2.2	2.3	0.1	91.0	2.2
20–50 MeV	74.7	2.0	1.7	0.1	72.9	2.0
25–50 MeV	56.8	1.7	1.3	0.1	55.5	1.7
30–50 MeV	42.6	1.5	1.0	0.1	41.7	1.5
35–50 MeV	30.7	1.3	0.7	0.1	30.0	1.3

Tabelle 8.10: Anzahl der Untergrundereignisse (BG) mit Standardabweichung ( $1\sigma$ ) für die Runs 16–88 im Zeitfenster von  $-191 \mu\text{s}$  bis  $-1 \mu\text{s}$ . Der zufällige Untergrund wurde mit der 15.9 fachen Statistik bestimmt. Die angegebenen Werte sind auf ein  $10 \mu\text{s}$  Zeitfenster normiert.

8.11 gibt die im Neutrinozeitfenster gefundenen Sequenzen mit dem zugehörigen zufälligen Untergrund wieder. Ein Vergleich des zufälligen Untergrunds vor dem Strahl mit dem im Neutrinozeitfenster zeigt, daß dieser, wie oben erwähnt, im Neutrinozeitfenster etwas höher ist. Wird von den Sequenzen im Neutrinozeitfenster der sequentielle, der zufällige Untergrund wie auch die Anzahl der  $^{12}\text{C} (\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktionen und die  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus den  $\pi^-$ -Zerfällen subtrahiert, so ergeben sich die in Tab. 8.11 angegebenen Werte  $N_{kor}$ . Es ergibt sich ein leichter Überschuß (*beam excess*) von etwa  $1.5 \sigma$  im kurzen, bzw.  $2.3 \sigma$  im langen Zeitfenster. Um zu entscheiden, ob es sich hierbei um Neutrinooszillationen handelt, sind in Abb. 8.8 die Energie- und Zeitverteilungen der überschüssigen Ereignisse dargestellt. Das Energiespektrum des verzögerten Ereignisses hat große Ähnlichkeit mit

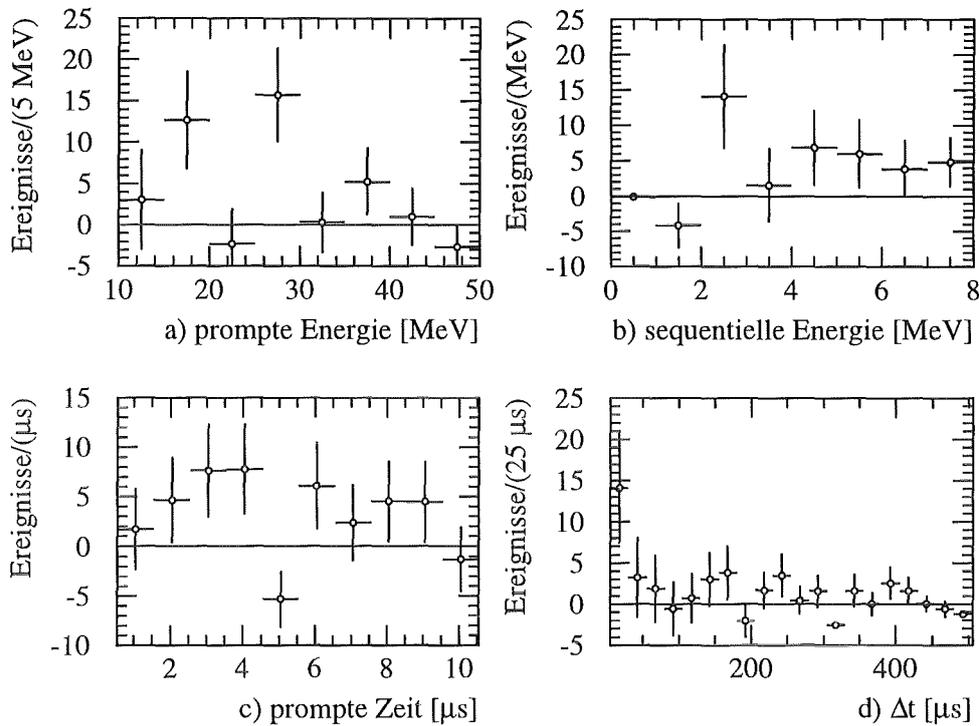


Abbildung 8.8: Verteilungen der „Überschussereignisse“ für den 10-50 MeV Schnitt: Energieverteilung des prompten a) und sequentiellen b) Ereignisses, Zeitverteilung des prompten Ereignisses c) und Differenzzeitverteilung d). In allen Verteilungen sind die erwarteten CC-Reaktionen (8 Ereignisse) gemäß ihrer Verteilung subtrahiert.

der Form des  $(n, \gamma)$ -Einfangspektrums. Aus der Verteilung für das prompte Ereignis ließe sich bei  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation eine Abschätzung für den  $\Delta m^2$  Bereich erhalten, da sich die Positronspektren für verschiedene  $\Delta m^2$  zum Teil erheblich unterscheiden (siehe Anhang C). Allerdings spricht das Zeitspektrum des prompten Ereignisses entschieden gegen Neutrinooszillationen, da in diesem keine  $2.2 \mu s$  Zeitstruktur zu erkennen ist. Abb. 8.9 zeigt die räumliche Verteilung der überschüssigen Ereignisse. Es deutet sich ein leichter Überschuss auf der linken Detektorhälfte an, der jedoch im Rahmen der Fehler nicht eindeutig als Effekt interpretiert werden kann. Eine mögliche Ursache für den Überschuss und die räumlich „inhomogene“ Verteilung könnten „langsame“ Neutronen, d.h. Albedoneutronen sein. Hierbei handelt es sich um Neutronen, die von verschiedenen Streuzentren in den Detektor rückgestreut werden. Je nach Entfernung dieser Zentren muß bis zu etwa  $100 \mu s$  nach dem Strahl mit einer erhöhten Zählrate gerechnet werden. Dies wurde durch eine Spezialmessung mit offener Bunkertür bestätigt. Allerdings zeigt diese Messung, daß die Albedoneutronen etwa nach  $800 \text{ ns}$  ein ausgeprägtes Maximum durchlaufen und dann mit einer schnellen Komponente innerhalb von etwa  $10 \mu s$  abfallen. An diese Komponente schließt sich eine langsame, niederenergetische Komponente ( $\tau \approx 80 \mu s$ ) an [Web95]. Das Zeitspektrum der Albedoneutronen entspricht nicht dem Zeitverhalten des prompten Er-

a) 0.55 $\mu s$ – 10.55 $\mu s$									
Energie	$N_{tot}$	$\sigma_{tot}$	$N_{zuf}$	$\sigma_{zuf}$	$N_{kor}$	$\sigma_{kor}$	$N_{90}$	$N_{90}^b$	$\sin^2(2\Theta)$
10–50 MeV	166.0	12.9	7.2	0.7	31.8	13.5	49.2	-	0.032
15–50 MeV	131.0	11.4	3.2	0.4	28.8	12.0	44.2	44.7	0.030
20–50 MeV	97.0	9.8	1.8	0.3	16.2	10.4	29.9	30.3	0.021
25–50 MeV	79.0	8.9	1.2	0.3	18.8	9.3	30.8	31.5	0.024
30–50 MeV	47.0	6.9	0.8	0.2	3.3	7.2	14.1	14.8	0.013
35–50 MeV	34.0	5.8	0.4	0.2	3.2	6.0	12.0	13.0	0.015

b) 0.55 $\mu s$ – 5.55 $\mu s$									
Energie	$N_{tot}$	$\sigma_{tot}$	$N_{zuf}$	$\sigma_{zuf}$	$N_{kor}$	$\sigma_{kor}$	$N_{90}$	$N_{90}^b$	$\sin^2(2\Theta)$
10–50 MeV	87.0	9.3	4.3	0.5	15.4	9.9	28.4	28.8	0.021
15–50 MeV	67.0	8.2	2.1	0.4	12.2	8.8	23.9	24.2	0.019
20–50 MeV	51.0	7.1	1.3	0.3	7.7	7.6	18.1	18.6	0.015
25–50 MeV	43.0	6.6	0.9	0.2	11.1	6.9	20.2	20.9	0.017
30–50 MeV	23.0	4.8	0.7	0.2	0.2	5.0	8.3	9.4	0.009
35–50 MeV	17.0	4.1	0.3	0.1	1.2	4.2	7.7	8.9	0.011

Tabelle 8.11: Anzahl der Sequenzen mit dem zugehörigen zufälligen Untergrund für die Runs 16–88, innerhalb der angegebenen Neutrinozeitfenster. Bei  $N_{kor}$  sind die  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktionen sowie die  $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus dem  $\mu^-$ -Zerfall abgezogen.  $N_{90}$ ,  $N_{90}^b$  geben die Anzahl der Ereignisse wieder, die mit 90%-CL ausgeschlossen werden können. Damit ergeben sich die angegebenen Ausschlußgrenzen für  $\sin^2(2\Theta)$  die sich auf große  $\Delta m^2$  beziehen.

eignisses der Sequenzen aus Abb. 8.8c. Ferner ist die Anzahl der Sequenzen außerhalb des Neutrinozeitfensters nach dem Strahl ( $121.6 \pm 3.9 \frac{\text{Ereignisse}}{10\mu s}$  von 11  $\mu s$  bis 91  $\mu s$ ) gleich der Zahl der Sequenzen vor dem Strahl ( $123.2 \pm 2.6 \frac{\text{Ereignisse}}{10\mu s}$  von  $-191 \mu s$  bis  $-1 \mu s$ ). Dies zeigt, daß keine Albedoneutronen mit der langsam abfallenden Komponente durch die Sequenzbedingung erfaßt werden, bzw. daß der daraus resultierende zufällige Untergrund richtig subtrahiert wurde.

Abbildung 8.10 zeigt die Zeitverteilung von Sequenzen in einem 300  $\mu s$  langen Zeitintervall um den Protonenstrahl. Das 1  $\mu s$ -Intervall um den Protonenstrahl wurde aufgrund der strahlkorrelierten schnellen Neutronen (siehe Anhang A Abb. A.2) ausgeblendet. Aufgrund obiger Argumente und Abb. 8.10 handelt es sich bei dem „beam excess“ wahrscheinlich um eine statistische Fluktuation.

Tab. 8.11 gibt zusätzlich die Anzahl der Ereignisse an, die mit einem 90%-Vertrauensintervall (CL) ausgeschlossen werden können. Damit läßt sich mit Tab. 8.9 und Gl. 8.12  $\sin^2(2\Theta)$  als Funktion von  $\Delta m^2$  bestimmen. Mit der Fenstermethode kann man somit  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.021$  (für  $\Delta m^2 = 100 eV^2$ ) mit 90%-CL ausschließen.

Für die Berechnung der 90%-Grenze  $N_{90}$  ergeben sich zwei Möglichkeiten:

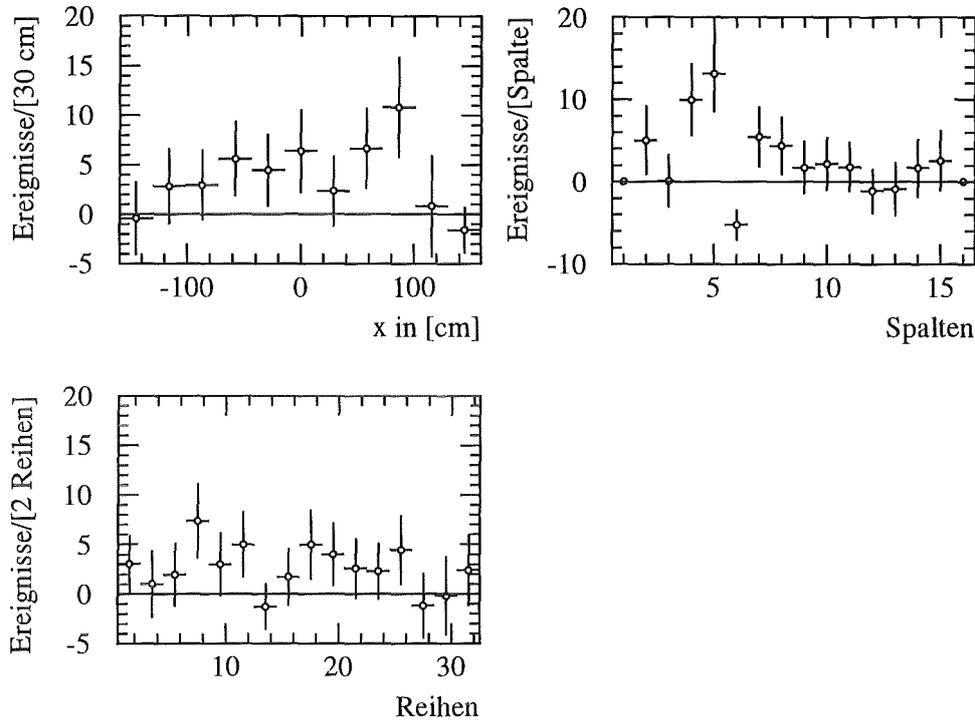


Abbildung 8.9: Ortsverteilungen der „Überschussereignisse“. Die 8 erwarteten CC-Ereignisse sind nicht subtrahiert.

1. Handelt es sich um viele Ereignisse, so sind diese in guter Näherung gaußverteilt. Damit läßt sich nach Abb. 8.11  $N_{90}$  berechnen. Dabei wird  $N_{90}$  so bestimmt, daß die Wahrscheinlichkeit  $A_{90}$  10% der im physikalischen Bereich liegenden Wahrscheinlichkeit  $A_0$  ist, d.h. es wird auf den physikalisch erlaubten Bereich renormiert [PDG94].
2. Bei wenigen Ereignissen muß aufgrund der Poissonverteilung die Vertrauensgrenze mit dieser bestimmt werden. Enthält das beobachtete Signal  $N$  auch Untergrund, und ist ferner der Fehler des Untergrunderwartungswerts  $\mu_b$  relativ zum Meßfehler sehr klein, so ergibt sich das Vertrauensintervall  $\alpha$  nach [PDG94] mit Gl. 8.15.

$$1 - \alpha = \frac{e^{-(\mu_b + N_b)} \sum_{n=0}^N \frac{(\mu_b + N_b)^n}{n!}}{e^{-\mu_b} \sum_{n=0}^N \frac{\mu_b^n}{n!}} \quad (8.15)$$

Wobei im speziellen Fall  $\alpha = 90\%$  ist.  $N_b$  gibt dann die 90%-Grenze an, sie ist ebenfalls in Tab. 8.11 als  $N_{90}^b$  aufgelistet.

Der Wert für  $\sin^2(2\Theta)$  wurde jeweils mit dem größeren der beiden Ausschlußwerte bestimmt.

In Abb. 8.12 sind die Ausschlußkurven für  $\sin^2(2\Theta)$  in Abhängigkeit von  $\Delta m^2$  für die Energien 10–50 MeV und 35–50 MeV dargestellt. In dieser Darstellung ist der Parameterbereich, der sich rechts von der Grenzkurve befindet, mit 90%-CL ausgeschlossen. Der

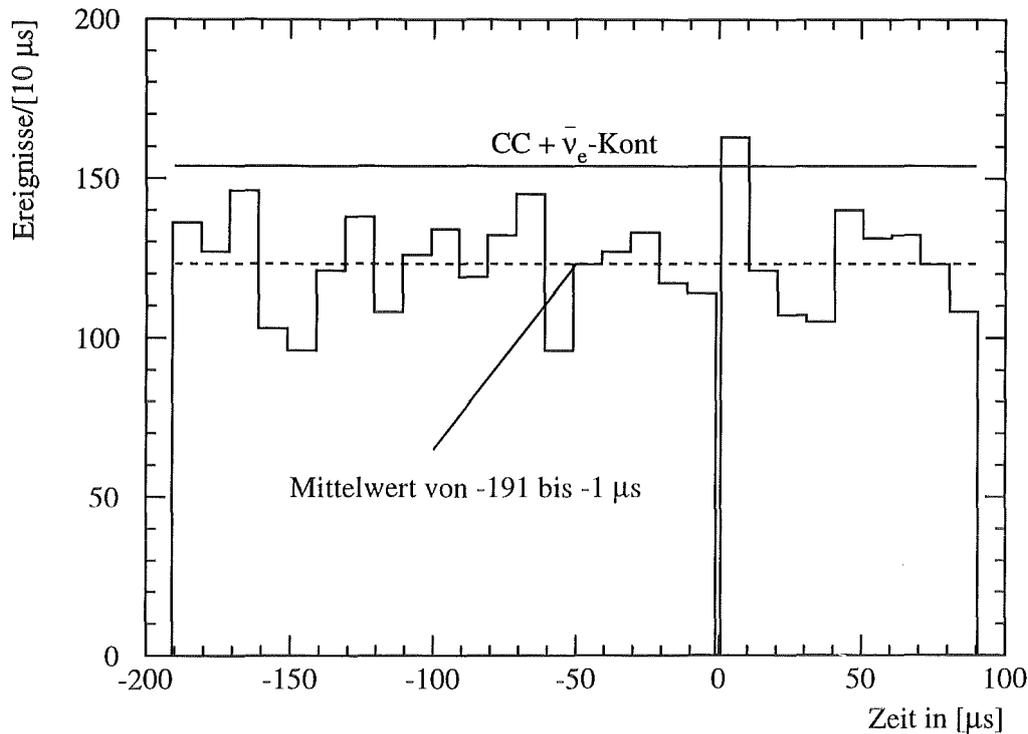


Abbildung 8.10: Zeitverteilung der Sequenzen von 0.6 bis 90.6  $\mu\text{s}$  bzw. -191 bis  $-1 \mu\text{s}$  in 10  $\mu\text{s}$  Bins für den Schnitt 10–50 MeV. Der Bereich des Protonstrahls wurde aufgrund der strahlkorrelierten Neutronen ausgeblendet. Die Line zeigt das Niveau im 0.6 – 10.6  $\mu\text{s}$  Bin nach Abzug der CC- und Kontaminationsereignisse.

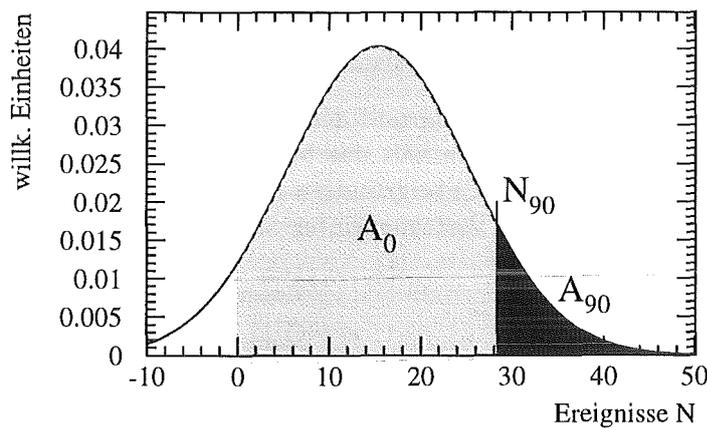


Abbildung 8.11: Bestimmung der 90%-Vertrauensgrenze  $N_{90}$ , wobei auf den physikalischen Bereich ( $A_0$ ) renormiert wird, d.h.  $A_{90} = 0.1 \times A_0$ .

35 MeV-Schnitt hat den Vorteil, daß keine  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktionen mehr in den Sequenzen enthalten sind und die Untergrundrate um den Faktor vier geringer ist. Al-

lerdings ergibt sich aufgrund des hohen Energieschnitts eine schlechte Sensitivität des Experiments im Bereich von  $6 eV^2$  (siehe Abb. 8.5), was sich in einer verstärkten „Schwingsamplitude“ der Grenzkurve zeigt.

Bei der bisherigen Analyse wurden zur Bestimmung der Ausschluß-(Grenz-)kurve ausschließlich Zählraten und die Sensitivitätskurve (Abb. 8.5) des Experiments verwendet. Um den auszuschließenden Parameterbereich zu erweitern, werden im nächsten Kapitel zusätzlich die Orts-, Energie- und Zeitinformationen der Ereignisse in die Analyse mit einbezogen. Dies läßt sich am besten mit Hilfe des Likelihoodverfahrens erreichen.

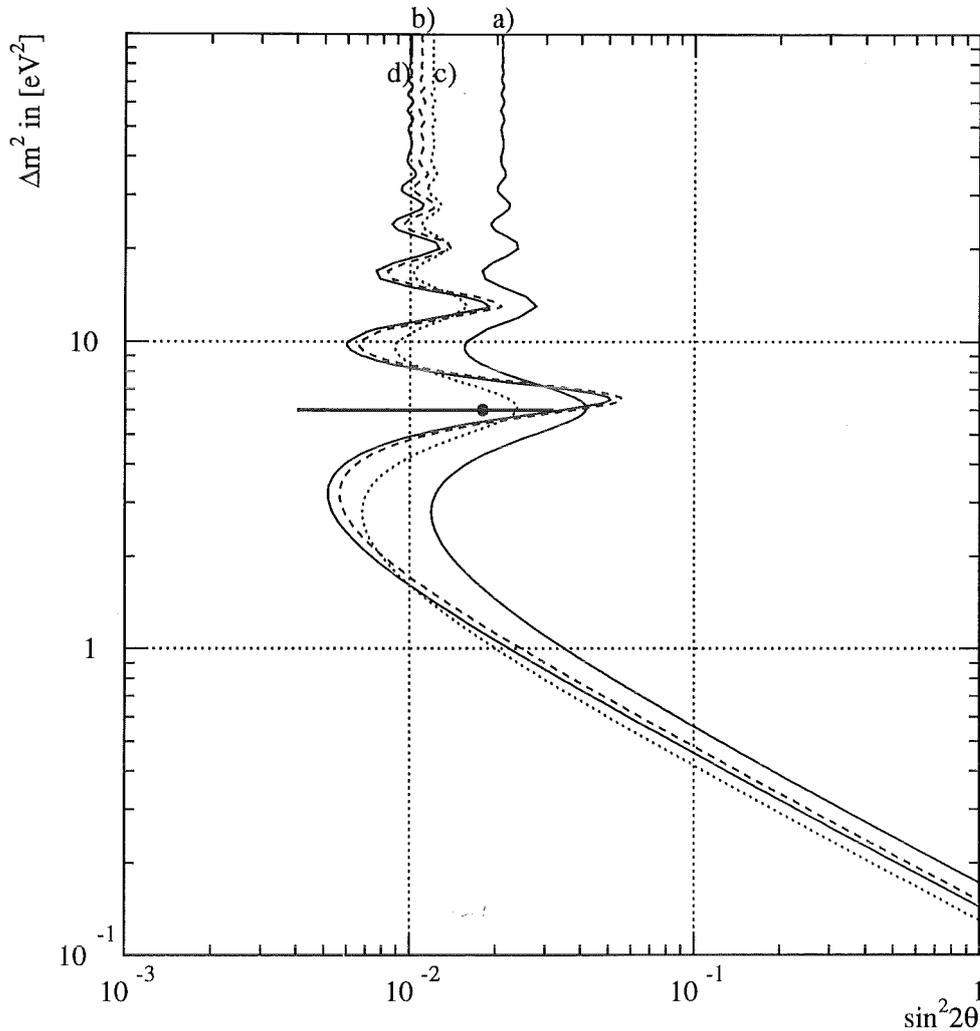


Abbildung 8.12: Ausschlußkurven für verschiedene Analysemethoden. Der Bereich rechts der Kurve ist jeweils im 90%-CL ausgeschlossen.

a) Fenstermethode (10 – 50 MeV, 0.55 – 5.55  $\mu$ s), 7.2 CC-Ereignisse

b) Fenstermethode (35 – 50 MeV, 0.55 – 5.55  $\mu$ s), 0 CC-Ereignisse

c) Zeitlikelihood (10 – 50 MeV, 0.55 – 10.55  $\mu$ s), 8 CC-Ereignisse

d) Zeitlikelihood (35 – 50 MeV, 0.55 – 10.55  $\mu$ s), 0 CC-Ereignisse

Die Grenzkurven a) und c) sind jeweils konditionale Ausschlußgrenzen, da die CC-Ereignisse gemäß ihrem Erwartungswert als Konstanten betrachtet wurden. Der Punkt markiert den *best fit* mit  $1\sigma$ -Fehler aus der eindimensionalen Energielikelihoodanalyse für  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$ .

## 8.5 Maximum-Likelihood-Methode

Die Maximum-Likelihood- (ML-) Methode hat gegenüber anderen statistischen Verfahren zur Parameterbestimmung den Vorteil, daß die individuellen Meßwerte der Messung mit ihrer vollen Genauigkeit in die Analyse eingehen. Das heißt, es muß keine Verteilung in Form von Histogrammen erstellt werden, wie dies z.B. bei der *least square* Methode der Fall ist. Dadurch ist das Verfahren unabhängig von Binning-Effekten. Ferner kann die ML-Methode auch bei geringer Statistik, d.h. bei geringer Anzahl von Ereignissen angewandt werden. Dort ist die *least square* Methode mit dem zugehörigen  $\chi^2$  meist nicht einsetzbar, da hier mindestens etwa fünf Einträge pro Bin notwendig sind [Fro79].

Die Grundvoraussetzung für die Anwendung der ML-Methode ist die genaue Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsdichte  $f(x, R)$  der Observablen  $x = x_1, x_2, \dots, x_n$ , wobei  $R = R_1, R_2, \dots, R_j$  der zu bestimmende Parameter der Dimension  $j$  ist. Die Zahl der frei variierenden Parameter von  $R$  gibt die Dimension des Likelihoodverfahrens an.

Der Nachteil der ML-Analyse besteht darin, daß sie keine Aussage über die Richtigkeit der angenommenen Wahrscheinlichkeitsdichte  $f(x, R)$  macht. Es ist also kein Hypothesentest möglich, wie es z.B. der *least square Fit* über das  $\chi^2$  erlaubt.

Die Methode des ML-Verfahrens wird im nächsten Abschnitt anhand des Zeitlikelihoods erläutert.

### 8.5.1 Zeitlikelihood

Die Zeitverteilung der  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  fällt nach 550 ns exponentiell mit  $\tau = 2.2 \mu\text{s}$  ab (Abb. 2.1). Da die aus der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation stammenden  $\bar{\nu}_e$  die gleiche Zeitverteilung haben, folgt das Positron aus dem inversen Betazerfall am Proton ebenfalls dieser Zeitstruktur. Die genaue Kenntnis der zeitlichen Verteilung der Positronen ermöglicht die Anwendung der ML-Methode. Dabei wird zusätzlich von einem konstanten Untergrund ausgegangen, was für den nicht strahlkorrelierten Untergrund bei KARMEN sehr gut erfüllt ist. Dies ergibt sich aus der Bestimmung der Untergrundraten vor und nach dem Neutrinozeitfenster (Kap. 8.4) und dem Vergleich des zufälligen Untergrunds innerhalb und außerhalb des Neutrinozeitfensters. Der strahlkorrelierte Untergrund wird durch einen unteren Zeitschnitt von 550 ns ausgeblendet.

Eine geringe Abweichung der Annahmen bezüglich der Neutrino- und Untergrundverteilung ergibt sich durch eine zeitabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit beim Anwenden einer Stacktotzeit (Abb. 8.13, [Wol95]). Dies folgt aus einer höheren Stackrate während des Neutrinozeitfensters, bedingt durch das häufigere Ansprechen des äußeren Antizählers durch strahlkorrelierte Ereignisse. Bei den folgenden Analysen wird dieser Effekt jedoch vernachlässigt, da er auf den ersten 10  $\mu\text{s}$  nach T0 kleiner als 0.5% ist (siehe Abb. 8.13).

Mit diesen Annahmen kann die Zeitverteilung  $f(t, R)$  der Ereignisse angegeben werden.

$$f(t, R) = A(R + R_{CC})e^{-t/\tau} + B(1 - R - R_{CC}) \quad (8.16)$$

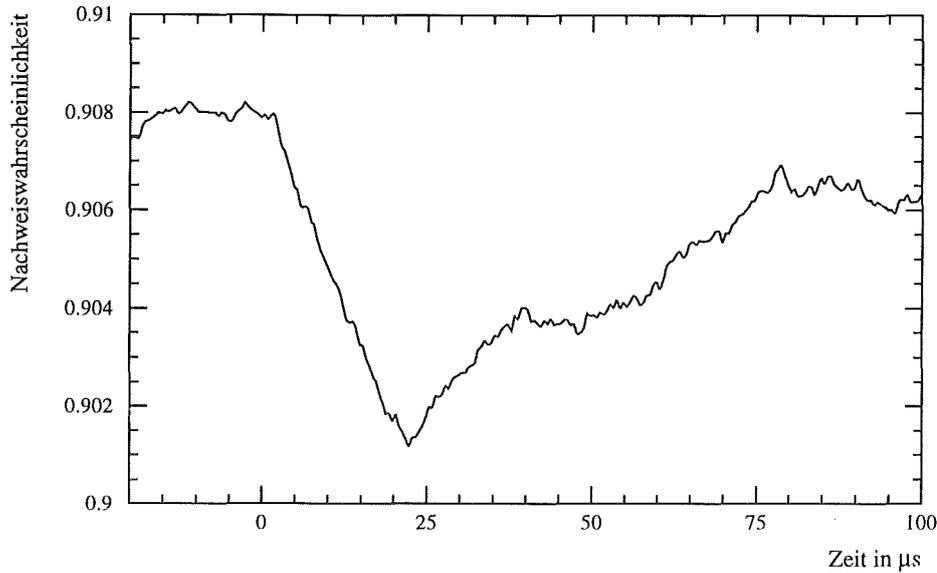


Abbildung 8.13: Gemessene zeitabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit, verursacht durch eine Stacktotzeit von  $20 \mu s$ .

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{\tau (e^{-t/T_{min}} - e^{-t/T_{max}})} \\
 B &= \frac{1}{(T_{max} - T_{min})}
 \end{aligned}
 \tag{8.17}$$

Hierbei sind  $T_{min}$  und  $T_{max}$  die Grenzen des ausgewerteten Neutrinozeitfensters, A und B sind Normierungskonstanten, so daß gilt:

$$\int_{T_{min}}^{T_{max}} f(t, R) dt = 1
 \tag{8.18}$$

Dadurch ist die Wahrscheinlichkeitsdichte auf das ausgewertete Meßzeitfenster normiert. Der Faktor  $(R + R_{CC})$  beschreibt den relativen Anteil der Ereignisse, die einer exponentiellen Zeitverteilung folgen.  $(1 - R - R_{CC})$  ist der Anteil der gleichverteilten Ereignisse des kosmischen Untergrunds.  $R_{CC}$  ist der relative Anteil der CC-Reaktionen  $^{12}C(\nu_e, e^-)^{12}N_{g.s.}$ , die für die angelegten Schnitte erwartet werden, da auch das prompte Elektron der exponentiellen Verteilung mit  $\tau = 2.2 \mu s$  folgt.

Beobachtet man  $n$  unabhängige Ereignisse  $t_1, t_2 \dots t_n$ , so ergibt sich folgende Likelihoodfunktion:

$$L(R) = \prod_{i=1}^n f(t_i, R)
 \tag{8.19}$$

$L(R)$  beschreibt die konditionale Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung von  $n$  Ereignissen mit einer durch  $R$  bestimmten zeitlichen Zusammensetzung. Nun wird  $R$  so gewählt, daß  $L(R)$  maximal wird.

$$L(\hat{R}) \geq L(R)
 \tag{8.20}$$

Damit erhält man die wahrscheinlichste Zusammensetzung  $\hat{R}$ .  $\hat{R}$  ist das relative Verhältnis der Ereignisse, die einer  $\tau = 2.2 \mu\text{s}$  Zeitstruktur folgen und keine CC-Ereignisse sind. Im Allgemeinen erfolgt eine numerische Lösung des Extremalproblems, weshalb die Funktion  $l(R) = -\ln L(R)$  minimiert wird. Der Vorteil der Logarithmierung liegt in der einfacheren numerischen Handhabbarkeit, da aus dem Produkt von Gl. 8.19 eine Summe wird.

$$l(R) = -\sum_{i=1}^n \ln[f(t_i, R)] \quad (8.21)$$

Abb. 8.14 zeigt die Zeitverteilungen der Ereignisse für die Energieschnitte  $10 - 50 \text{ MeV}$  und  $35 - 50 \text{ MeV}$ , welche nach Anwendung der Oszillationsschnitte aus Tab. 8.8 noch verbleiben. Erwähnt sei, daß die Daten mit ihrer vollen Genauigkeit und nicht etwa in gebinnter Form in die Likelihoodanalyse eingehen.

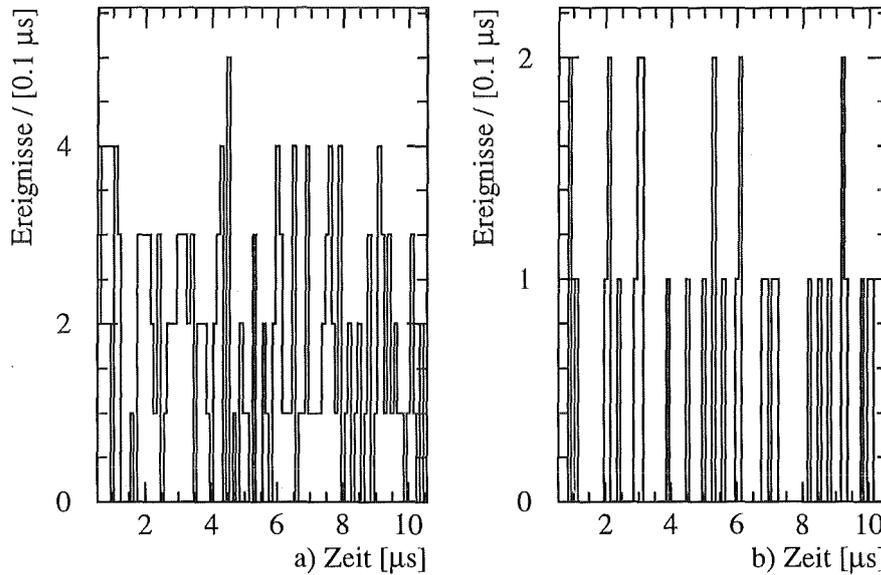


Abbildung 8.14: Zeitverteilung der Sequenzen im angegebenen Neutrinozeitfenster.

a)  $10 \text{ MeV} \leq E_{\text{prompt}} \leq 50 \text{ MeV}$

b)  $35 \text{ MeV} \leq E_{\text{prompt}} \leq 50 \text{ MeV}$

In Tab. 8.12 sind die Ergebnisse der Zeitlikelihoodanalyse zusammengefaßt. Dabei wurden die gleichen Schnitte wie bei der Fenstermethode (Tab. 8.8) angewandt.  $N_{\text{fit}}$  gibt dabei die Zahl der Ereignisse (Sequenzen) wieder, die die Schnitte überstehen und in den Likelihoodfit eingehen. In Tab. 8.12a) wurden alle gefundenen Sequenzen verwendet, während in b) die Mehrfachsequenzen verworfen wurden, da diese mit hoher Wahrscheinlichkeit von Untergrundereignissen stammen (siehe Kap. 7.4).

Die erwarteten Sequenzen aus der CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  wurden gemäß Gl. 8.16 und Tab. 8.9 berücksichtigt. Für beide Analysen, d.h. mit und ohne Mehrfachsequenzen,

a) 0.55 $\mu s$ – 10.55 $\mu s$ mit Mehrfachsequenzen						
Energie	$N_{fit}$	CC	MIN	+1 $\sigma$	-1 $\sigma$	$\sin^2(2\Theta)$
10–50 MeV	166.0	8.0	4.9	12.2	11.7	0.0152
15–50 MeV	131.0	6.9	5.9	10.7	10.2	0.0144
20–50 MeV	97.0	5.1	4.5	9.4	8.8	0.0126
25–50 MeV	79.0	2.6	8.6	8.7	8.1	0.0152
30–50 MeV	47.0	0.6	-1.5	6.5	5.6	0.0088
35–50 MeV	34.0	0.0	0.5	5.6	4.9	0.0114

b) 0.55 $\mu s$ – 10.55 $\mu s$ ohne Mehrfachsequenzen						
Energie	$N_{fit}$	CC	MIN	+1 $\sigma$	-1 $\sigma$	$\sin^2(2\Theta)$
10–50 MeV	147	8.0	-0.4	11.2	10.4	0.0120
15–50 MeV	115	6.9	-0.7	9.7	8.9	0.0104
20–50 MeV	89	5.1	1.7	8.6	8.0	0.0106
25–50 MeV	71	2.6	5.5	7.9	7.2	0.0124
30–50 MeV	41	0.6	-1.3	5.7	5.0	0.0078
35–50 MeV	30	0.0	0.4	5.0	4.3	0.0100

Tabelle 8.12: Ergebnisse der Zeitlikelihoodanalyse, wobei die Zahl der CC-Ereignisse entsprechend dem Erwartungswert berücksichtigt wurde.  $MIN = N_{fit}\hat{R}$  bezeichnet die Zahl der Ereignisse für die  $l(R)$  minimal wird (*best fit*),  $\sigma$  ist die unrenormierte Standardabweichung,  $\sin^2(2\Theta)$  gibt die Mischungsamplitude an, die mit 90%-CL für große  $\Delta m^2$  (100  $eV^2$ ) ausgeschlossen werden kann.

- a) Likelihoodfit läuft über alle gefundenen Sequenzen  
b) Mehrfachsequenzen wurden verworfen (Kap. 7.4)

ergibt sich im Rahmen des statistischen Fehlers Fehler kein Hinweis auf ein 2.2  $\mu s$  Signal. Der *best fit*  $MIN = \hat{R}N_{fit}$  ist für alle Energieschnitte jeweils mit Null verträglich.

Vergleicht man die Zeitlikelihoodanalyse mit der Fenstermethode, so fällt auf, daß die Likelihoodanalyse keinen nennenswerten Strahlüberschuß liefert. Dies ist durch das relativ konstante Zeitspektrum der prompten Ereignisse (Abb. 8.14) bedingt.

Ebenfalls angegeben sind die Ausschlußgrenzen für  $\sin^2(2\Theta)$  für das 90%-Vertrauensintervall (CL). Es zeigt sich, daß diese Grenzen nahezu unabhängig vom Energieschnitt sind. Der kleine Wert beim 30–50 MeV Schnitt folgt aus dem leicht negativen  $MIN$ -Wert.

Wählt man den 35–50 MeV Schnitt aus, um die CC-Ereignisse an  $^{12}C$  zu eliminieren und somit von den Poissonfluktuationen dieser Ereignisse unabhängig zu werden, kann mit der Zeitlikelihoodanalyse für große  $\Delta m^2$  (100  $eV^2$ ) der Parameterbereich  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.01$  mit 90%-CL ausgeschlossen werden. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Fenstermethode (Tab. 8.11 b).

Das Verfahren zur Bestimmung der 90%-Werte mit Hilfe der Likelihoodmethode wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

### 8.5.2 Bestimmung des 90%-Ausschlußwerts mit Hilfe der Likelihoodfunktion

In Abb. 8.15 wird anhand der Likelihoodfunktion graphisch dargestellt, wie sich Vertrauensintervalle (CL) unter Berücksichtigung der Renormierung bestimmen lassen.

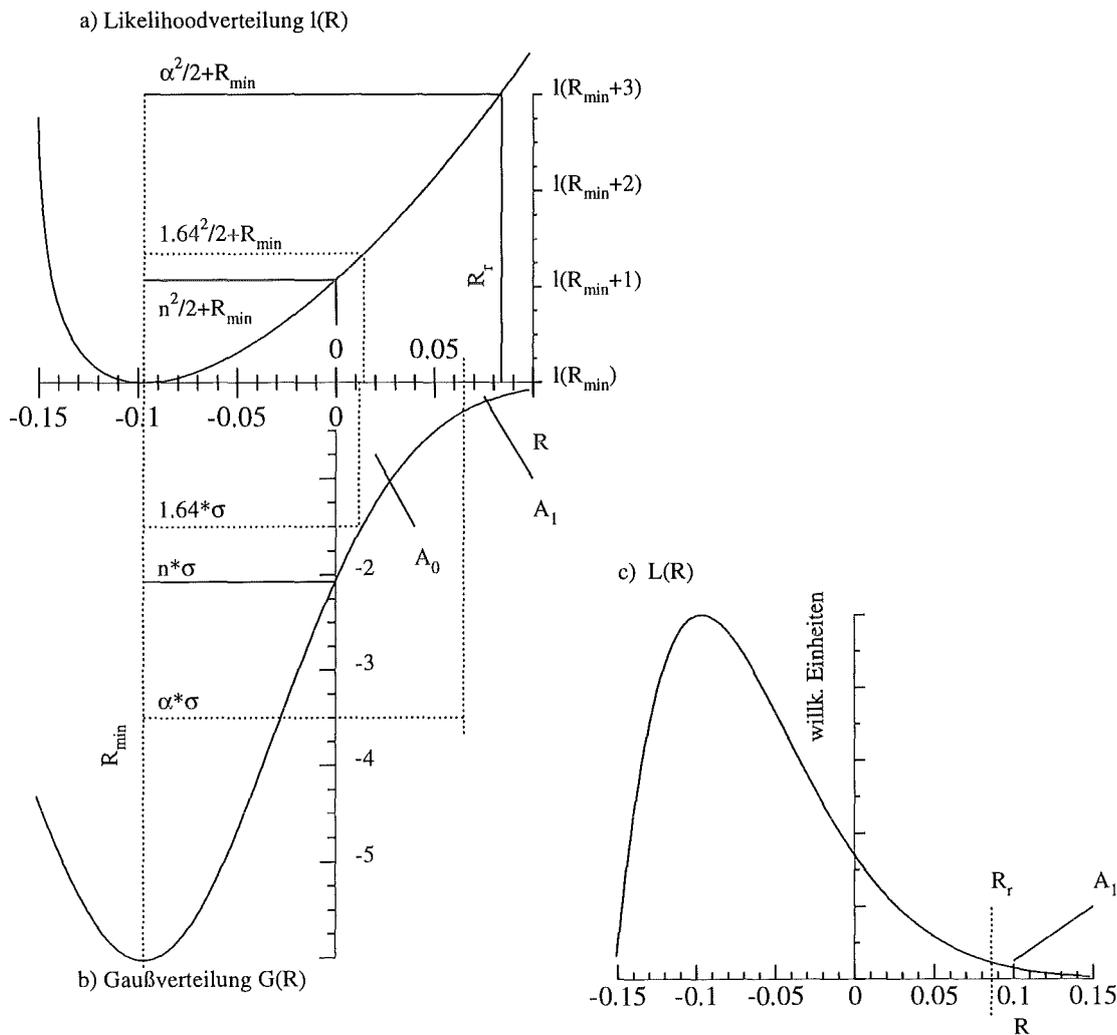


Abbildung 8.15: Bestimmung renormierter Vertrauensintervalle (CL) mit der Likelihoodverteilung (siehe Text).  $[0, R_r]$  in der Abbildung entspricht dem 90%-CL.

Liegt die Likelihoodfunktion mit dem Minimum  $\hat{R}$  explizit vor und will man ein Vertrauensintervall  $[R_l, R_r]$  so bestimmen, daß die Wahrscheinlichkeit  $P$  für dieses Intervall  $X$  ist

$$P(R_l \leq R \leq R_r) = X, \tag{8.22}$$

so gilt folgende Regel [Fro79]:

$$l^{-1}\left(\frac{m^2}{2} + l(\hat{R})\right) = R_r \text{ für } R > \hat{R} \tag{8.23}$$

$$l^{-1}\left(\frac{m^2}{2} + l(\hat{R})\right) = R_l \text{ für } R < \hat{R} \text{ mit } m = \frac{X}{\sigma}$$

Hierbei ist  $l^{-1}$  die Umkehrfunktion von  $l(R)$  in den angegebenen monotonen Bereichen,  $\sigma$  bezeichnet hier das Vertrauensintervall für eine Standardabweichung. Diese Regel gilt allgemein, unabhängig davon ob die Likelihoodfunktion parabolisch<sup>1</sup> ist oder nicht. Allerdings ist bei einer asymmetrischen Likelihoodfunktion das Vertrauensintervall nicht notwendigerweise minimal. Ferner enthält die angegebene Regel keine Renormierung, d.h. ist der Parameterbereich  $R$  nur in einem eingeschränkten Bereich physikalisch sinnvoll (hier  $R \geq 0$ ), so muß analog zu Abb. 8.11 eine Renormierung des Vertrauensintervalls durchgeführt werden. Es sei erwähnt, daß  $\hat{R}$  bei Nullexperimenten aufgrund statistischer Fluktuationen häufig außerhalb des erlaubten physikalischen Bereiches liegt.

Die Bestimmung des renormierten Vertrauensintervalls erfolgt nach den folgenden Schritten:

1. Bestimmung von  $\hat{R}$ :

$\hat{R}$  ist gemäß der Likelihoodtheorie im asymptotischen Grenzfall normalverteilt. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist dies jedoch für die hier betrachtete Anzahl von Ereignissen schon sehr gut erfüllt.  $\hat{R}$  definiert die Lage dieser Normalverteilung. Bei der Bestimmung von  $\hat{R}$  muß darauf geachtet werden, daß  $\hat{R}$  ein echtes Extremum mit der Steigung Null ist.

2. Die Standardabweichung der Normalverteilung ergibt sich näherungsweise aus einer Taylorentwicklung von  $l(R)$  um  $\hat{R}$ . Bei den hier vorgestellten Analysen wurde jedoch folgende Näherung gemacht<sup>2</sup>:

$$l(0) - l(\hat{R}) = \frac{n^2}{2} \tag{8.24}$$

Dabei ist gemäß Gl. 8.23 die Wahrscheinlichkeit,  $R$  im Intervall  $[\hat{R}, 0]$  zu finden, gerade gleich der Wahrscheinlichkeit für  $n\sigma$ . Damit ist die Gaußfunktion  $G(R)$  für die Verteilung des Parameters  $R$  definiert (Abb. 8.15b).

3. Renormierung:

Es wird in Abb. 8.15b die Restfläche  $A_1$  so bestimmt, daß  $A_1 = (1 - X)A_0$  ist, wobei  $A_0$  die Wahrscheinlichkeit im physikalischen Bereich ( $R \in [0, \infty]$ ) und  $X$  das gesuchte Vertrauensintervall ist. Wäre die Likelihoodfunktion parabolisch (asymptotisches Limit), so wäre mit  $\alpha\sigma$  die obere Grenze des renormierten Vertrauensintervalls bestimmt. Um der endlichen Statistik und der daraus resultierenden asymmetrischen Likelihoodfunktion Rechnung zu tragen, wird  $R_r$  mit Hilfe der Likelihoodfunktion  $l(r)$  bestimmt.

<sup>1</sup>Parabolische Likelihoodfunktionen ergeben sich im asymptotischen Grenzfall unendlich vieler Ereignisse

<sup>2</sup>Der Punkt  $R = 0$  ist nicht ausgezeichnet, bietet sich jedoch aus praktischen Gründen an. Es sei bemerkt, daß diese Näherung, im Gegensatz zur Taylorapproximation für den 90%-Ausschlußwert, Abweichungen von weniger als 5% verursacht, wenn  $0 \in [\hat{R} - \sigma, \hat{R} + \sigma]$  erfüllt ist.

4. Bestimmung von  $R_r$ :

$R_r$  ergibt sich nach obiger Regel zu

$$R_r = l^{-1}\left(\frac{\alpha^2}{2} + l(\hat{R})\right), R > \hat{R} \quad (8.25)$$

Setzt man  $X = 0.9$  (Abb. 8.15), so erhält man das 90%-Vertrauensintervall (CL). Der Unterschied zwischen  $R_r$  und  $\alpha\sigma$  wird umso größer, je stärker die Likelihoodfunktion von der Parabelform abweicht, und je größer das Vertrauensintervall gewählt wird. Zusätzlich ist in der Abb. 8.15a) und b) der unrenormierte 90%-Wert ( $1.64\sigma$ ) angegeben, wie er sich aus der Gauß- bzw. Likelihoodfunktion ergibt. Der Unterschied zwischen beiden Werten ist hier noch relativ klein, da im dargestellten Fall  $1.64\sigma$  einem renormierten Vertrauensintervall von nur 28% entspricht. Dies zeigt deutlich die Notwendigkeit der Renormierung.

Alternativ zum hier beschriebenen Verfahren läßt sich der 90%-Wert auch über Abb. 8.15c bestimmen. Hier wird die Likelihoodfunktion (Gl. 8.19)  $L(R)$  verwendet. Sie gibt die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von  $R$  für die gemessenen Ereignisse an. Bestimmt man  $R_r$  so, daß  $A_1 = 0.9A_0$  ist, so hat man ebenfalls auf den physikalisch erlaubten Bereich renormiert.  $A_0$  ist dabei wieder die Wahrscheinlichkeit für den physikalischen Bereich von  $R$ . Der Nachteil dieses Verfahrens ist, daß hier keine Normalverteilung für  $\hat{R}$  zugrundegelegt ist. Der so bestimmte 90%-Wert kann relativ zum Wert aus dem ersten Verfahren um bis zu 5% größer sein.

Bei allen in dieser Arbeit vorgestellten Likelihoodergebnissen wurde das erste Verfahren (Abb. 8.15a und b) angewandt um das 90%-CL zu erhalten, da diese Methode in der Literatur ([Fro79], [Ead71], [Lyo86]) bevorzugt wird. Allerdings wurde das Verfahren um die Renormierungsmethode erweitert.

Ferner sind die  $1\sigma$ -Angaben (z.B. in Tab. 8.12), die sich aus Likelihoodauswertungen ergeben, die unrenormierten  $\sigma$ -Fehler nach Gl. 8.23 mit  $m = 1$ . Sie sind ein Maß für die Breite und Asymmetrie der Likelihoodfunktion und können in der Regel wegen Renormierungseffekten nicht als Vertrauensintervall interpretiert werden.

Im nächsten Abschnitt wird anhand von MC-Simulationen die Verteilung von  $\hat{R}$  und  $\sin^2(2\Theta)$  für das 90%-CL untersucht.

### 8.5.3 MC-Simulation für den Zeitlikelihood

Um die Likelihoodanalyse zu testen, wurden für die Schnitte 10–50 MeV und 30–50 MeV (Tab. 8.12b) 147 bzw. 41 Ereignisse gemäß der erwarteten Zeitverteilung gewürfelt. Dabei wurde  $\sin^2(2\Theta) = 0$  angenommen und lediglich die CC-Ereignisse mit  $\tau = 2.2 \mu s$  exponentiell verteilt. Die so generierten Ereignisse wurden mit dem Likelihoodprogramm analysiert. Abb. 8.16a) und c) zeigt die Ereignisverteilungen der *best fit* Werte ( $MIN = \hat{R}N_{fit}$ ), die sich aus der Simulation für die beiden Energieschnitte ergeben. Man sieht, daß  $\hat{R}$  sehr gut normalverteilt ist, was bei der Renormierungsprozedur vorausgesetzt wurde. In Abb. 8.16b) und d) sind die zugehörigen Verteilungen des Mischungswinkels angegeben, der mit 90%-CL ausgeschlossen werden kann. Das Ergebnis des KARMEN-Zeitlikelihoods

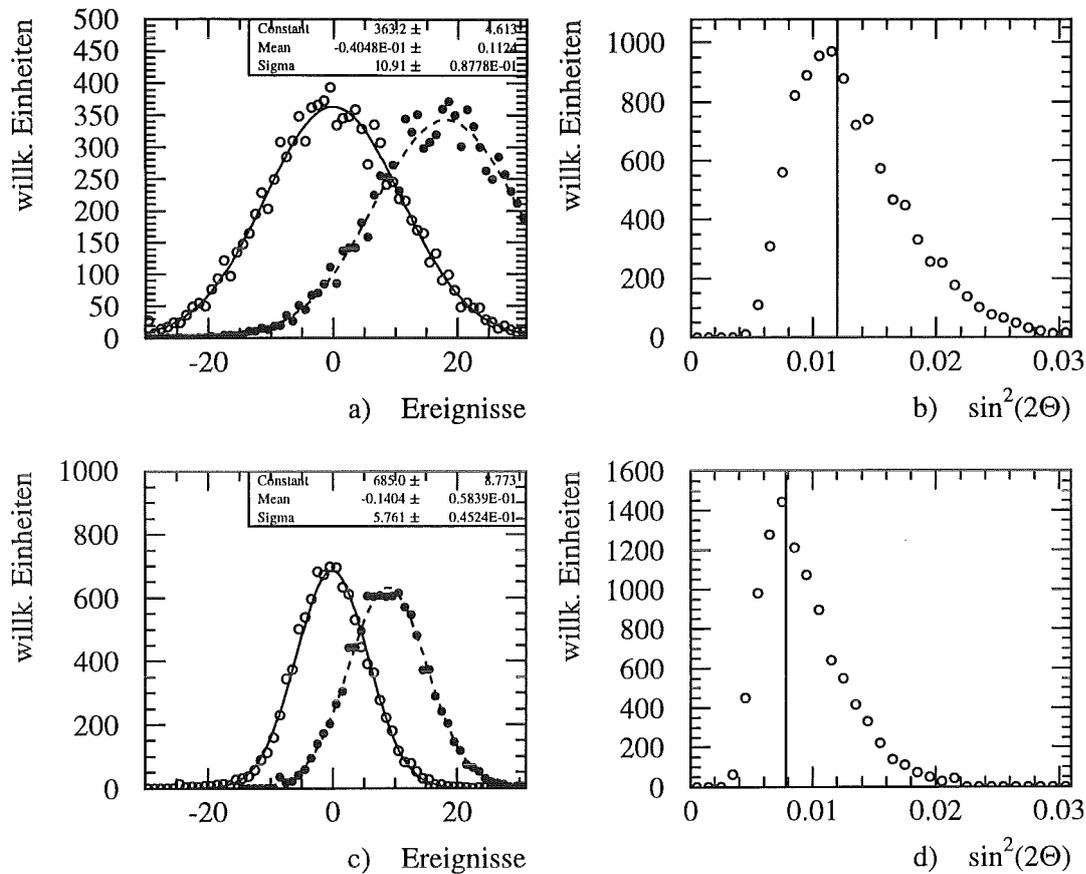


Abbildung 8.16: MC-Simulationen von 147 (a und b), bzw. 41 Ereignissen (c und d) mit einem Zeitverhalten für  $\sin^2(2\Theta) = 0$  (*no oscillation*, Kreise) bzw. einem Mischungswinkel der dem jeweiligen ausgeschlossenen Wert entspricht (Punkte). Es wurden 10000 Simulationen durchgeführt.

a), c) Ereignisverteilung der *best fit* Werte

b), d) Verteilung des Mischungswinkels (für  $\sin^2(2\Theta) = 0$ ) der mit 90% CL ausgeschlossen werden kann. Die Linie kennzeichnet den durch die Messung bestimmten Wert.

ist als Linie dargestellt. Die durch KARMEN ausgeschlossenen Werte liegen sehr gut im wahrscheinlichsten Bereich der Ausschlußverteilung, die man mit der '*no oscillation*' Hypothese erhält. Zusätzlich wurden in den Abb. 8.16a) und c) die Ereignisverteilungen angegeben, die man für eine Oszillation mit  $\sin^2(2\Theta) = 0.012$  bzw.  $\sin^2(2\Theta) = 0.0078$  erwarten würde. Für diese Verteilungen sind negative *best fit* Werte, wie man sie mit den KARMEN-Daten erhält (Tab. 8.12), nur zu etwa 10% wahrscheinlich.

### 8.5.4 Energielikelihood

Da im KARMEN-Detektor aufgrund der guten Energieauflösung die sichtbare Energie näherungsweise der physikalischen Energie entspricht (Abb. 8.3, 5.1), lassen sich die Positronenspektren für verschiedene  $\Delta m^2$  durch ihre Form unterscheiden (Abb. 6.1, Anhang C). Um die  $\Delta m^2$ -abhängigen Energiespektren der Positronen vom kosmischen Untergrund abtrennen zu können, muß die Form des Untergrundspektrums sehr präzise bekannt sein. Abb. 8.17 zeigt die Energieverteilung des Untergrunds im Zeitfenster von  $-191 \mu\text{s}$  bis  $-1 \mu\text{s}$  innerhalb des *single prong* Volumens. Zusätzlich ist die Energieverteilung für die Elektronen aus der CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  sowie die Verteilung der Ereignisse innerhalb des Neutrinozeitfensters von  $0.55\text{--}10.55 \mu\text{s}$  angegeben. Mit Hilfe dieser Energieverteilungen ergibt sich die Likelihoodfunktion

$$l(R) = - \sum_{i=1}^n \ln[R e(\Delta m^2, E_i) + R_{CC} c(E_i) + (1 - R - R_{CC}) BG(E_i)]. \quad (8.26)$$

Dabei sind  $e(\Delta m^2, E_i)$ ,  $c(E_i)$ ,  $BG(E_i)$  die auf das Auswertintervall normierten Energieverteilungen der zu erwartenden Positronen, Elektronen und des Untergrunds. Analog zur Zeitlikelihoodanalyse läßt sich die 90%-Ausschlußgrenze für  $\sin^2(2\Theta)$  bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tab. 8.13 zusammengefaßt, wobei die Mehrfachsequenzen verworfen wurden. Es zeigt sich, daß mit kleineren Energieintervallen die Fehler größer werden. Das

0.55 $\mu\text{s}$ – 10.55 $\mu\text{s}$ ohne Mehrfachsequenzen						
Energie	$N_{fit}$	CC	MIN	+1 $\sigma$	-1 $\sigma$	$\sin^2(2\Theta)$
10–50 MeV	147	8.0	8.4	12.5	12.0	0.0170
15–50 MeV	115	6.9	6.9	14.3	13.9	0.0188
20–50 MeV	89	5.1	15.5	16.8	16.6	0.0266
25–50 MeV	71	2.6	9.1	19.3	19.2	0.0282

Tabelle 8.13: Ergebnisse der Energielikelihoodanalyse, wobei die Zahl der CC-Ereignisse entsprechend dem Erwartungswert berücksichtigt wurde.  $MIN = N_{fit}\hat{R}$  bezeichnet die Zahl der Ereignisse, für die  $l(R)$  minimal wird (*best fit*),  $\sigma$  ist die unrenormierte Standardabweichung,  $\sin^2(2\Theta)$  ist der Mischungswinkel der im 90%-CL für große  $\Delta m^2$  ( $100 \text{ eV}^2$ ) ausgeschlossen werden kann.

bedeutet, daß die Likelihoodfunktion flacher und somit auch die Ausschlußgrenze schlechter wird. Dies ist dadurch bedingt, daß sich die, durch die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation erwarteten Positronenspektren immer weniger gut vom Untergrund unterscheiden, je kleiner das Energieintervall gewählt wird. Für Schnitte größer als 25 MeV werden die Fehler unakzeptabel groß.

Insgesamt liefert der Energielikelihood (für  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ ) schlechtere Ausschlußgrenzen als der Zeitlikelihood, was durch die flachere Likelihoodfunktion, bzw. die größeren Fehler bedingt ist. Die *best fit* Werte sind etwas mehr zu positiven Ereignissen verschoben, als dies beim Zeitlikelihood der Fall ist. Dennoch ist der Wert (bei  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ ) im Rahmen

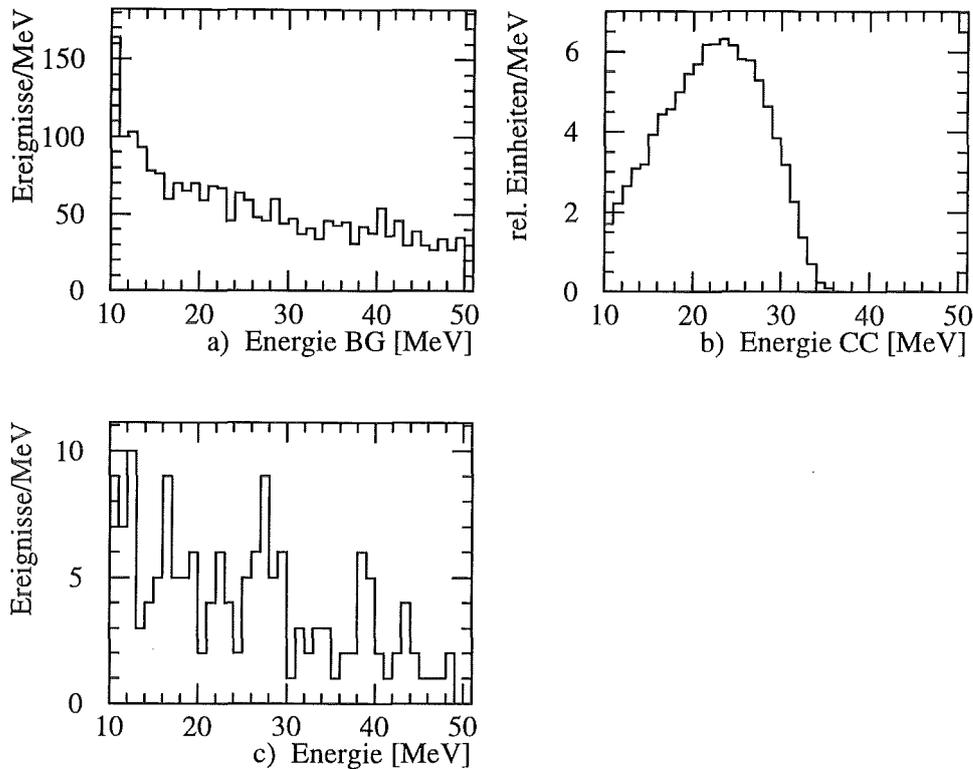


Abbildung 8.17: a) Gemessenen Energieverteilung des Untergrunds  $BG(E_i)$ , der mit den Energie-, Volumen- und Koinzidenzschnitten der Oszillationsanalyse ermittelt wurde.  
 b) Energieverteilung  $c(E_i)$  der Elektronen aus der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  Reaktion (MC-Simulation)  
 c) Energieverteilung der Ereignisse im Neutrinozeitfenster  $0.55 - 10.55 \mu\text{s}$  nach Anwendung aller Oszillationsschnitte.

der Fehler noch mit Null (keine Oszillation) verträglich. Mit dem Energielikelihood läßt sich bei Verwendung eines möglichst großen Energiefensters  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.017$  mit einem 90%-CL ausschließen.

Zwischen Energie- (E-) und Zeit- (T-) Likelihoodanalyse sowie der Fenstermethode besteht ein wesentlicher Unterschied. Bei der T-Analyse wird nur ein einziger ML-Fit durchgeführt, um die Anzahl der Oszillationsereignisse zu bestimmen. Danach wird die Ausschluß- oder Evidenzkurve mit Hilfe der Sensitivität des Detektors (Abb. 8.5) und Gl. 8.12 bestimmt. Ähnliches gilt für die Fenstermethode, wobei die Oszillationsereignisse über einen Zählratenvergleich ermittelt werden. Beide Methoden geben bei  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation nur die Anzahl der oszillierten Ereignisse wieder. Man gewinnt jedoch keine Information darüber, welchem  $\Delta m^2$  sich die Ereignisse zuordnen lassen. Dadurch läßt sich bei einer Oszillationsevidenz lediglich ein „Band“ möglicher  $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$ -Werte ange-

ben, dessen Breite durch die Fehler bestimmt ist. Die eigentliche Bestimmung eines  $\Delta m^2$  bei einem Oszillationssignal ist nur über die Energie- oder Ortsspektroskopie möglich. Hierfür ist der KARMEN-Detektor aufgrund seiner guten Auflösungsseigenschaften sehr gut geeignet.

Bei der E-Analyse wird für diskrete Werte von  $\Delta m^2$  ein ML-Fit durchgeführt, da sich für verschiedene  $\Delta m^2$  die Positronenspektren in ihrer Form unterscheiden (siehe Anhang C). Für ein gegebenes  $\Delta m^2$  geht also neben der Sensitivität des Detektors noch zusätzlich die statistische Fluktuation der Daten in die Bestimmung von  $\sin^2(2\Theta)$  ein. Diese ist aufgrund der unterschiedlichen Form der erwarteten Positronenspektren wiederum von  $\Delta m^2$  abhängig. Um die Ausschlußkurve zu bestimmen, wurde daher jede Dekade von  $\Delta m^2$  im Bereich von  $0.01 - 100 \text{ eV}^2$  in 90 äquidistante Intervalle unterteilt. Hierbei wurde für jedes Intervall  $\sin^2(2\Theta)$  über einen ML-Fit bestimmt. Die *best fit* Werte (MIN), die zugehörigen Standardabweichungen (unrenormiertes  $\sigma$ ) und die Anzahl der Ereignisse, die im 90%-CL ausgeschlossen werden können ( $N_{90}$ ), sind in Abb. 8.18 als Funktion von  $\Delta m^2$  dargestellt. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß diese Kurven keine Detektorsensitivität enthalten, da die Positronenspektren bei der E-Analyse unabhängig von  $\Delta m^2$  normiert werden.

In der Verteilung der *best fit* Werte und der zugehörigen Standardabweichung zeigt sich die erwähnte statistische Fluktuation. In Abb. 8.18 a) ergibt sich bei etwa  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$  ein mögliches Oszillationssignal von  $25.3 \pm_{10.7}^{14.7}$  Ereignissen. Dies entspricht einem Effekt von  $1.7\sigma$  (unrenormiertes  $\sigma$ ), während man bei allen anderen  $\Delta m^2$  innerhalb einer Standardabweichung ein mit Null verträgliches Oszillationssignal erhält. Hier zeigt sich der Vorteil der **Neutrinospektroskopie**, denn bei einer wirklich vorhandenen Oszillation läßt sich das  $\Delta m^2$  mit zunehmender Meßdauer mit einem Fehler von nur wenigen  $\text{eV}^2$  bestimmen.

Um das Signal-zu-Untergrundverhältnis zu verbessern, wurde ein weiterer Zeitschnitt bei  $5.55 \mu\text{s}$  gemacht (Abb. 8.18 b). Dadurch ergibt sich nur ein Verlust von 8% für die Neutrinoereignisse (Tab. 8.8), jedoch eine Halbierung des Untergrunds. Auch hier erhält man einen Überschuß im Bereich von  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$ , jedoch sind die Fehler wesentlich kleiner ( $12.2 \pm 9.7$  bei  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$ ). In Abb. 8.18c wurde ein Zeitschnitt von  $5.55 - 10.55 \mu\text{s}$  gewählt. Da hier lediglich 8% neutrinoartige Ereignisse enthalten sind, sollte der *Peak* bei  $6 \text{ eV}^2$  weit weniger stark ausgeprägt sein. Dies bestätigt die Likelihoodanalyse. Insgesamt ist hier das Signal gut mit Null verträglich, wenngleich der *best fit* auch etwa um 10 Ereignisse verschoben ist.

Die Sensitivität des Detektors beträgt bei  $6 \text{ eV}^2$  und einem Energieschnitt von  $10 - 50 \text{ MeV}$  49.6% (bezogen auf  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ , siehe Abb. 8.5). Mit Tab. 8.9 und Gl. 8.12 ergibt sich somit eine mögliche Mischung von  $\sin^2(2\Theta) = 0.018 \pm 0.014$ . Dies ist noch kein Widerspruch zu den Ausschlußkurven der Zeitlikelihoodanalyse und der Fenstermethode (Abb. 8.12). Dennoch ist der angegebene Mischungswinkel in Frage zu stellen, da es sich nur um einen  $1.3\sigma$ -Effekt handelt. Ferner muß berücksichtigt werden, daß im Zeitfenster von  $0.55 - 5.55 \mu\text{s}$  noch 7.2 CC- und 1.0 Kontaminationsereignisse (Tab. 8.9) erwartet werden. Die CC-Ereignisse wurden gemäß ihrem Erwartungswert in der Likelihoodfunktion berücksichtigt, die Kontamination vernachlässigt. Für große  $\Delta m^2$  läßt sich  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.01$  im 90%-CL ausschließen.

Um die statistische Fluktuation der CC-Ereignisse zu berücksichtigen, muß ein zweidimensionaler Likelihoodfit durchgeführt werden. Dabei wird neben dem Oszillationsparameter

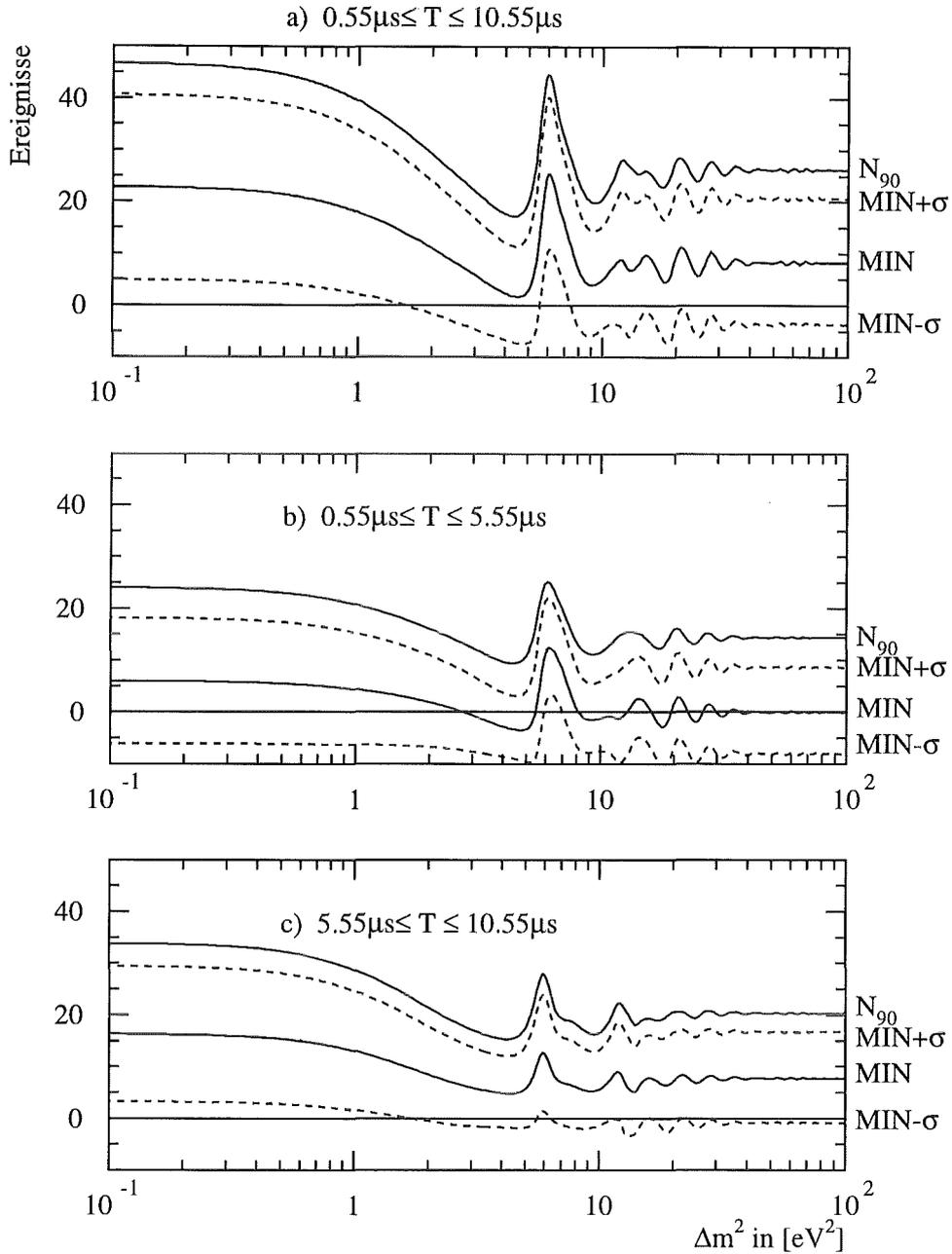


Abbildung 8.18: Anzahl der Ereignisse aus der eindimensionalen Energielikelihoodanalyse bei verschiedenen Zeitschnitten im Energieintervall von 10 bis 50 MeV. MIN bezeichnet den Wert des *best fit*,  $\sigma$  die unrenormierte Standardabweichung und  $N_{90}$  die im 90%-CL ausschließbare Anzahl der Ereignisse.

( $R$ ) auch der CC-Parameter ( $R_{CC}$ ) in Gl 8.26 frei variiert. Die Ergebnisse werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt. Zuvor wird allerdings noch gezeigt, daß sich mit Hilfe der Ortsspektroskopie kein Oszillationssignal mit obigem Mischungswinkel erschließen

läßt, da die Fehler zu groß sind. Dennoch ist es auch mit Hilfe des Ortslikelihoods möglich, eine Ausschlußkurve zu ermitteln.

### 8.5.5 Abstandslikelihood

Aufgrund der guten Ortsauflösung ( $\Delta x \leq 7 \text{ cm}$  bei  $E \geq 20 \text{ MeV}$ ) ist es mit dem KARMEN-Detektor im Prinzip möglich, den Oszillationsparameter  $\Delta m^2$  durch die räumliche Verteilung der Neutrinoereignisse zu bestimmen. Abb. 8.19 zeigt die bei  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen erwarteten Abstandsverteilungen  $a(l)$  für verschiedene  $\Delta m^2$ . Unter Abstand wird die Entfernung des Ereignisses zur Neutrinoquelle (Target) verstanden. Zusätzlich ist die Untergrund- und CC-Verteilung ( $c(l)$ ,  $b(l)$ ), sowie die gemessene Abstandsverteilung der Ereignisse im Neutrinozeitfenster ( $0.55 - 5.55 \mu\text{s}$ ) angegeben. Dabei wurden die Schnitte von Tab. 8.8 ( $10 - 50 \text{ MeV}$ ) angewandt. Mit Hilfe der Likelihoodfunktion (Gl. 8.27) läßt sich der Anteil der Neutrinoereignisse in der gemessenen Abstandsverteilung bestimmen.

$$l(R) = - \sum_{i=1}^n \ln [R a(\Delta m^2, l_i) + R_{CC} b(l_i) + (1 - R - R_{CC}) c(l_i)] \quad (8.27)$$

In Abb. 8.20 sind die Ergebnisse der Analyse dargestellt. Dabei wurden die 7.2 erwarteten CC-Ereignisse als fest angenommen. Es zeigt sich, daß die Fehler zu groß sind, um eine Mischung von  $\sin^2(2\Theta) = 0.02$  zu bestimmen. Dennoch läßt sich mit Hilfe von  $N_{90}$  eine Ausschlußkurve angeben (Abb. 8.23). Für große  $\Delta m^2$  läßt sich  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.021$  mit 90% ausschließen.

### 8.5.6 Zweidimensionaler Energielikelihood

Um den Einfluß der statistischen Streuung der CC-Ereignisse zu berücksichtigen, wird  $R_{CC}$  in Gl. 8.26 im folgenden ebenfalls frei variiert. Abb. 8.21 zeigt die Likelihoodfläche als Funktion der CC- und Oszillationsereignisse. Dabei wurde ebenfalls die Anzahl der Parameter der Likelihoodfunktion durch Miteinbeziehung der Energieverteilung des sequentiellen Ereignisses ( $E_i^s$ ) erweitert. Für Oszillationsereignisse erwartet man als verzögertes Ereignis eine  $(n, \gamma)$ -Spektrum  $e_s(E_i^s)$ , wie es Abb. 6.1c zeigt. Das Spektrum des Untergrunds  $BG_s(E_i^s)$  wird in einem Zeitfenster vor dem Strahl bestimmt. Für die CC-Ereignisse erwartet man das Betaspektrum  $c_s(E_i^s)$  des  $^{12}\text{N}$ -Zerfalls. Die modifizierte Likelihoodfunktion lautet nun:

$$l(R) = - \sum_{i=1}^n \ln [R e(\Delta m^2, E_i) e_s(E_i^s) + R_{CC} c(E_i) c_s(E_i^s) + (1 - R - R_{CC}) BG(E_i) BG_s(E_i^s)] \quad (8.28)$$

Durch die Berücksichtigung der Energie des verzögerten Ereignisses erhält man steilere Likelihoodflächen und somit kleinere Fehler, da eine weitere Ereignisinformation zur Verfügung steht. Der entscheidende Vorteil ist aber, daß die Korrelation zwischen Oszillations- und CC-Ereignisse verringert wird. In Abb. 8.21 ist die Situation für  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$  dargestellt. Die angegebenen Fehlerellipsen sind ein Maß für die Steilheit der Likelihoodfläche und geben ein Vertrauensintervall an, daß sich die Parameter  $R$  und  $R_{CC}$ , bzw. die

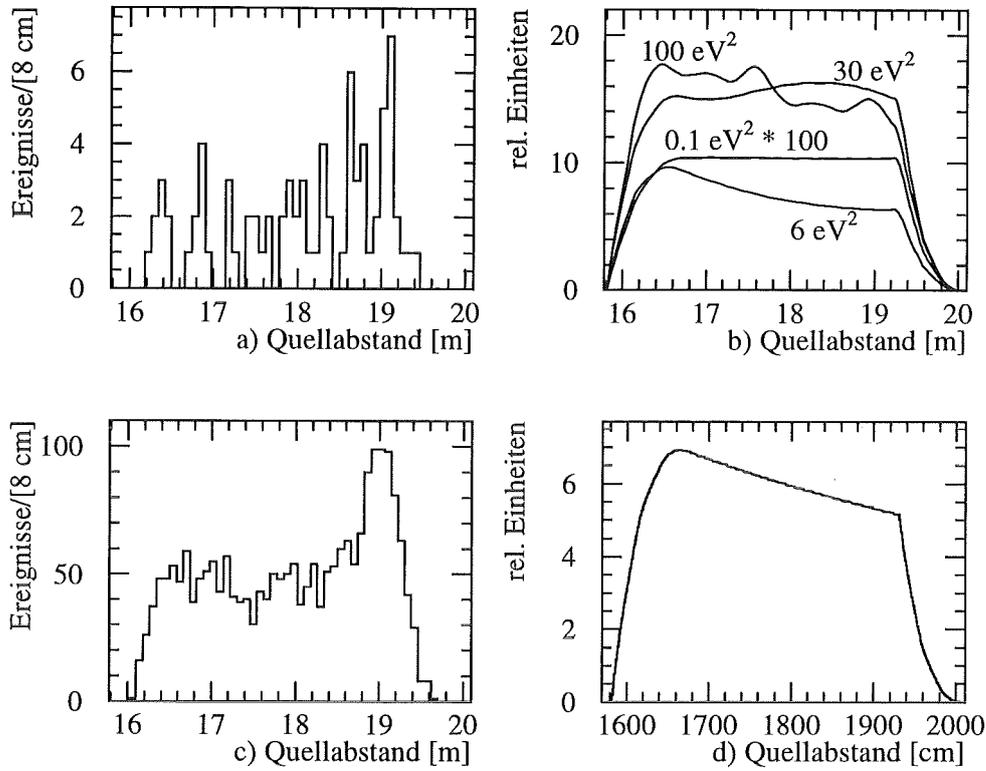


Abbildung 8.19: a) Experimentelle Abstandsverteilung der Ereignisse im Neutrinozeitfenster ( $0.55 - 5.55 \mu s$ )  
 b) Erwartete Abstandsverteilung für verschiedene  $\Delta m^2$ .  
 c) Im Zeitfenster vor dem Strahl gemessene Abstandsverteilung für den kosmischen Untergrund.  
 d) Abstandsverteilung der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  Ereignisse.

zugehörige Anzahl von Ereignissen, innerhalb der Ellipse befinden. Gibt man ein Vertrauensintervall  $\gamma$  vor, so läßt sich die zugehörige Fehlerellipse wie folgt finden [Fro79]<sup>3</sup>:

$$a = -\ln(1 - \gamma), \quad (8.29)$$

Hierbei ergibt sich die Fehlerellipse als Schnittfläche einer Ebene, parallel zur  $(R, R_{CC})$ -Ebene im Abstand  $a + l(\hat{R}, \hat{R}_{CC})$ , mit der Likelihoodfunktion. Dabei ist  $l(\hat{R}, \hat{R}_{CC})$  das absolute Minimum der zweidimensionalen Likelihoodfunktion. In Tab. 8.14 sind für einige Vertrauensintervalle die Abstände  $a$  angegeben. Für diese Werte sind die Fehlerellipsen in Abb. 8.21 dargestellt.

Die Fehlerellipsen in Abb. 8.21 verdeutlichen, daß man nicht von einem eindeutigen Oszillationssignal sprechen kann. Um ein von den CC-Ereignissen unabhängiges Ergebnis für

<sup>3</sup>Hierbei handelt es sich um nicht renormierte Vertrauensintervalle

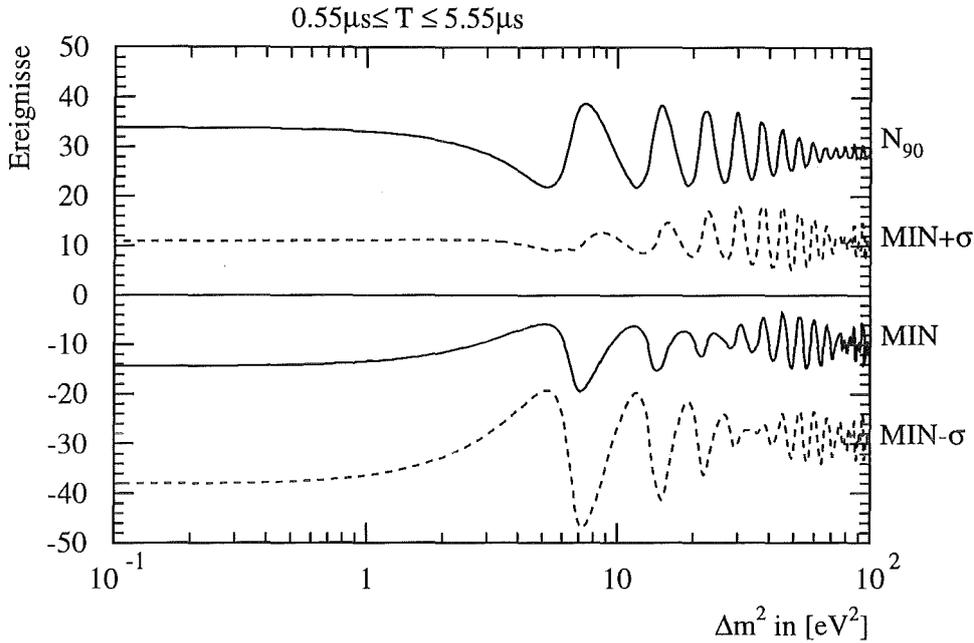


Abbildung 8.20: Ergebnis der eindimensionalen Abstandslikelihoodanalyse.

Vertrauensintervall	Abstand $a$
0.39	0.50
0.63	1.00
0.68	1.15
0.90	2.30
0.99	4.60

Tabelle 8.14: Abstand  $a$  der Fehlerellipse vom Minimum  $l(\hat{R}, \hat{R}_{CC})$  einer zweidimensionalen Likelihoodfläche  $l(R, R_{CC})$  für verschiedene Vertrauensintervalle.

die Oszillation angeben zu können, wird die Wahrscheinlichkeitsdichte  $L(R, R_{CC})$  entlang der  $R_{CC}$ -Achse integriert.

$$L(R, R_{CC}) = \exp[-l(R, R_{CC})] \quad (8.30)$$

$$l1(R) = -\ln\left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-l(R, R_{CC})] dR_{CC}\right]$$

$$l2(R_{CC}) = -\ln\left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-l(R, R_{CC})] dR\right]$$

Damit erhält man die eindimensionale Likelihoodfunktion  $l1(R)$ , die nicht mehr von  $R_{CC}$  abhängt und die CC-Ereignisse gemäß den Meßdaten wahrscheinlichkeitsgewichtet enthält ([Fro79]).

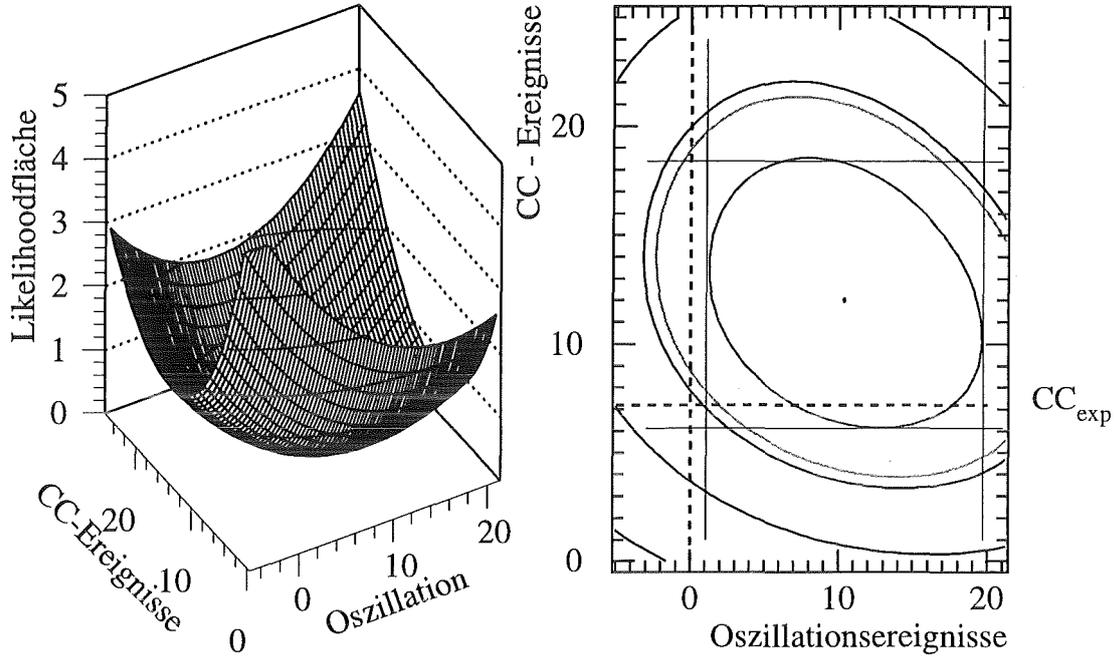


Abbildung 8.21: Zweidimensionale Likelihoodfläche ( $\Delta m^2 = 6.3 \text{ eV}^2$ ,  $10 \leq E_{\text{prompt}} \leq 50 \text{ MeV}$ ) eines Energielikelihoods mit den Fehlerellipsen nach Tab. 8.14. Das absolute Minimum wurde auf Null transformiert  $l(\hat{R}, \hat{R}_{CC}) = 0$ .

Mit  $l_1(R)$  kann man dann wie im eindimensionalen Fall das Vertrauensintervall bzw. die Ausschlußgrenze bestimmen. Diese Angaben sind dann **unabhängig** von der Zahl der vorhandenen CC-Ereignisse. Analog läßt sich mit  $l_2(R_{CC})$  unabhängig von der Zahl der Oszillationsereignisse die Zahl der CC-Ereignisse bestimmen. Die Ergebnisse dieser Integrationen sind in Abb. 8.22 angegeben. Die Standardabweichungen aus Abb. 8.22a,b für die Oszillations- und CC-Ereignisse ( $\sigma_{Osz}$ ,  $\sigma_{CC}$ ) repräsentieren ein Fehlerband (68.3%-CL) entlang der CC- bzw. Oszillationsachse. Diese Fehlerbänder sind in Abb. 8.21 angedeutet. Die Schnittfläche beider Bänder ergibt ein Rechteck, das die  $1\sigma$ -Fehlerellipse umschließt<sup>4</sup>. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Oszillations- und CC-Ereignisse innerhalb dieses Fehlerrechtecks sind, beträgt für unkorrelierte Parameter 46.6%. Bei korrelierten Parametern ist die Wahrscheinlichkeit höher, sie reicht von 46.6% (Korrelation  $\rho = 0$ ) bis 68.3% ( $\rho = 1$ ) [Fro79]. Der Korrelationsparameter  $\rho$  läßt sich über den Winkel  $\Phi$ , den die große Hauptachse der Fehlerellipse mit der Oszillationsachse bildet, und über die Standardabweichungen  $\sigma_{CC}$ ,  $\sigma_{Osz}$  ermitteln [PDG94].

$$\rho = \frac{\tan 2\Phi \cdot (\sigma_{Osz}^2 - \sigma_{CC}^2)}{2 \cdot \sigma_{Osz} \sigma_{CC}} \quad (8.31)$$

Für Abb. 8.21 ergibt sich ein Korrelationsparameter  $\rho = -0.6$ . Die Wahrscheinlichkeit

<sup>4</sup>Dies gilt für Binormalverteilungen, wenn Renormierungseffekte nicht berücksichtigt werden

der Parameter innerhalb des Fehlerrechtecks, das die  $1\sigma$ -Fehlerellipse umschließt, beträgt damit statt 46.6% ( $\rho = 0$ ) 51% ( $\rho = -0.6$ ) [Fro79].

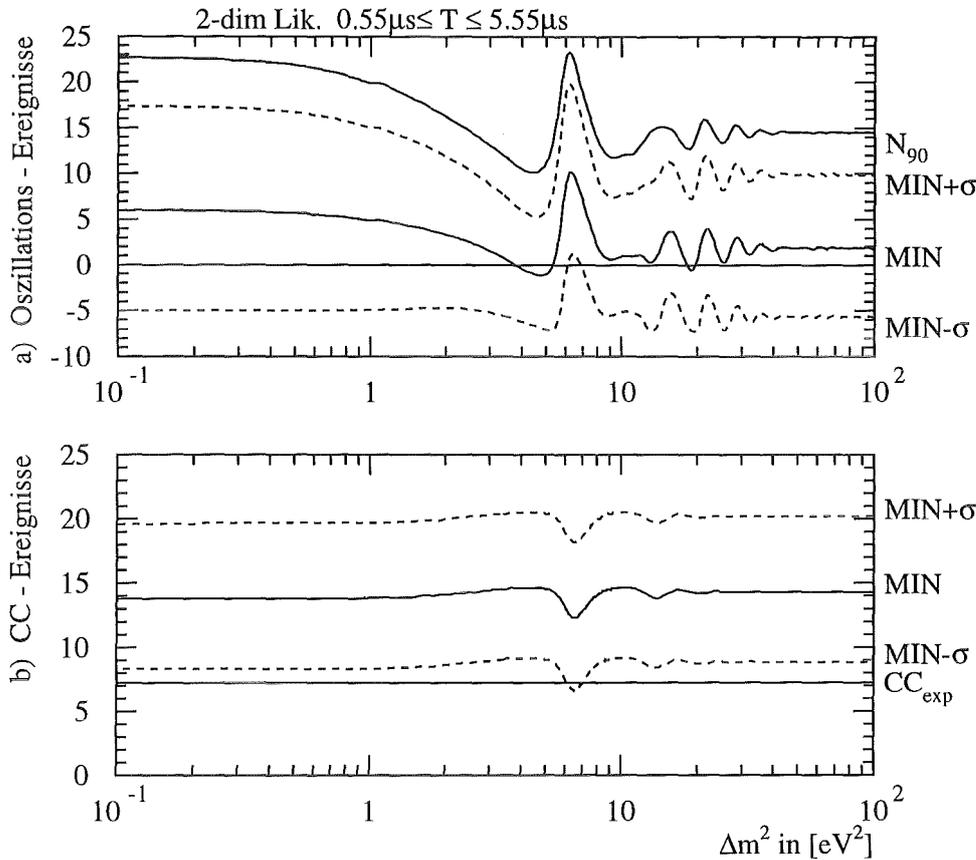


Abbildung 8.22: Ergebnis des zweidimensionalen Energielikelihoods (10–50 MeV).

- Anzahl der Oszillationsereignisse unabhängig von der Zahl der CC-Ereignisse.
- Anzahl der CC-Ereignisse unabhängig von der Zahl der Oszillationsereignisse.

Die Zahl der Oszillationsereignisse ist nahezu für alle  $\Delta m^2$  innerhalb einer Standardabweichung mit Null verträglich, lediglich bei  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$  erhält man ein „ $1.1\sigma$ -Signal“ von  $10.1^{+9.6}_{-9.0}$  Ereignissen. Damit ergibt sich etwa der selbe Mischungswinkel wie bei der eindimensionalen Analyse, bei der die CC-Ereignisse gemäß ihrem Erwartungswert als konstant angenommen wurden. Die Zahl der CC-Ereignisse liegt etwa  $1.2\sigma$  über dem Erwartungswert, wobei allerdings die Abweichung bei  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$  am geringsten ist. Dies ist durch eine Korrelation der Parameter, die sich auch in der Lage der Hauptachse der Fehlerellipse zeigt, bedingt. Insgesamt läßt sich nicht eindeutig auf ein Oszillationssignal schließen, da die Fehler zu groß sind. Eine Oszillation kann aber auch nicht ausgeschlossen werden. Die Grenzkurve der zweidimensionalen Analyse, die sich aus Abb. 8.22 ergibt, ist in Abb. 8.23 dargestellt. Zusätzlich ist das  $1.1\sigma$ -Signal angegeben, welches einem Mischungswinkel von

$\sin^2(2\Theta) = 0.015^{+0.014}_{-0.013}$  entsprechen würde.

Um die Fehler der Analyse weiter zu verringern, wird zur Energie- zusätzlich die Zeitinformation der Ereignisse ausgenutzt. Im nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse verschiedener Energie-Zeitlikelihoods vorgestellt.

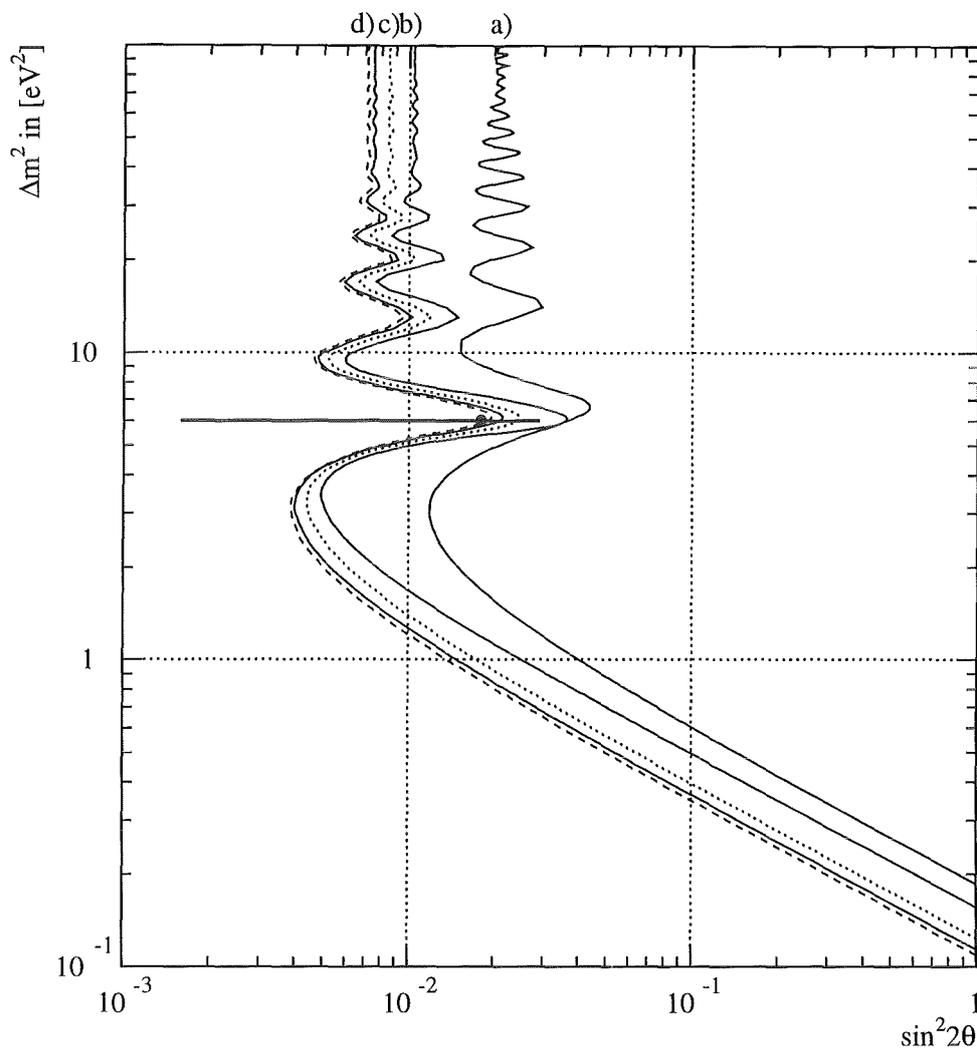


Abbildung 8.23: Ausschlußkurven für verschiedene Analysemethoden. Der Bereich rechts der Kurve ist jeweils im 90%-CL ausgeschlossen.

a) Abstandslikelihood ( $10 - 50 \text{ MeV}$ ,  $0.55 - 5.55 \mu\text{s}$ ), 7.2 CC-Ereignisse

b) zweidim. Energielikelihood ( $10 - 50 \text{ MeV}$ ,  $0.55 - 5.55 \mu\text{s}$ )

c) eindim. ETE-Likelihood ( $10 - 50 \text{ MeV}$ ,  $0.55 - 10.55 \mu\text{s}$ ), 8 CC-Ereignisse

d) zweidim. ETE-Likelihood (Linie) bzw. dreidim. ETE-Likelihood (gestrichelt) ( $10 - 50 \text{ MeV}$ ,  $0.55 - 10.55 \mu\text{s}$ )

Die Grenzkurven a) und c) sind aufgrund der eindimensionalen Analyse konditionale Ausschlußgrenzen. Die Kurven b) und d) sind unabhängig von der Anzahl der CC-Ereignisse, da hier mehrdimensionale Analysen durchgeführt wurden. Der Punkt markiert den *best fit* mit  $1\sigma$ -Fehler bei  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$ , wie er sich aus der zweidim. Energielikelihoodanalyse ergibt.

### 8.5.7 Eindimensionaler Energie-Zeit-Likelihood

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Observablen Energie ( $E$ ), Ort ( $L$ ) und Zeit ( $T$ ) eines Ereignisses jeweils getrennt betrachtet. Dabei sind  $T$  und  $L$  bzw.  $T$  und  $E$  unabhängige Variablen, d.h. die Wahrscheinlichkeitsdichte für beide Observablen läßt sich als Produkt aus den Einzelwahrscheinlichkeiten darstellen. Diese Produktbildung ist mit  $E$  und  $L$  nicht möglich, da diese Observablen über die Oszillationsformel

$$P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}(E, L) = \sin^2(2\Theta) \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E}\right)$$

miteinander verknüpft sind. Damit ist das im Detektor erwartete Energiespektrum ortsabhängig, bzw. das Ortsspektrum abhängig von der Energie. Prinzipiell kann jedoch mit der zweidimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichte  $P(E, L)$  eine von  $\Delta m^2$  abhängige Likelihoodfunktion erstellt werden. Dies setzt jedoch voraus, daß der Untergrund ebenfalls in Form einer zweidimensionalen Dichteverteilung bestimmbar ist. Bei den etwa 2300 Untergrundereignissen, die sich im Rahmen der „pre-beam“ Analyse (-191 bis -1  $\mu s$ ) dazu verwenden lassen, ist dies jedoch nur mit unzureichender statistischer Signifikanz möglich. Die Bestimmung einer Dichtematrix für diesen Untergrund kann dennoch erfolgen, wenn das gesamte Datenmaterial, d.h. die gesamte Strahlperiode auf Untergrundsequenzen hin ausgewertet wird. Diese sehr rechenzeitaufwendige Datenauswertung von etwa 200 GByte ist in Vorbereitung [Jan95]. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Observablen Ort und Energie durch eine eindimensionale Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung mit Hilfe des Parameters  $L/E$  zu beschreiben. Diese Parameterverteilung ist auch für den Untergrund mit hinreichender Statistik aus dem „pre-beam“ Fenster bestimmbar. Die erwartete  $L/E$ -Verteilung der Positronen muß für jedes  $\Delta m^2$  mit dem KARMEN-MC ermittelt werden. Relativ zur Berechnung der Positronenergiespektren mit Hilfe der Detektorantwortmatrix (Gl. 8.5) ist hierfür ein Vielfaches an Rechenzeit notwendig. Auch diese Analysen befinden sich in Vorbereitung [Jan95].

Aus diesen Gründen wurden in dieser Arbeit nur LT- und ET-Likelihoodanalysen durchgeführt. Hierbei ergaben sich für die LT-Analysen ähnlich wie beim eindimensionalen Abstandlikelihood (Kap. 8.5.5) deutlich größere Fehler als für die ET-Analyse, weshalb auf die Darstellung der LT-Ergebnisse hier verzichtet wird.

Bei der Energie-Zeit-Auswertung wurde die Energie des prompten Ereignisses (ET-Analyse), als auch die Energie des prompten und sequentiellen Ereignisses verwendet (ETE-Analyse). Es ergibt sich analog zu Gl. 8.28 und 8.16 folgende Likelihoodfunktion:

$$l(R, R_{CC}) = - \sum_{i=1}^n \ln [A R e^{-t/\tau} e(\Delta m^2, E_i) e_s(E_i^s) + A R_{CC} e^{-t/\tau} c(E_i) c_s(E_i^s) + B(1 - R - R_{CC}) BG(E_i) BG_s(E_i^s)] \quad (8.32)$$

Bei der ET-Analyse entfallen die Verteilungen für die sequentiellen Energien. Die angewandten Schnitte entsprechen denen der Fenstermethode (Kap. 8.4), wobei ein Zeitfenster von 0.55 – 10.55  $\mu s$  ausgewertet wurde und alle Mehrfachsequenzen verworfen wurden. Die

a) 0.55 $\mu$ s – 10.55 $\mu$ s ET-Analyse						
Energie	$N_{fit}$	CC	MIN	$+\sigma$	$-\sigma$	$\sin^2(2\Theta)$
10–50 MeV	147.0	8.0	1.2	7.5	6.3	0.0086
15–50 MeV	115.0	6.9	0.2	7.5	6.3	0.0085
20–50 MeV	89.0	5.1	1.3	7.6	6.4	0.0093
25–50 MeV	71.0	2.6	0.8	7.5	6.3	0.0097
30–50 MeV	41.0	0.6	1.1	5.7	4.8	0.0089
35–50 MeV	30.0	0.0	2.0	5.0	4.2	0.0112

b) 0.55 $\mu$ s – 10.55 $\mu$ s ETE-Analyse						
Energie	$N_{fit}$	CC	MIN	$+\sigma$	$-\sigma$	$\sin^2(2\Theta)$
10–50 MeV	147	8.0	0.9	7.2	6.2	0.0084
15–50 MeV	115	6.9	-0.3	7.4	6.1	0.0081
20–50 MeV	89	5.1	0.8	7.4	6.3	0.0089
25–50 MeV	71	2.6	0.3	7.3	6.2	0.0093
30–50 MeV	41	0.6	0.9	5.7	4.7	0.0087
35–50 MeV	30	0.0	1.7	5.0	4.2	0.0109

Tabelle 8.15: Ergebnisse der Energie-Zeit-Likelihoodanalyse, wobei die Zahl der CC-Ereignisse entsprechend dem Erwartungswert berücksichtigt wurde.  $MIN = N_{fit}\hat{R}$  bezeichnet die Zahl der Ereignisse, für die  $l(R)$  minimal wird (*best fit*),  $\sigma$  die unrenormierte Standardabweichung,  $\sin^2(2\Theta)$  ist der Mischungswinkel, der im 90%-CL für große  $\Delta m^2$  (100  $eV^2$ ) ausgeschlossen werden kann.

Ergebnisse der eindimensionalen Analyse sind für  $\Delta m^2 = 100 eV^2$  in Tab. 8.15 zusammengefaßt. Dabei wurde die Zahl der erwarteten  $^{12}C(\nu_e, e^-)^{12}N_{g.s.}$  Ereignisse als konstant angenommen.

Es zeigt sich, daß für große  $\Delta m^2$  die ET- und ETE-Analyse nahezu die selben Ergebnisse liefern, wobei das 90%-CL beim ETE-Fit etwas kleiner ist. Ferner wird mit kleineren Energieintervallen, ähnlich wie beim reinen Energielikelihood, der auszuschließende Bereich schlechter. Für kleine Energiefenster erwartet man im Grenzfall das Ergebnis des Zeitlikelihoods (Tab. 8.12). Dies ist für die Schnitte 30–50 MeV und 35–50 MeV annähernd erfüllt. Insgesamt lassen sich mit dem eindimensionalen ETE-Likelihood für große  $\Delta m^2$  und einem Energieschnitt von 10–50 MeV  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.084$  im 90%-CL ausschließen. Die Ausschlußkurve ist in Abb. 8.23 dargestellt. Sie ist aufgrund der eindimensionalen Analyse eine konditionale Grenzkurve mit der Bedingung, daß sich acht CC-Ereignisse in den Daten befinden.

In Abb. 8.24 sind die Fitresultate als Funktion von  $\Delta m^2$  dargestellt. Auch die eindimensionale Energie-Zeit-Auswertung ergibt bei 6  $eV^2$  ein Signal von etwa einer Standardabweichung. Die Energie-Zeit-Likelihoodanalyse hat den Vorteil, daß aufgrund des breiten Energiefensters die Schwankungen in der Sensitivität (Abb. 8.5) weniger stark ausgeprägt sind. Damit ergibt sich insbesondere im Bereich von 6  $eV^2$  eine größere Sensitivität für

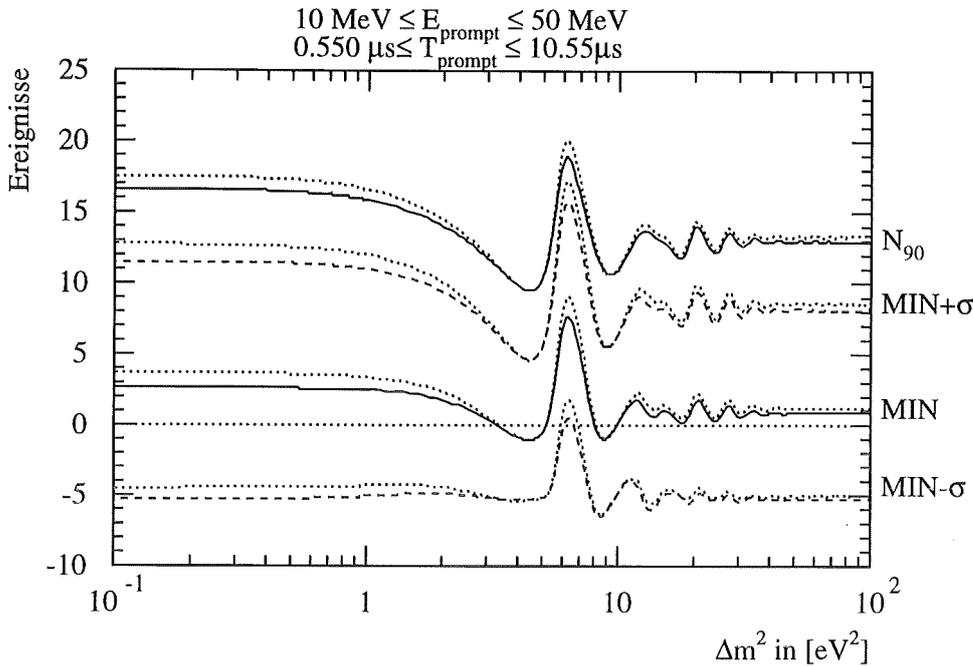


Abbildung 8.24: Anzahl der Ereignisse aus der eindimensionalen Energie-Zeit-Likelihoodanalyse. MIN bezeichnet den Wert des *best fit*,  $\sigma$  ist die unrenormierte Standardabweichung und  $N_{90}$  sind die im 90%-CL ausschließbaren Ereignisse. Die gepunkteten Linien entsprechen der ET-, die anderen der ETE-Analyse.

den Nachweis von Oszillationen und damit bessere Ausschlußgrenzen.

Um die statistischen Fluktuationen der CC-Ereignisse zu berücksichtigen, wird analog zur Energielikelihoodanalyse in Kap. 8.5.6 auch hier ein zweidimensionaler Fit durchgeführt.

### 8.5.8 Zweidimensionaler Energie-Zeit-Likelihood

Bei der zweidimensionalen Analyse wird in Gl. 8.32 neben  $R$  auch  $R_{CC}$  variiert. In Abb. 8.25 sind die Likelihoodflächen mit den Fehlerellipsen aus Tab. 8.14 angegeben. Die obere Bildhälfte zeigt das Ergebnis des ET-, die untere das des ETE-Fits für  $\Delta m^2 = 6.3 \text{ eV}^2$ . Hier zeigt sich deutlich der Einfluß des verzögerten Energiespektrums. Beim ETE-Likelihood sind die Fehler wesentlich kleiner. Bei  $6.3 \text{ eV}^2$  ist die Abweichung der beiden Analyseverfahren am größten. Zum Vergleich ist in Abb. 8.26 die Situation für  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  angegeben. Hier sind die Fehler entlang der Oszillationsachse für beide Verfahren annähernd gleich. Die Fehler entlang der CC-Achse sind jedoch deutlich verschieden. Integriert man analog zu Gl. 8.30 über eine Achse, so erhält man ein von diesem Parameter unabhängiges Ergebnis. Abb. 8.27 zeigt die so gewonnenen Resultate als Funktion von  $\Delta m^2$ . Es zeigt sich, daß innerhalb einer Standardabweichung kein Oszillationssignal auffindbar ist. Die dort angegebenen Ereigniszahlen sind unabhängig von den tatsächlich vorhandenen CC-Ereignissen. Entsprechendes gilt für die CC-Ereignisse. Al-

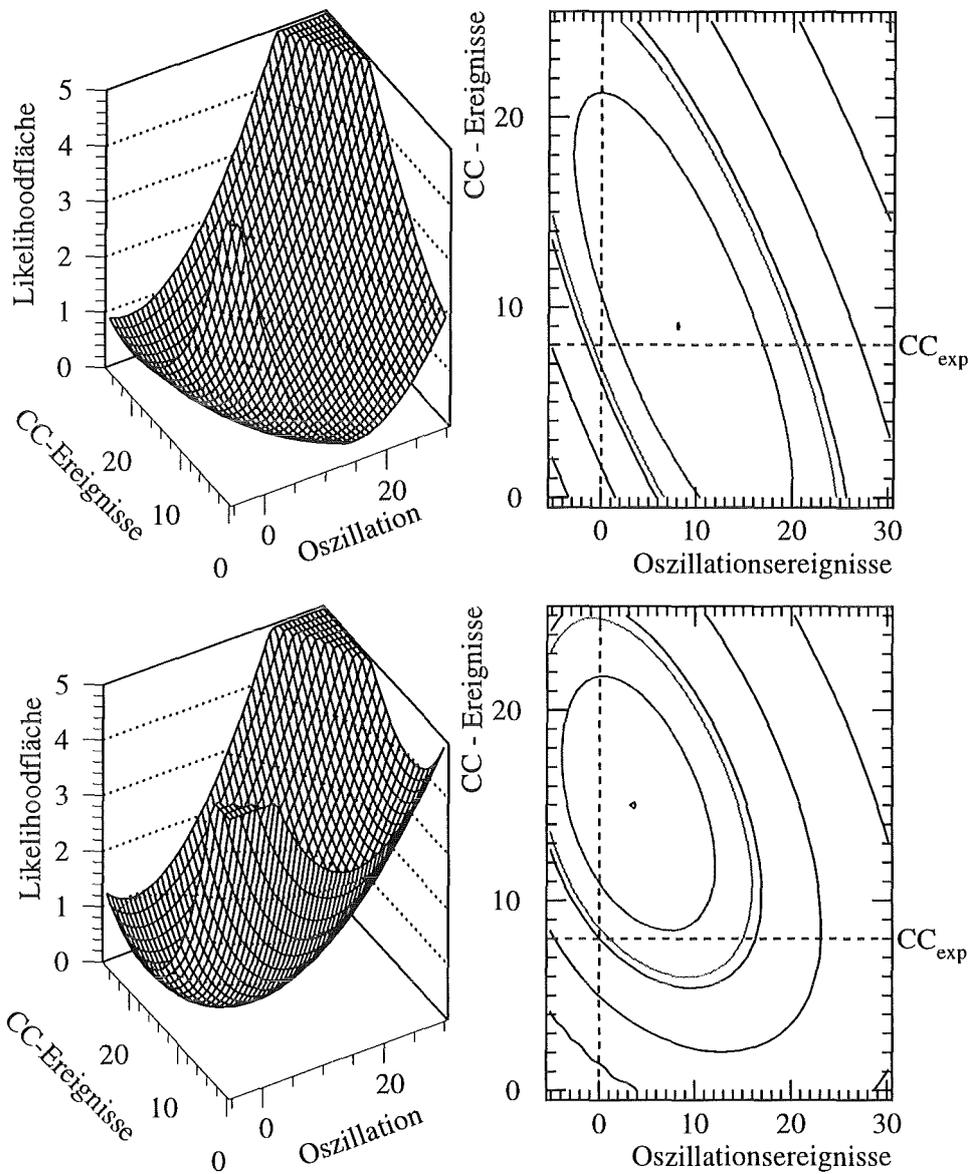


Abbildung 8.25: Likelihoodflächen für  $\Delta m^2 = 6.3 \text{ eV}^2$  ( $10 \leq E_{\text{prompt}} \leq 50 \text{ MeV}$ ) mit den Fehlerellipsen nach Tab. 8.14. Die obere Reihe zeigt das Ergebnis der ET-Analyse ( $\rho = -0.2$ ), unten ist das des ETE-Fits dargestellt ( $\rho = -0.6$ ). Die Zahl der erwarteten  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktionen ist mit  $\text{CC}_{\text{exp}}$  bezeichnet.

lerdings werden etwas zu viele  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktionen gefunden, wobei bei  $6 \text{ eV}^2$  die CC-Anzahl der erwarteten am nächsten kommt. Insgesamt favorisiert auch die zwei-dimensionale Energie-Zeit-Likelihoodauswertung eine Oszillation im Bereich von  $6 \text{ eV}^2$ , allerdings mit unzureichender statistischer Signifikanz.

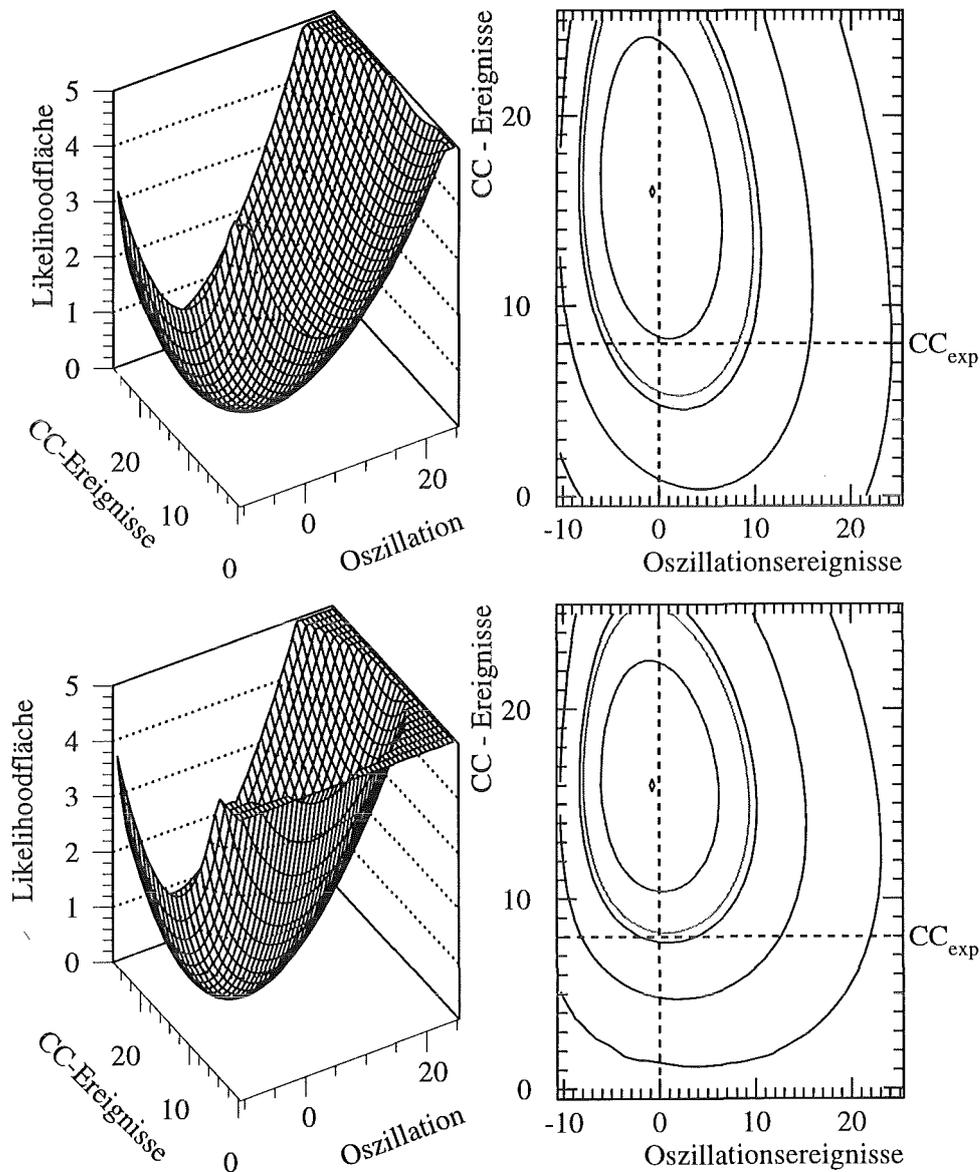


Abbildung 8.26: Likelihoodflächen für  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  ( $10 \leq E_{\text{prompt}} \leq 50 \text{ MeV}$ ) mit den Fehlerellipsen nach Tab. 8.14. Die obere Reihe zeigt das Ergebnis der ET-Analyse ( $\rho = -0.1$ ), unten ist das des ETE-Fits dargestellt ( $\rho < 0.1$ ). Die Zahl der erwarteten  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktionen ist mit  $\text{CC}_{\text{exp}}$  bezeichnet.

In Tab. 8.16 sind die Ergebnisse für verschiedene Energieschnitte und  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  zusammengefaßt. Hier zeigt sich, daß die Resultate ebenfalls weitgehend unabhängig vom gewählten Energieschnitt sind. Die Ausschlußkurve für den 10–50 MeV-Schnitt ist in Abb. 8.23 angegeben.

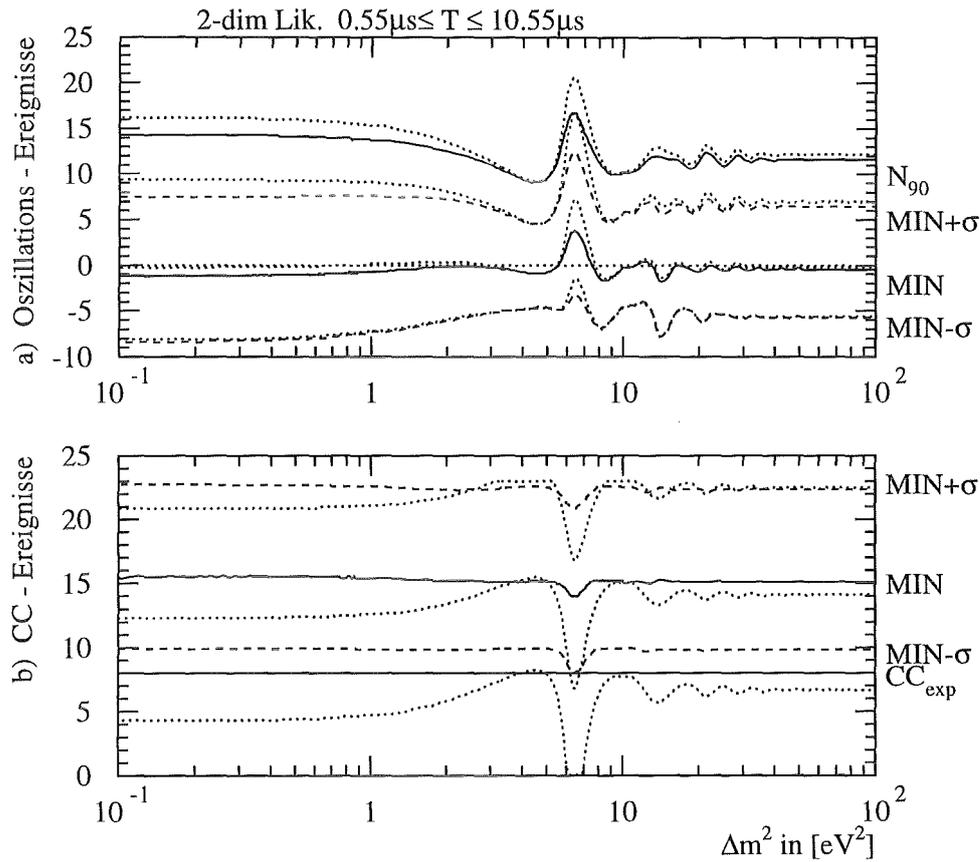


Abbildung 8.27: a) Ergebnis der zweidimensionalen Energie-Zeit-Likelihoodanalyse (10–50 MeV) nach der Integration über die CC-Ereignisse. Die gepunkteten Linien ergeben sich aus dem ET-Fit, die anderen aus der ETE-Analyse. MIN bezeichnet den Wert des *best fit*,  $\sigma$  ist die unrenormierte Standardabweichung und  $N_{90}$  sind die im 90%-CL ausschließbaren Ereignisse. b) CC-Ereignisse nach der Integration über die Oszillationsachse.

a) 0.55 $\mu$ s – 10.55 $\mu$ s ET-Analyse									
Energie	$N_{fit}$	CC	MIN-OSZ	$+\sigma$	$-\sigma$	$\sin^2(2\Theta)$	MIN-CC	$+\sigma$	$-\sigma$
10–50 MeV	147.0	8.0	-0.1	7.2	5.5	0.0079	14.1	7.5	8.4
15–50 MeV	115.0	6.9	-1.0	7.1	5.4	0.0077	13.2	7.3	6.6
20–50 MeV	89.0	5.1	-0.3	4.9	7.2	0.0082	11.2	6.3	5.5
25–50 MeV	71.0	2.7	-1.6	4.9	6.5	0.0077	13.0	4.8	4.8
30–50 MeV	41.0	0.6	0.7	4.5	5.7	0.0085	0	2	2
35–50 MeV	30.0	0.0	1.9	4.1	4.9	0.0107	0	1	1

b) 0.55 $\mu$ s – 10.55 $\mu$ s ETE-Analyse									
Energie	$N_{fit}$	CC	MIN-OSZ	$+\sigma$	$-\sigma$	$\sin^2(2\Theta)$	MIN-CC	$+\sigma$	$-\sigma$
10–50 MeV	147.0	8.0	-0.4	6.9	5.3	0.0075	15.1	7.7	5.3
15–50 MeV	115.0	6.9	-1.4	6.9	5.2	0.0073	12.4	5.3	4.6
20–50 MeV	89.0	5.1	-0.4	6.9	5.4	0.0079	9.1	4.3	3.6
25–50 MeV	71.0	2.7	-1.6	6.4	4.9	0.0076	8.6	4.4	3.1
30–50 MeV	41.0	0.6	0.8	5.6	4.5	0.0086	0	1.2	1.2
35–50 MeV	30.0	0.0	1.5	4.9	3.9	0.0104	0	1.2	1.2

Tabelle 8.16: Ergebnisse der zweidimensionalen ET- und ETE-Analyse für verschiedene Energieschnitte und  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ . MIN-OSZ bzw. MIN-CC geben jeweils die *best fit* Werte nach der Integration der Wahrscheinlichkeitsdichte über die entsprechende Achse wieder. Zusätzlich sind die unrenormierten Standardabweichungen angegeben, sowie die im 90%-CL ausschließbare Mischungsamplitude.

### 8.5.9 Untergrund durch $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen

Eine bisher nicht behandelte Untergrundquelle bilden die inversen Betazerfallsreaktionen  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ . Der dabei gebildete hochangeregte  $^{12}\text{N}$ -Kern zerfällt im wesentlichen über Protonemission, sowie mit einem kleinen Verzweungsverhältnis auch über Alpha- und Neutronemission. Dabei sind die Verzweungsverhältnisse nicht genau bekannt. Für Neutronemission kann dies bis zu einigen Prozent betragen [Kol95]. Für die  $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \mu^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion sind die Wirkungsquerschnitte und Verzweungsverhältnisse mit Hilfe der Methode der *Continuum Random Phase Approximation* berechnet worden [Kol95]. Hier ergab sich in etwa 6% der Fälle ein Neutron im Ausgangskanal. Allerdings ist zu erwähnen, daß sich der berechnete und der mit dem LSND-Detektor gemessene [Alb95] totale Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion um einen Faktor zwei unterscheiden, weshalb auch die Verzweungsverhältnisse fraglich sind.

Durch die möglichen Neutronen im Ausgangskanal erhält man damit eine Reaktionssignatur, die der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation sehr ähnlich ist. Das prompte Ereignis ist dabei das Elektron aus dem inversen Betazerfall  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ . Dieses folgt der Zeitverteilung der  $\nu_e$  und hat somit ebenfalls einen exponentiellen Verlauf von  $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ . Das sequentielle Ereignis wird vom Neutron aus dem angeregten  $^{12}\text{N}$ -Kern gebildet, welches nach Thermalisierung durch eine  $(n, \gamma)$ -Reaktion nachgewiesen wird. Somit ist die räumliche und zeitliche Koinzidenzbedingung, wie sie bei der Suche nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen gefordert wird, erfüllt. Das Energiespektrum der prompten Elektronen reicht aufgrund des  $Q$ -Werts der Reaktion bis etwa 35 MeV, es ist in Abb. 8.28 dargestellt. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, wäre ein Energieschnitt von 35 MeV notwendig. Dadurch wäre insbesondere im Bereich von  $\Delta m^2 = 6 eV^2$  ein starker Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation verbunden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit versucht, über eine dreidimensionale Likelihoodanalyse den Anteil der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen zu bestimmen, bei dem eine Neutronemission stattfindet. Dadurch wird das Resultat für die Oszillationsereignisse unabhängig von der Anzahl der tatsächlich vorhandenen  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen mit Neutronemission.

In Tab. 8.17 ist die Anzahl der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$  Ereignisse aufgeführt, die man bei 100% Neutronemission mit den Oszillationsschnitten (Kap. 8.4) erwartet. Ebenfalls angegeben sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten. Wie Tab. 8.17 zeigt, kann schon ein kleines Verzweungsverhältnis von wenigen Prozent ein Oszillationssignal vortäuschen. Dadurch ist für Schnitte kleiner als 35 MeV eine quantitative Überprüfung dieses Untergrunds erforderlich. Die Likelihoodfunktion Gl. 8.32 wurde dabei um den Summanden  $A R_{CX} e^{-t/\tau} cx(E_i) e_s(E_i^s)$  erweitert. Hierbei ist  $cx(E_i)$  das Energiespektrum der prompten Elektronen aus  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$  (Abb. 8.28).  $R_{CX}$  beschreibt den relativen Anteil der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen, die ein Neutron emittieren. Damit ergibt sich eine dreidimensionale Likelihoodfunktion mit den zu bestimmenden Parametern  $(R, R_{CC}, R_{CX})$ . Abb. 8.29 zeigt die sich ergebenden Wahrscheinlichkeitsdichten

$$L(R, R_{CC}, R_{CX}) = \exp[-l(R, R_{CC}, R_{CX})] \quad (8.33)$$

für den 10–50 MeV Energieschnitt. Dabei wurde bereits über die nicht dargestellte Variable integriert, womit die Wahrscheinlichkeitsdichte von dieser unabhängig ist. Aus den Abbildungen ergibt sich weder ein Hinweis auf Neutrinooszillation noch ein Hinweis auf

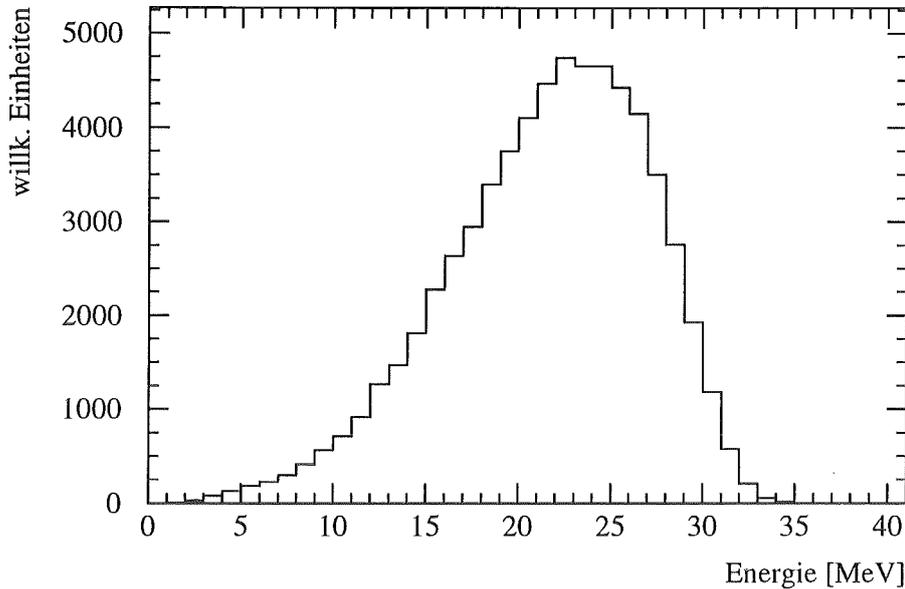


Abbildung 8.28: Energiespektrum der Elektronen aus dem inversen Betazerfall  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ . Das Spektrum wurde mit dem KARMEN-MC berechnet.

Energie	a)	b)	c)	d)	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$
10–50 MeV	0.63	0.914	0.86	0.265	107
15–50 MeV	0.56	0.914	0.86	0.265	95
20–50 MeV	0.41	0.914	0.86	0.265	70

Tabelle 8.17: Anzahl der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$  Ereignisse bei 100% Neutronemission. Im gesamten Szintillatorvolumen erwartet man 818  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind für verschiedenen Energieschnitte ebenfalls angegeben. Dabei beinhaltet a) den Energie- und *single prong* Volumenschnitt, b) ist die Stacktzeit, c) die Zeit- und d) die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit.

die Existenz von Ereignissen, die aus der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion durch abdampfen eines Neutrons resultieren. Nach einer nochmaligen Integration dieser Wahrscheinlichkeitsdichten, erhält man eindimensionale Likelihoodfunktionen, mit denen sich die Anzahl der Oszillations-, CC- und  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Ereignisse bestimmen lassen. Dabei ist das Ergebnis für eine Ereignisklasse unabhängig von der Anzahl der tatsächlich vorhandenen Ereignisse der beiden anderen Reaktionen. In Abb. 8.30 sind die Ergebnisse als Funktion von  $\Delta m^2$  dargestellt. Auch hier ergibt sich kein Hinweis auf Neutrinooszillationen. Ferner kann keine Evidenz für die Emission von Neutronen des  $^{12}\text{N}$ -Kerns gefunden werden, da das Fitergebnis für die  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Ereignisse sehr gut mit Null verträglich ist. Auch die acht erwarteten  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktionen liegen innerhalb einer Stan-

[MeV]	$CC_{exp}$	MIN	$\sigma$	$-\sigma$	sin	CC	$\sigma$	$-\sigma$	CX	$\sigma$	$-\sigma$	$CX_{90}$
10-50	8.0	-0.9	6.6	5.0	0.0072	12.8	6.3	5.6	-1.7	8.9	8.0	13.6
15-50	6.9	-1.6	6.7	5.1	0.0070	10.1	5.5	5.0	-1.0	8.4	7.7	13.2
20-50	5.1	-0.8	6.8	5.1	0.0076	7.0	4.7	3.4	1.8	6.9	6.3	12.5

Tabelle 8.18: Ergebnis der dreidimensionalen Likelihoodanalyse für verschiedene Energieschnitte. Dabei wurde die Wahrscheinlichkeitsdichte jeweils über zwei Variablen integriert. MIN bezeichnet die Oszillationsereignisse, CC die  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ -Reaktionen und CX die angeregten  $^{12}\text{N}$ -Kerne, die ein Neutron emittieren. Zusätzlich sind die jeweiligen Standardabweichungen sowie das 90%-CL für den Mischungswinkel angegeben.  $CX_{90}$  ist das 90%-CL für die  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion mit einem Neutron im Ausgangskanal.

Standardabweichung um den *best fit*. In Tab. 8.18 sind die Ergebnisse für  $\Delta m^2 = 100 eV^2$  und verschiedene Energieschnitte zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß auch die dreidimensionale Analyse weitgehend unabhängig von der unteren Grenze des Energieschnittes ist. Die Ausschlußkurve für den 10-50 MeV Schnitt ist in Abb. 8.23 angegeben.

Für die  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen, die ein Neutron im Endkanal haben, läßt sich bei einem 10-50 MeV Schnitt ein Verzweungsverhältnis von  $\Gamma_i/\Gamma_{tot} \geq 0.13$  im 90%-CL ausschließen.

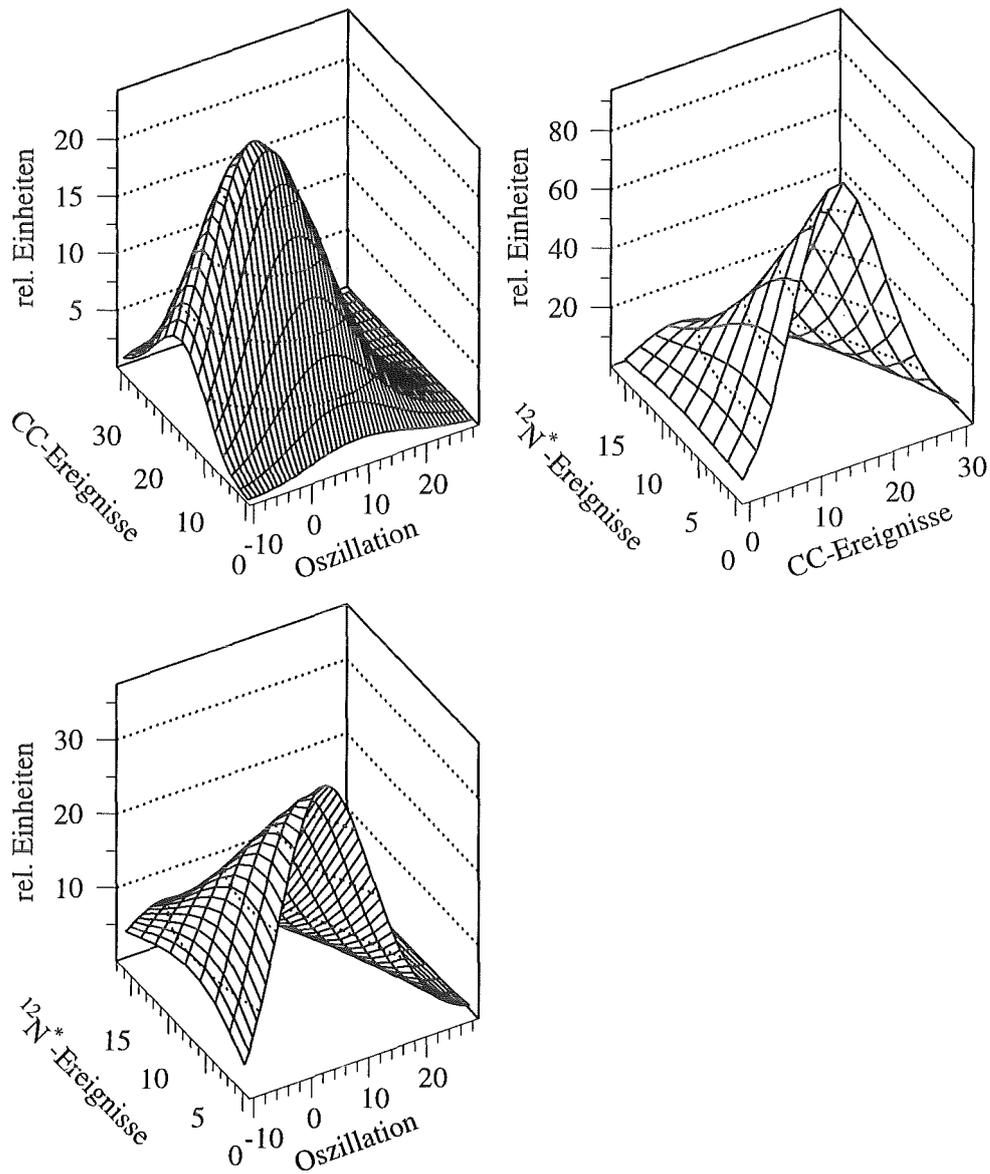


Abbildung 8.29: Wahrscheinlichkeitsdichten der dreidimensionalen Likelihoodanalyse, wobei jeweils über eine Variable integriert wurde ( $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ ).

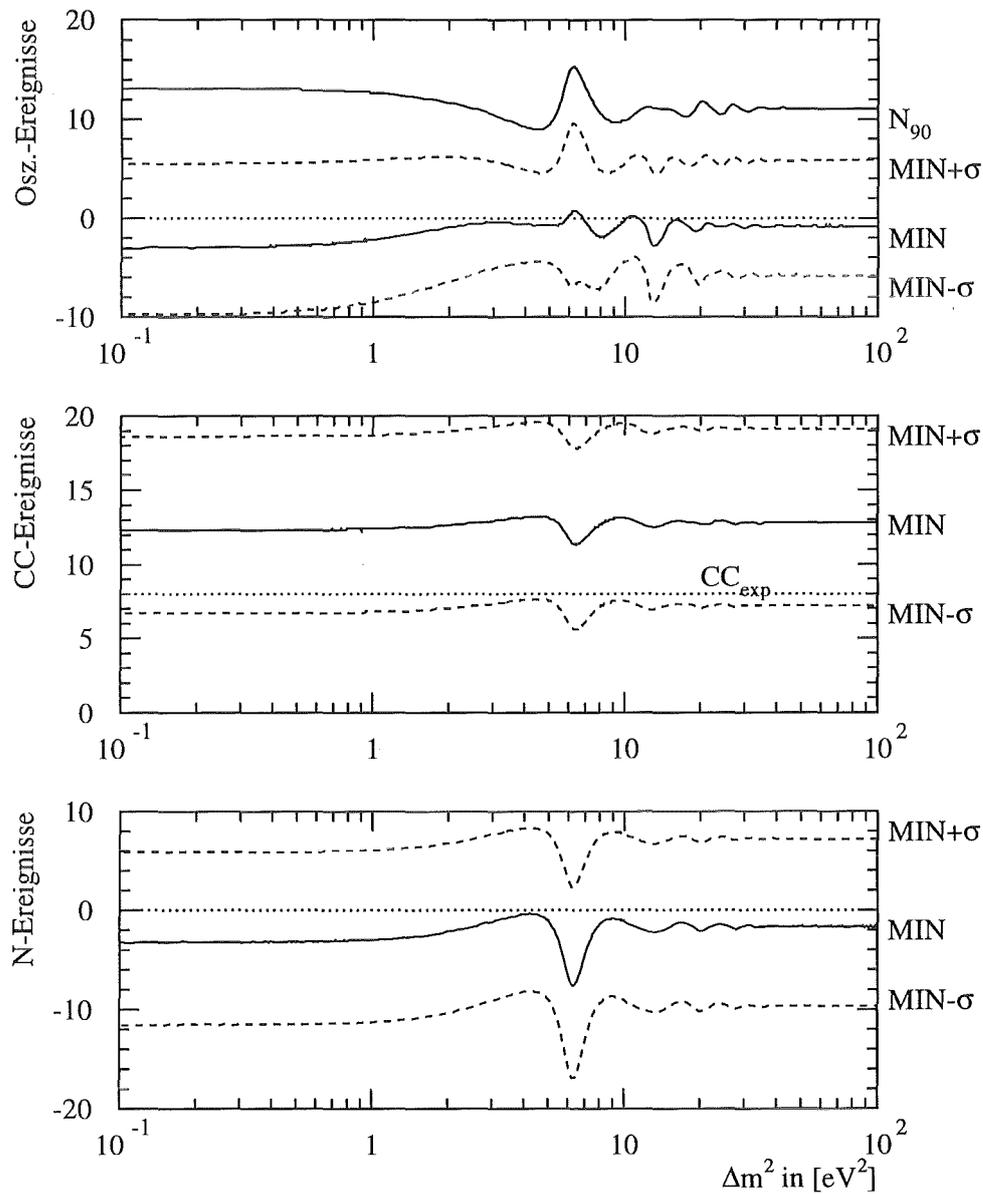


Abbildung 8.30: Ergebnis der dreidimensionalen Likelihoodanalyse (10-50 MeV). MIN gibt jeweils den *best fit* Wert an. Zusätzlich ist die Standardabweichung und bei den Oszillationsereignissen auch das 90%-CL angegeben.

### 8.5.10 Zusammenfassung der Ergebnisse für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation

Dieser Abschnitt faßt die Ergebnisse der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationsauswertung zusammen. Als Ausschlußgrenzen für den Mischungswinkel sind jeweils die 90%-Vertrauensintervalle für große  $\Delta m^2$  ( $100 \text{ eV}^2$ ) angegeben.

- **Fenstermethode:**  
Mit einem Zeitfenster von  $0.55 - 5.55 \mu\text{s}$  und einem Energieschnitt von  $10 - 50 \text{ MeV}$  läßt sich  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.021$  ausschließen (Abb. 8.12a). Hierbei handelt es sich um eine konditionale Ausschlußkurve, da das Vorhandensein von 7.2 CC-Ereignissen vorausgesetzt wurde. Mit einem Energieschnitt von  $35 - 50 \text{ MeV}$  erhält man ein von den CC-Ereignissen unabhängiges Ergebnis. Es lassen sich Werte von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.011$  ausschließen (Abb. 8.12b).
- **Zeitlikelihood:**  
Als konditionale Ausschlußgrenze ( $10 - 50 \text{ MeV}$ , 8 CC-Ereignisse) erhält man für den Mischungswinkel  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.012$  (Abb. 8.12c). Das von den CC-Ereignissen unabhängige Limit ( $35 - 50 \text{ MeV}$ ) ist  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.010$  (Abb. 8.12d).
- **Energielikelihood:**  
Mit dem Energielikelihood ( $0.55 - 5.55 \mu\text{s}$ ,  $10 - 50 \text{ MeV}$  und 7.2 CC-Ereignisse) ergibt sich ein konditionales Limit von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.010$ . Die zweidimensionale Analyse ergibt bei den gleichen Schnitten ein von der Anzahl der CC-Ereignisse unabhängiges Ergebnis von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.011$  (Abb. 8.23b).
- **Abstandlikelihood:**  
Der Abstand ist der am wenigsten sensitive Parameter zur Bestimmung von Neutrinooszillationen. Es ergibt sich eine konditionale Ausschlußgrenze von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.021$  (Abb. 8.23a).
- **Energie-Zeit-Likelihood:**  
Bei der eindimensionalen Analyse ergeben ET- und ETE-Likelihood ähnliche Oszillationsgrenzen von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.0086$  bzw.  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.0084$ . Hierbei handelt es sich ebenfalls um konditionale Grenzen, da bei der Auswertung 8 CC-Ereignisse angenommen wurden (Abb. 8.23c). Mit einem Energiefenster von  $35 - 50 \text{ MeV}$  erhält man ein von der Anzahl der CC-Ereignisse unabhängiges Ergebnis von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.011$ . Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Grenzen aus dem Zeitlikelihood und der Fenstermethode.

Eine zweidimensionale Analyse ist unabhängig von der Anzahl der CC-Ereignisse und wenig sensitiv auf die angewandten Energieschnitte. Für große  $\Delta m^2$  kann man  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.0075$  ausschließen (Abb. 8.23d).

Bei der dreidimensionalen ETE-Likelihoodanalyse wurden zusätzlich mögliche Neutronen aus den  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen berücksichtigt. Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit denen des zweidimensionalen ETE-Likelihoods überein und sind ebenfalls wenig sensitiv auf die verwendeten Energieschnitte. Für große  $\Delta m^2$  lassen sich  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.0072$  im 90%-CL ausschließen (Abb. 8.23d). Ferner ergab sich kein Hinweis auf Neutronemission bei den  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen.

Die Ausschlußgrenzen der zwei- und dreidimensionalen Energie-Zeit-Likelihoodanalyse sind unabhängig von der Anzahl der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  und  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$  Reaktionen. Ein weiterer Vorteil ist, daß die Energieschnitte sehr niedrig gewählt werden können, wodurch sich die Nachweiswahrscheinlichkeit im Bereich von  $\Delta m^2 = 6 \text{ eV}^2$  deutlich erhöht (Abb. 8.5).

Da sich bei der dreidimensionalen Analyse kein Hinweis auf die Emission von Neutronen aus der  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktionen ergab, kann als Ausschlußkurve für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation das Ergebnis der zweidimensionalen ETE-Analyse angegeben werden (Abb. 8.23d). Diese Grenzkurve ist der Kurve der dreidimensionalen Analyse sehr ähnlich und kann als konservative Ausschlußkurve betrachtet werden. Ferner erhält man mit dieser Analyse auch die Anzahl der erwarteten CC-Reaktionen, wobei der Fehler etwa  $1.3\sigma$  beträgt (Tab. 8.16, Abb. 8.27).

Bei allen Analysen ergab sich kein statistisch signifikanter Hinweis auf Neutrinooszillationen. Die Ergebnisse der Likelihoodfits sind über den gesamten  $\Delta m^2$ -Bereich ab  $\Delta m^2 \geq 0.1 \text{ eV}^2$  sehr gut mit Null verträglich.

*Mit KARMEN lassen sich für große  $\Delta m^2$  Mischungsamplituden von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.0075$  und für vollständige Mischung ( $\sin^2(2\Theta) = 1$ )  $\Delta m^2 \geq 0.11 \text{ eV}^2$  mit einem 90%-CL ausschließen. Es ergibt sich innerhalb dieses Parameterbereiches kein statistisch signifikanter Hinweis auf  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen.*

### 8.5.11 Systematische Fehler

Die bisher bestimmten Ausschlußgrenzen für den Mischungswinkel enthalten lediglich die statistischen Fluktuationen der Daten, aber keine systematischen Fehler. Der Einfluß der systematischen Fehler wird nachfolgend betrachtet.

Der Mischungswinkel ergibt sich nach Gl. 8.12

$$\begin{aligned} \sin^2(2\Theta) &= \frac{N(\Delta m^2)}{N_{\text{vis}}(\Delta m^2)} \\ &= \frac{N(\Delta m^2)}{N_{\text{vis}}(100 \text{ eV}^2)} \bigg/ \frac{\epsilon_{e^+}(\Delta m^2)}{\epsilon_{e^+}(100 \text{ eV}^2)} \end{aligned}$$

Dabei ist  $N_{\text{vis}}(100 \text{ eV}^2)$  die Zahl der Ereignisse, die nach Anwendung aller Schnitte (Tab. 8.8) bei maximaler Mischung ( $\sin^2(2\Theta) = 1$ ) erwartet werden.  $N_{\text{vis}}(100 \text{ eV}^2)$  ist mit folgenden systematischen Fehlern behaftet.

- Der systematische Fehler des Neutrinoflusses ist 6.7%.
- Für ein Ereignis mit Energien größer als 10 MeV ergibt sich bei der Anwendung von Volumenschnitten entlang der Modulachse ( $x \leq 150 \text{ cm}$ ) durch den Walk eine Unsicherheit von etwa 4 cm (Abb. 5.14). Der systematische Fehler beträgt damit etwa 3%.

- Der Zeitfehler kann bei der Auswertung des  $\bar{\nu}_\mu$ -Fensters vernachlässigt werden, da er nur  $\pm 2 \text{ ns}$  beträgt (Kap. 5.4.2).
- Durch die Stack-Totzeit ergibt sich ein Fehler von etwa 0.5%, da die Totzeit zeitlich nicht konstant ist (Abb. 8.13).
- Die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit wird mit einem systematischen Fehler von 5% angenommen [Jan95b].
- Der systematische Fehler der Sensitivität des Detektors  $\epsilon_{e^+}(\Delta m^2)/\epsilon_{e^+}(100 \text{ eV}^2)$  wird aufgrund der Quotientenbildung vernachlässigt.

Damit beträgt der gesamte systematische Fehler für  $N_{vis}(100 \text{ eV}^2)$  8.9%.

Es wird angenommen, daß der wahre Wert  $N1$  der erwarteten Positronen um  $N_{vis}$  normalverteilt ist, wobei die Standardabweichung durch den systematischen Fehler bestimmt wird.

$$G_1(N1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} e^{-\frac{(N1 - N_{vis}(100 \text{ eV}^2))^2}{2\sigma_1^2}}$$

$$\sigma_1 = 0.089 N_{vis}(100 \text{ eV}^2)$$

Aus der Likelihoodanalyse erhält man den *best fit* Wert  $\hat{N}$  und das 90%-Vertrauensintervall  $N_{90}$ . Geht man davon aus, daß die wahre Anzahl der Positronen ebenfalls gaußverteilt ist, so bestimmen  $\hat{N}$  und  $N_{90}$  die Standardabweichung  $\sigma_2$  dieser Verteilung  $G_2(N)$ .

$$G_2(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} e^{-\frac{(N - \hat{N})^2}{2\sigma_2^2}}$$

Aus den beiden unabhängigen Verteilungen  $G_1(N1)$  und  $G_2(N)$  läßt sich die Verteilung  $F(\sin^2(2\Theta))$  von  $\sin^2(2\Theta)$  bestimmen.

$$F(\sin^2(2\Theta)) = \int \int G_1(N1) G_2(N) \Big|_{\sin^2(2\Theta) = \frac{N}{N1} / \frac{\epsilon_{e^+}(\Delta m^2)}{\epsilon_{e^+}(100 \text{ eV}^2)}} dN dN1$$

Dabei ist die Integration unter der angegebenen Nebenbedingung durchzuführen. Aus der Verteilung  $F(\sin^2(2\Theta))$  lassen sich dann renormierte Vertrauensintervalle bestimmen. Die Abweichung des so ermittelten 90%-Werts, relativ zu den Ausschlußkurven ohne Berücksichtigung der systematischen Fehler, ist kleiner als 2%. Damit ist der Einfluß der systematischen Fehler kleiner als die Streuung der Ausschlußgrenzen durch die Anwendung verschiedener Schnitte bei der Datenanalyse. Aus diesem Grund kann der systematische Fehler bei der Angabe der Ausschlußgrenzen vernachlässigt werden.

## Kapitel 9

# Vergleich der KARMEN–Oszillationsgrenzen mit anderen Experimenten

Seit durch Beschleuniger und Kernreaktoren starke Neutrinoquellen zur Verfügung stehen, wurde eine Vielzahl von Oszillationsexperimenten durchgeführt. Der durch KARMEN ausgeschlossene Parameterbereich für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation wird in diesem Abschnitt mit den jüngsten Oszillationsexperimenten verglichen. Mit Ausnahme des LSND– [Ath95] und PS191–Experiments [Ber86] ergab sich bisher kein Hinweis auf Neutrinooszillationen.

### CHARM II [Vi194]

Mit dem CHARM II–Detektor wurde nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  und  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  *appearance* Oszillationen gesucht. Das Experiment wurde am CERN SPS mit einem *wide band* Neutrinostrahl durchgeführt. Der Detektor war zur Analyse der  $\nu_\mu e^-$  und  $\bar{\nu}_\mu e^-$ –Streuung konzipiert. Die mittlere Neutrinoenergie betrug etwa 20 GeV. Während der fünfjährigen Meßzeit von 1987–1991 wurden  $2.6 \times 10^{19}$  Protonen auf das Target akkumuliert. Als  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ )–Quelle dienten  $\pi^-$  ( $K^-$ ) und  $\pi^+$  ( $K^+$ ) Zerfälle, wobei die Trennung der Neutrinos von den Antineutrinos über die magnetische Ablenkung der Pionen und Kaonen erfolgte. Das integrale Flußverhältnis  $\Phi_{\bar{\nu}_\mu} / \Phi_{\nu_\mu}$  betrug während des Meßzeitraums 1.2. Insgesamt wurden durch CHARM II  $10^7$  Ereignisse nachgewiesen, die durch den geladenen schwachen Strom induziert waren.

Der Detektor bestand aus einem 700 t schweren und 35 m langen Kalorimeter, an das sich ein Myonspektrometer anschloß. Das Kalorimeter war in Form einer Sandwichstruktur aus Glas, *streamer tubes* und Plastiksziintillatoren aufgebaut. Der Abstand des Detektors zur Neutrinoquelle betrug etwa 650 m.

Für die Suche nach Neutrinooszillationen wurde die Anzahl der  $\nu_e n \rightarrow pe^-$  und  $\bar{\nu}_e p \rightarrow ne^+$  Reaktionen mit der erwarteten Anzahl verglichen. Dabei wurden die  $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ )–Flüsse mit Hilfe eines MC aus den Pion– und Kaonzerfällen bestimmt. Die Detektornachweiswahrscheinlichkeit wurde über die CC–Reaktionen  $\nu_\mu N \rightarrow \mu N^*$  und MC–Rechnungen ermittelt.

Insgesamt ergab sich ein  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ -Überschuß von  $139 \pm 74$  ( $126 \pm 103$ ) Ereignissen. Das Ergebnis wurde von der Kollaboration als ein mit Null verträgliches Signal interpretiert, da die erwarteten  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ -Ereignisse konservativ berechnet wurden. Damit ergaben sich folgende Oszillationsgrenzen im 90%-CL:

1.  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \leq 4.7 \times 10^{-3}$
2.  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \leq 2.4 \times 10^{-3}$
3.  $P(\nu_\mu \bar{\nu}_\mu \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \leq 2.8 \times 10^{-3}$

Dabei wurde in 3. die Gültigkeit von CP vorausgesetzt und die  $\nu_e$ - mit den  $\bar{\nu}_e$ -Ereignissen kombiniert.

Für große  $\Delta m^2$  läßt sich  $\sin^2(2\Theta) \geq 5.6 \times 10^{-3}$  im 90%-CL ausschließen. Die Ausschlußkurve ist in Abb. 9.1 dargestellt.

#### BNL-E776 [Bor92]

Das Experiment wurde 1986 am Brookhaven National Laboratory (BNL) durchgeführt. Der Detektor bestand aus einem 230 t schweren Kalorimeter, das aus einer Sandwichstruktur von Proportionaldriftkammern und Betonabsorbern aufgebaut war. Die Impuls- und Ladungsbestimmung der Myonen erfolgte in einem Myonspektrometer. Der Abstand zur Neutrinoquelle betrug 1 km. Die Neutrinoenergien waren im Bereich von  $0 \leq E_\nu \leq 10 \text{ GeV}$ . Als Neutrinoquelle dienten Pion- und Kaonzerfälle. Es wurden zwei Oszillationsanalysen durchgeführt, wobei eine Ladung von  $3 \times 10^{19}$  Protonen auf das Target geschossen wurde. Bei der Analyse der *narrow band*  $\nu_\mu$ -beam Daten ergab sich  $\sin^2(2\Theta) \leq 0.016$  für große  $\Delta m^2$  und  $\Delta m^2 \leq 0.1 \text{ eV}^2$  für  $\sin^2(2\Theta) = 1$ . Die Neutrinoenergie betrug im Mittel etwa 1.4 GeV [Blu89].

Die Analyse der *wide band*  $\nu_\mu$ -beam Daten ergab einen deutlich größeren Ausschlußbereich von  $\Delta m^2 \leq 0.075 \text{ eV}^2$  für  $\sin^2(2\Theta) = 1$  und  $\sin^2(2\Theta) \leq 0.003$  für große  $\Delta m^2$  [Bor92]. Hierbei wurden 136 (47) strahlkorrelierte  $e^-$ -Ereignisse bei positiver (negativer) Hornpolarität nachgewiesen. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Zahl der erwarteten Ereignisse von  $131 \pm 32$  ( $62 \pm 17$ ). Dabei wurde eine  $\nu_e/\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu$ ) -Kontamination von  $6.8 \times 10^{-3}$  ( $6.3 \times 10^{-3}$ ) berücksichtigt. Die Ausschlußkurven wurden über ein *maximum likelihood* Verfahren bestimmt. Hierbei wurde der gesamte Energiebereich  $0 \leq E \leq 10 \text{ GeV}$  berücksichtigt. Die in Abb. 9.1 angegebene Grenzkurve ist eine Kombination der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  und  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Ausschlußgrenzen. Diese Oszillationsgrenzen sind bisher die sensitivsten durch Beschleunigerexperimente bestimmten Grenzen.

#### PS191 [Ber86]

PS191 wurde am CERN durchgeführt und suchte nach Zerfällen schwerer Neutrinos. Dabei wurde ein  $\nu_\mu$ -Strahl mit einer mittleren Energie von 800 MeV und einer  $\nu_e/\nu_\mu$ -Kontamination von  $(0.7 \pm 0.2)\%$  verwendet. Neutrinofluß und Kontamination wurden über ein MC berechnet. Es wurde ein *beam excess* von  $23 \pm 8$  Ereignissen gemessen, der als  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillation mit  $\sin^2(2\Theta) \sim (2 - 4)\%$  und  $\Delta m^2 \sim (5 - 10) \text{ eV}^2$  interpretiert wurde. Allerdings könnte der Überschuß auch durch eine erhöhte Kontamination von  $(2 \pm 0.5)\%$  erklärt werden, weshalb die Oszillationsinterpretation angezweifelt wird.

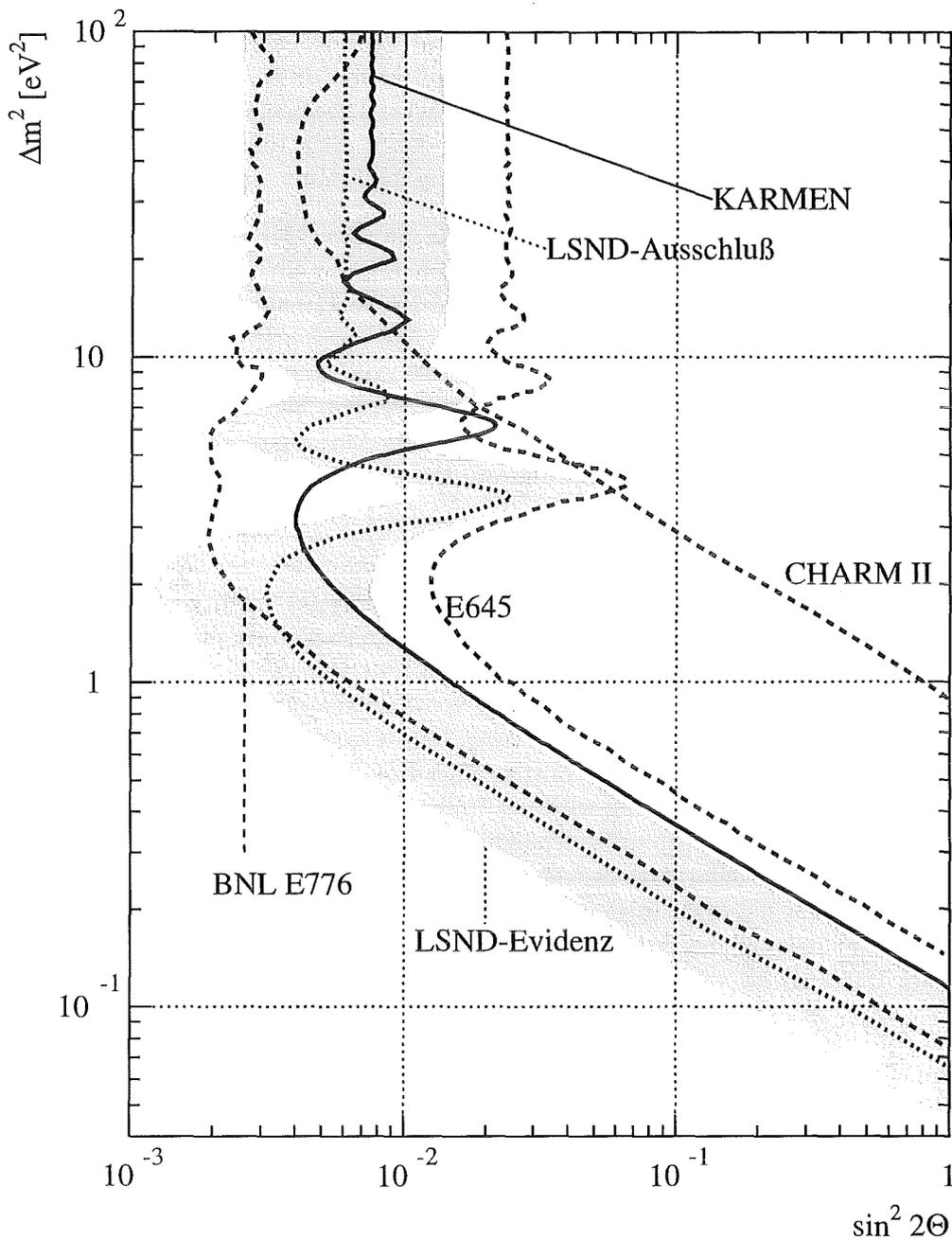


Abbildung 9.1: Ausschlußkurven der angegebenen Experimente (90%-CL) und der von LSND bestimmte Parameterbereich für  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation (90%-CL).

#### LAMPF E645 [Fre93]

Das E645-Experiment wurde an der Los Alamos Meson Physics Facility (LAMPF) von 1987–1989 durchgeführt. Die Neutrinoquelle bildete ein *beam stop* Target, auf das Protonen mit einer Energie von 800 MeV geschossen wurden. Analog zum ISIS-Target entstanden

die Neutrinos aus den Pion- und Myonzerfällen und hatten damit die gleiche Energieverteilung. Man erhält  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\nu_e$  mit gleicher Intensität und Energien bis 53 MeV. Aufgrund der Targetgeometrie und Zusammensetzung traten etwa 2% hochenergetische Neutrinos (bis 280 MeV) auf, die aus Pionzerfällen im Flug resultieren. Die  $\bar{\nu}_e/\nu_e$ -Kontamination war kleiner als  $5 \times 10^{-4}$ . Aufgrund des gepulsten Linearbeschleunigers (800  $\mu$ s Pulse mit 120 Hz) ergab sich ein *duty factor* von 6%. Dieser war damit etwa 100 mal größer als bei ISIS. Der Abstand zwischen Quelle und Detektor betrug 26.6 m.

Der Detektor war von einem aktiven äußeren Antizähler umgeben, der jetzt als Antizähler des LSND-Detektors dient. Das 20 t schwere Kalorimeter war aus mehreren Ebenen, jeweils bestehend aus Flüssigszintillationsmodulen und Proportionaldriftkammern aufgebaut. Nach drei Jahren Meßzeit und einer akkumulierten Ladung von 13781 Coulomb ergab sich kein Hinweis für eine  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation. Für große  $\Delta m^2$  konnte  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.024$  und für  $\sin^2(2\Theta) = 1$ ,  $\Delta m^2 \geq 0.14 \text{ eV}^2$  ausgeschlossen werden. Ferner wurden Grenzen für die Majorana-Oszillation  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  angegeben. Für große  $\Delta m^2$  ergab sich ein Ausschluß von  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.032$  für die  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation. Die Ausschlußkurve für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation ist in Abb. 9.1 angegeben.

LSND [Hil95], [Ath95]

Der LSND-Detektor befindet sich an der Los Alamos Meson Physics Facility. Der Detektor ist ein auf Mineralölbasis aufgebauter, zylinderförmiger Čerenkovzähler mit 170 t aktiver Masse. Seine Länge beträgt 8.3 m, der Durchmesser 5.7 m, der effektive Abstand zum Target ist 29.8 m. Durch eine geringe Beimischung von Szintillator ist es möglich, neben dem Čerenkov- auch Szintillationslicht nachzuweisen. Damit kann die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen über den inversen Betazerfall  $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$  mittels einer Koinzidenzsignatur nachgewiesen werden. Durch die Koinzidenzbedingung wird der Untergrund erheblich reduziert. Das  $e^+$  wird über den Čerenkovkegel als promptes Ereignis bestimmt. Ähnlich wie bei KARMEN wird das Neutron über das Szintillationslicht der Gammastrahlung aus der Neutroneneinfangreaktion  $n + p \rightarrow d + 2.2 \text{ MeV}$  in räumlicher und zeitlicher Koinzidenz zum Positron nachgewiesen. Dabei beträgt das Verhältnis zwischen Čerenkov- und Szintillationslicht etwa 1 : 5. Der Detektor ist vom aktiven Antizähler des ehemaligen E645-Experiments umgeben.

Als Neutrinoquelle dient wie bei E645 das *beam stop* Target des LAMPF Linearbeschleunigers. Durch diese Quelle werden die Neutrinos, ihr Intensitätsverhältnis und ihre Energieverteilung in der gleichen Weise wie bei ISIS produziert. Die  $\bar{\nu}_e/\nu_e$ -Kontamination beträgt  $4 \times 10^{-4}$  und ist damit etwa gleich der Kontamination, wie sie bei ISIS auftritt. Im Unterschied zur ISIS-Quelle entstehen wie beim E645-Experiment auch hochenergetische Neutrinos. Mit diesen war es möglich, den Wirkungsquerschnitt der CC-Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \mu^-)X$  zu bestimmen [Alb95]. Das wesentliche Ziel des LSND-Experiments ist jedoch die Suche nach Neutrinooszillationen.

Die Auswertung der bisherigen Daten (1993/1994), mit einer akkumulierten Ladung von 7691 Coulomb, ergab zwei verschiedene Interpretationen bezüglich der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation.

Bei der Anwendung restriktiver Volumenschnitte ergab sich kein Hinweis auf Neutrinooszillation [Hil95]. Die verwendeten Schnitte optimieren das Signal-zu-Untergrundverhältnis. Ferner wurde bei dieser Analyse kein komplexer Likelihoodparameter zur Ereignis-

klassifikation verwendet und nur die Daten von 1994 (70% der insgesamt aufgenommenen Daten) ausgewertet. Es ergaben sich 5 strahlkorrelierte Ereignisse mit einer  $(e^+, \gamma)$ -Koinzidenz, wobei 6.2 Untergründereignisse erwartet wurden. Damit läßt sich für große  $\Delta m^2$  ein  $\sin^2(2\Theta) \geq 0.006$  und für  $\sin^2(2\Theta) = 1$  ein  $\Delta m^2 \geq 0.07 \text{ eV}^2$  im 90%-CL ausschließen. Es ergibt sich kein Hinweis auf  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation, die Ausschlußkurve ist in Abb. 9.1 dargestellt.

Eine zweite Analyse [Ath95], die den komplette Datensatz ausgewertet hat, findet mit einer Likelihoodauswertung 9 strahlkorrelierte  $(e^+, \gamma)$ -Sequenzen, wobei der Untergrund nur  $(2.1 \pm 0.3)$  Ereignisse beträgt. Hierbei wurde ein größeres Volumen als bei der erstgenannten Analyse ausgewertet. Interpretiert man das Ergebnis im Sinne einer  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation, so ergibt sich eine Oszillationswahrscheinlichkeit von  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = (0.34_{-0.18}^{+0.20} \pm 0.07)\%$  für den Bereich der maximalen LSND-Sensitivität bei  $\Delta m^2 = 2 \text{ eV}^2$ . Der Evidenzbereich ist im 90%-CL in Abb. 9.1 als grau unterlegte Fläche dargestellt.

Da beide Analysen eine sich widersprechende Anzahl von Untergründereignissen ergeben, ist eine Interpretation der Ergebnisse im Sinne einer Oszillation fraglich. Bei der Analyse nach [Ath95] wurde ein komplexer Teilchenidentifikationsparameter in einer Likelihoodanalyse verwendet, wodurch sich der Untergrund im Vergleich zur ersten Analyse erheblich reduziert.

Eine Analyse der 3-Flavour-Neutrinomischungsmatrix, bei der mehrere Ausschlußkurven von Reaktor- und Beschleunigerexperimenten kombiniert wurden, ergab bei Berücksichtigung des „positiven“ LSND-Resultats eine ungewöhnliche Mischungsmatrix [Bil95]. Dabei ist die erwartete Hierarchie der Kopplungskonstanten in der  $3 \times 3$ -Mischungsmatrix nicht mehr gegeben.

Die inkonsistenten Resultate der beiden Datenanalysen, sowie die eigenartige Form der Mischungsmatrix machen es erforderlich, das LSND-Resultat durch ein unabhängiges Experiment wie KARMEN zu überprüfen. Da LSND weiter Daten aufnimmt, kann eine einheitliche Interpretation der Ergebnisse in näherer Zukunft erwartet werden.

Abb. 9.1 zeigt, daß ein großer Teil des von LSND vorgeschlagenen Evidenzbereichs bereits durch das BNL-E776 Experiment ausgeschlossen ist. KARMEN schließt zusätzlich den Bereich bei  $3 \text{ eV}^2$  aus. Derzeit ist KARMEN das einzige laufende Experiment, das in der Lage ist, die LSND Resultate zu überprüfen. Hierzu ist allerdings eine Verbesserung der Abschirmung notwendig.

Eine Überprüfung durch KARMEN hat den Vorteil, daß beide Experimente annähernd die gleiche Neutrinoquelle haben und der Neutrinofluß mit dem gleichen MC [Bur90] bestimmt wird. Dadurch sind die Ergebnisse beider Experimente direkt vergleichbar, da die systematischen Fehler, die durch die Unsicherheit im Neutrinofluß dominiert werden, exakt gleich sind.

Durch die unterschiedliche Entfernung der beiden Experimente zur Neutrinoquelle ergeben sich für den Nachweis von Oszillationen unterschiedliche Sensitivitäten bezüglich  $\Delta m^2$ . Die Maxima und Minima der Sensitivität beider Experimente verhalten sich annähernd komplementär (Abb. 9.2). Ein wesentlicher Unterschied der bisherigen LSND- und KARMEN-

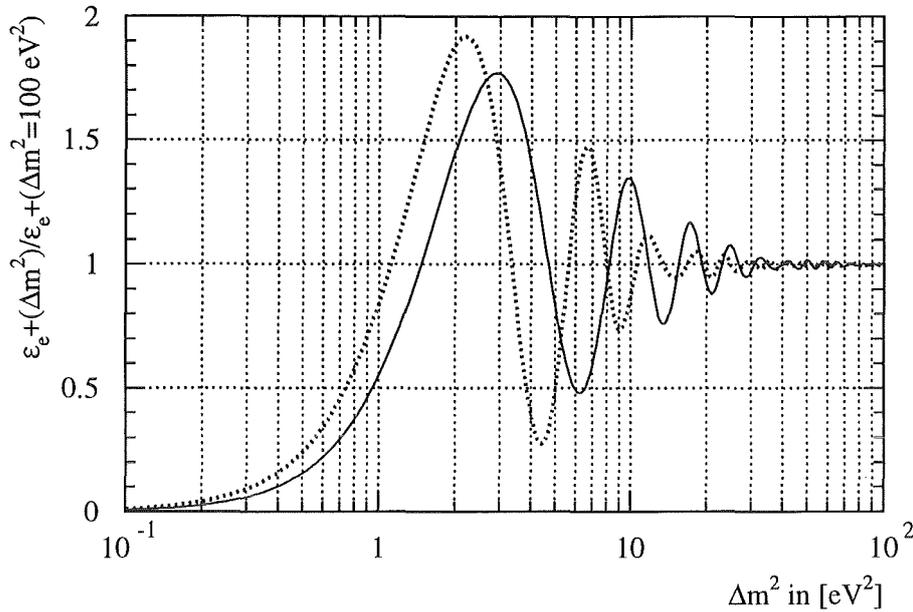


Abbildung 9.2: Sensitivitätskurven des LSND- (Punkte) und KARMEN-Experiments. Die LSND-Kurve wurde für den Energieschnitt von 36–60 MeV und das gesamte Detektorvolumen berechnet. Dabei wurde eine Energieauflösung von  $42\%/\sqrt{E [\text{MeV}]}$  angenommen. Die sich ergebenden Energiespektren der Positronen aus der  $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ -Reaktion sind im Anhang C dargestellt. Die KARMEN-Kurve bezieht sich auf einen 10–50 MeV Schnitt und das *single prong* Volumen (35–50 MeV, siehe Abb. 8.5).

Auswertung besteht in der Wahl des Energiefensters. Um die neutrinoinduzierten Reaktionen der Form  $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow X + e^-$  zu unterdrücken, wurde bei LSND ein Energieschnitt von 36–60 MeV gewählt. Die 60 MeV Grenze ist durch die Verbreiterung der Positronenspektren durch die schlechtere Energieauflösung von  $42\%/\sqrt{E [\text{MeV}]}$  [Lou95] bedingt. Der hohe Energieschnitt hat den Nachteil, daß die Sensitivität von LSND (Abb. 9.2) für den Nachweis der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen im  $\Delta m^2$ -Bereich von 4–5  $eV^2$  erheblich verringert wird (vergleichbar mit Abb. 8.5) und die Maxima und Minima der Sensitivität wesentlich ausgeprägter sind.

Bei KARMEN wurden die CC-Ereignisse durch eine mehrdimensionale Likelihoodauswertung berücksichtigt, wodurch die Auswertung eines Energiebereiches von 10–50 MeV möglich ist. Durch das breitere Energiefenster und die bessere Energieauflösung des KARMEN-Detektors ( $12\%/\sqrt{E [\text{MeV}]}$ ), verfügt dieser über bessere spektroskopische Eigenschaften. Dadurch lassen sich die Parameter einer möglichen Neutrinooszillation genauer bestimmen. Zur Verdeutlichung der spektroskopischen Eigenschaften beider Detektoren sind im Anhang C die Energiespektren der Positronen für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation dargestellt.

Nimmt man an, daß tatsächlich Neutrinooszillationen mit der von LSND gemessenen Oszillationswahrscheinlichkeit existieren, so kann die Anzahl der erwarteten Ereignisse im KARMEN-Detektor berechnet werden. Dabei ist zu beachten, daß  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$  nur für große  $\Delta m^2$  eine experimentunabhängige Größe ist und für jedes andere  $\Delta m^2$  gemäß der Sensitivität des LSND-Detektors (Abb. 9.2) der Mischungswinkel berechnet werden muß.

$$\sin^2(2\Theta)|_{\Delta m^2} = \frac{2P}{\frac{\epsilon_{e+}(\Delta m^2)}{\epsilon_{e+}(100eV^2)}|_{LSND}} \quad (9.1)$$

Die Zahl der erwarteten Ereignisse im KARMEN-Detektor ergibt sich dann mit Hilfe dieses Mischungswinkels und der Anzahl der erwarteten Ereignisse  $N_1$  für  $\sin^2(2\Theta) = 1$  (Tab. 8.9).

$$N_{exp}(\Delta m^2) = \sin^2(2\Theta)|_{\Delta m^2} N_1 \frac{\epsilon_{e+}(\Delta m^2)}{\epsilon_{e+}(100eV^2)}|_{KARMEN} \quad (9.2)$$

Abb. 9.3 zeigt die Anzahl der erwarteten Ereignisse  $N_{exp}$  für die Oszillationswahrscheinlichkeit von LSND  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0.34\%$  (bei  $\Delta m^2 = 2eV^2$ ). Zusätzlich ist die Anzahl der Ereignisse dargestellt, die mit KARMEN im Rahmen der zweidimensionalen ETE-Likelihoodanalyse (Abb. 8.27) möglichen  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen zugeordnet werden können. Die Abbildung macht deutlich, daß die derzeitigen statistischen Fehler des KARMEN-Experiments noch zu groß sind, um das LSND-Resultat zu bestätigen oder auszuschließen. Die erwarteten Ereignisse liegen innerhalb des 90%-Vertauensintervalls von KARMEN. Lediglich der  $\Delta m^2$ -Bereich von 3–5  $eV^2$  ist im 90%-CL ausgeschlossen, wie auch aus Abb. 9.1 ersichtlich ist. Im Bereich von  $\Delta m^2 \approx 6.3eV^2$  findet man mit KARMEN etwa die Anzahl von Ereignissen, die man mit der von LSND bestimmten Oszillationswahrscheinlichkeit erwarten würde. Dabei ist zu beachten, daß nahezu bei allen Likelihoodanalysen der KARMEN-Daten dieser  $\Delta m^2$ -Bereich für ein Oszillationssignal favorisiert wird. Allerdings ist das Signal aufgrund der großen Fehler und der geringen Anzahl der erwarteten Oszillationsereignisse statistisch nicht signifikant. Weiter sei erwähnt, das genau für diesen Bereich die Sensitivität von KARMEN ein Minimum, die von LSND ein Maximum hat (Abb. 9.2). Daher ist es für KARMEN schwer, Oszillationen in diesem Bereich statistisch signifikant nachzuweisen. Hierfür ist eine längere Meßzeit und eine Verbesserung der Nachweiswahrscheinlichkeit erforderlich.

Ziel des KARMEN-Experiments ist es, in den nächsten drei Jahren den Evidenzbereich von LSND möglichst vollständig zu überprüfen. Aufgrund des sequentiellen Untergrunds (Kap. 7.4) kann mit dem bisherigen Experimentbetrieb dieses Ziel nicht erreicht werden. Um die Oszillationsgrenzen deutlich zu verbessern (Faktor 6), ist es notwendig, den Untergrund nahezu vollständig zu unterdrücken. Zusätzlich muß die Neutronnachweiswahrscheinlichkeit deutlich gesteigert werden. Das nächste Kapitel gibt einen kurzen Ausblick über die mit KARMEN erreichbaren Oszillationsgrenzen und die dazu erforderlichen Änderungen in der Abschirmung.

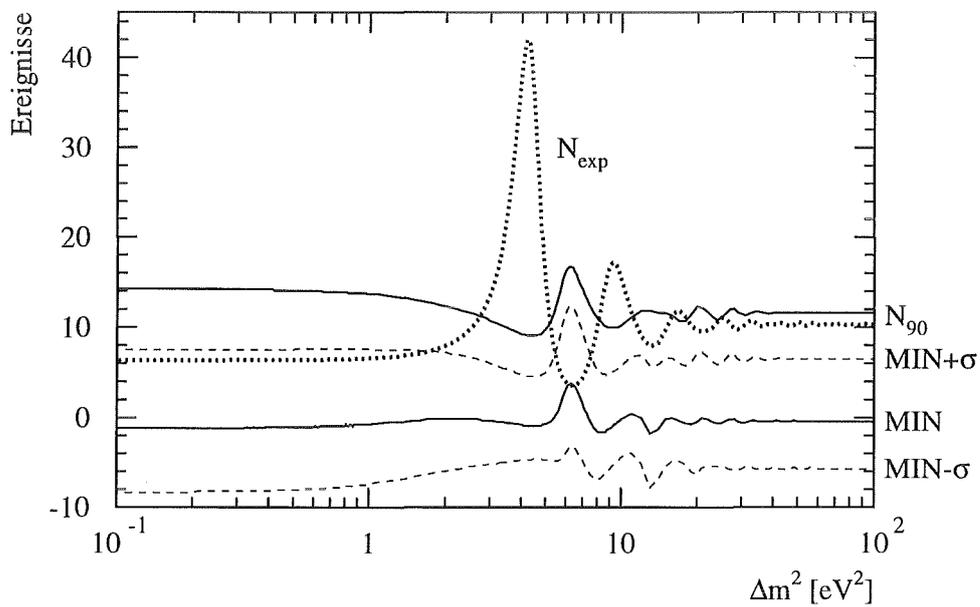


Abbildung 9.3: Anzahl  $N_{\text{exp}}$  der im KARMEN-Detektor erwarteten Ereignisse für  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)|_{\text{LSND}} = 0.34\%$ .  $\text{MIN}$  gibt die Zahl der Ereignisse für den *best fit* der zweidimensionalen ETE-Likelihoodanalyse der KARMEN-Daten wieder (10–50 MeV). Ferner sind die nicht renormierten Standardabweichungen und das renormierte 90%-CL angegeben.

## Kapitel 10

# Abschätzung der Oszillationslimits von KARMEN

Die mit dem KARMEN-Experiment erzielbare Oszillationsgrenzen sind prinzipiell durch die Kontamination der  $\bar{\nu}_e$  aus dem  $\pi^-$ -Zerfall vorgegeben. Um diese Grenze zu unterschreiten, wäre eine lange Meßzeit erforderlich, um über die Form des Energiespektrums die Kontaminationsereignisse von möglichen Oszillationen zu trennen. Dies ist nur für bestimmte  $\Delta m^2$  möglich (siehe Kap. 8.3, Abb. 8.7) <sup>1</sup>. Interpretiert man die aus der Kontamination resultierenden Ereignisse im Sinne einer positiven Evidenz für Oszillation, so ergibt sich mit Hilfe der Sensitivität des Detektors die in Abb. 10.1 dargestellte *Kontaminationskurve*. Diese Kurve stellt eine Grenze für die Bestimmung der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation im obigen Sinne dar.

Um die mit dem KARMEN-Detektor erreichbaren Oszillationsgrenzen abzuschätzen, wurden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Dies war insbesondere deshalb notwendig, um abzuschätzen, ob es mit KARMEN möglich ist, den von LSND vorgeschlagenen Parameterbereich für Neutrinooszillationen zu überprüfen. Abbildung 10.2a zeigt für große  $\Delta m^2$  ( $100eV^2$ ) die Verteilung der 90%-Vertauensintervalle für die Mischungsamplitude  $\sin^2(2\Theta)$ , als Resultat der MC-Simulation. Dabei wurde die Annahme gemacht, daß keine  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation auftritt (*no oscillation*), wobei die aktuelle Situation (8230 Coulomb Gesamtladung) und die Situation für drei weitere Jahre Meßzeit (15730 Coulomb Gesamtladung) simuliert wurde. Für jedes weitere Meßjahr wurden 2500 Coulomb und 2.5 CC-Ereignisse der Reaktion  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  angenommen. Die Ladung resultiert aus dem aktuellen Protonenstrom von ISIS. Bei der Simulation (Abb. 10.2a) wurde die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse gemäß dem Untergrundenergiespektrum zeitlich gleichverteilt gewürfelt, wobei die Anzahl der CC-Ereignisse gemäß ihrer Energie- und Zeitverteilung und entsprechend der Poissonstatistik ebenfalls in den Datensatz aufgenommen wurde. Mit den so simulierten Datensätzen wurde dann eine Energie-Zeitlikelihoodanalyse

<sup>1</sup>Eine Bestimmung des Mischungswinkels, der im Bereich der Kontamination liegt, ist über die Anzahl der Ereignisse in der Praxis nicht möglich, da die Anzahl der Reaktionen im Detektor zu klein ist. Beispielsweise erwartet man bei 7500 Coulomb, was beim derzeitigen Strom einer Meßzeit von drei Jahren entspricht, nur etwa 2.5 Kontaminationsereignisse. Hierbei wurde bereits eine Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von 70% zugrundegelegt.

durchgeführt. Es zeigt sich, daß der aktuelle KARMEN-Wert für den Mischungswinkel ( $\sin^2(2\Theta) \leq 0.0075$ ) nur um 0.001 vom wahrscheinlichsten Wert der simulierten Verteilung abweicht und damit sehr gut mit dieser verträglich ist. Nach weiteren drei Jahren erwartet man einen Mischungswinkel von etwa  $\sin^2(2\Theta) \approx 0.0045$ . Dies entspricht einer Verbesserung der Ausschlußgrenze um den Faktor  $1/\sqrt{15730/8230}$ , wie es für statistische Prozesse unter der Annahme von *no oscillation* erwartet wird. Entscheidend ist jedoch, daß sich mit dieser Ausschlußgrenze der von LSND vorgeschlagene Evidenzbereich nicht vollständig überprüfen läßt (Abb. 10.1, Kurve d). Die Ursache hierfür ist der hohe sequentielle Untergrund. Mit seiner Rate von 18 mHz (Kap. 7.4, Tab. 7.6), erwartet man nach Abschluß der KARMEN-Messung (15730 Coulomb) etwa 260 Untergrundereignisse.

Die einzige Möglichkeit, die Oszillationsgrenzen deutlich zu verbessern, ist eine nahezu vollständige Elimination dieses Untergrunds. Wie in Kapitel 7.4 dargestellt, handelt es sich bei diesem Untergrund im wesentlichen um hochenergetische Neutronen, die durch inelastische Wechselwirkung kosmischer Myonen im Eisen des Blockhauses erzeugt werden. Um diesen Untergrund effektiv zu erkennen, muß das Eisenblockhaus mit einem aktiven Antizähler instrumentiert werden. Wird der Antizähler so angebracht, daß zwischen ihm und dem Szintillatorvolumen jeweils eine 1 m dicke Eisenwand besteht, so werden alle Neutronen, die außerhalb des vom Antizähler eingeschlossenen Eisens produziert werden, um etwa den Faktor 100 abgeschwächt. Dringt ein Myon in das vom Antizähler umschlossene Eisenvolumen ein, so wird es vom Antizähler mit hoher Wahrscheinlichkeit erkannt. Durch Anlegen einer Totzeit von  $1 \mu\text{s}$  können die dabei entstehenden Neutronen und ihre Wechselwirkungen vollständig unterdrückt werden.

Die Instrumentierung des Blockhauses befindet sich derzeit in Vorbereitung und wird 1996 durchgeführt. Als Antizähler werden ca.  $300 \text{ m}^2$  Feststoffsintillator (BC-412) verwendet. Das Vetosystem ist so konzipiert, daß es für kosmische Myonen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 98.5% hat. Damit sollte es möglich sein den sequentiellen Untergrund auf 2.5% seines ursprünglichen Wertes zu reduzieren [Arm95].

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation zu steigern, wurden bereits im Laufe von 1995 die Energieschwellen der Hauptdetektormodule von 15 mV über 12 mV auf 10 mV abgesenkt. Dabei ließ sich die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von bisher 26.5% auf derzeit 70% steigern.

Abbildung 10.2b und 10.2c zeigt die erwarteten Ausschlußgrenzen (für den Mischungswinkel), die sich mit der verbesserten Abschirmung unter der Annahme von *no oscillation* erwarten lassen. Dabei wurden ebenfalls 2500 Coulomb und 2.5 CC-Ereignisse pro Jahr vorausgesetzt. Ferner wurde eine Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von 70% und ein kosmischer Untergrund von 5% (Abb. 10.2b) bzw. 2.5% (Abb. 10.2c) des aktuellen Wertes angenommen. Die Totzeit durch eine Daten-Stackreduktion wurden aufgrund der höheren erwarteten Zählrate mit 15% (bisher 8.5%) berücksichtigt. Es zeigt sich, daß selbst bei einem Untergrund von 5% bereits nach einem Jahr die derzeitigen Ausschlußgrenzen erheblich verbessert sind (Abb. 10.2b). Dabei wurde bei der Simulation das gleiche Energiespektrum für den Untergrund vorausgesetzt, wie es aus den bisherigen Daten ermittelt wurde. Die bisherigen Daten wurden aufgrund der hohen Untergrundrate bei der Simulation der Mischungswinkel nicht mit einbezogen.

Nach drei Jahren Meßzeit beträgt bei 5% Untergrund der wahrscheinlichste auszuschließende Mischungswinkel etwa  $\sin^2(2\Theta) = 0.0014$  (für  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ ). Läßt sich der Untergrund statt auf 5% auf 2.5% reduzieren, so ergibt sich bei den gleichen Voraussetzungen ein Mischungswinkel von  $\sin^2(2\Theta) = 0.0011$  im 90%-CL (Abb. 10.2c). Die Ausschlußkurven sind für diesen Fall in Abbildung 10.1 angegeben. Damit läßt sich der von LSND bestimmte Bereich für Neutrinooszillationen nahezu vollständig ausschließen, bzw. eine mögliche Evidenz überprüfen. Ferner sollte KARMEN bereits nach einem Jahr Meßzeit die BNL-E776 Grenzen, in nahezu dem gesamten  $\Delta m^2$ -Bereich ab  $0.1 \text{ eV}^2$  deutlich verbessert haben. Damit hätte KARMEN die besten mit Beschleunigerexperimenten bestimmten Ausschlußkurven gemessen, wenn in diesem Parameterbereich keine  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation auftritt.

Abschließend sei angemerkt, daß auch nach drei Jahren Meßzeit (mit einer Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von 70% und einer Untergrundreduktion auf 2.5% des bisherigen Wertes) der Nachweis von Neutrinooszillationen mit der von LSND angegebenen Oszillationswahrscheinlichkeit ( $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0.34\%$ ) im Bereich von  $\Delta m^2 \approx 6 \text{ eV}^2$  nur schwer als statistisch signifikanter Effekt nachzuweisen ist. In diesem  $\Delta m^2$ -Bereich werden nach 3 Jahren nur etwa 10 Oszillationsereignisse, bei 9 Untergrund-, 7.5 CC- und 2.5 Kontaminationsereignissen erwartet. Damit beträgt die statistische Signifikanz, wenn man die Energie-, Zeit- und Ortsverteilung außer acht läßt, nur etwa zwei Standardabweichungen. Dieses Beispiel zeigt die Wichtigkeit einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen.

Den Resultaten des KARMEN-Experiments wird in jedem Fall eine Rolle bei der Verifikation oder bei der Widerlegung der vom LSND-Experiment gemeldeten positiven Evidenz für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation zukommen. Da im Falle einer Bestätigung von LSND Neutrinos eine kosmologisch relevante Ruhemasse besitzen, sind die zukünftigen Resultate von KARMEN auch von besonderem Interesse für das zukunftssträchtige Gebiet der Teilchenastrophysik.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysemethoden und Untergrundstudien sind für die weitere Messung von KARMEN von grundlegender Bedeutung und zeigen insbesondere, daß mit KARMEN aufgrund der hervorragenden spektroskopischen Eigenschaften wie auch der einzigartigen Zeitstruktur von ISIS verläßliche und äußerst robuste Oszillationslimits angegeben werden können.

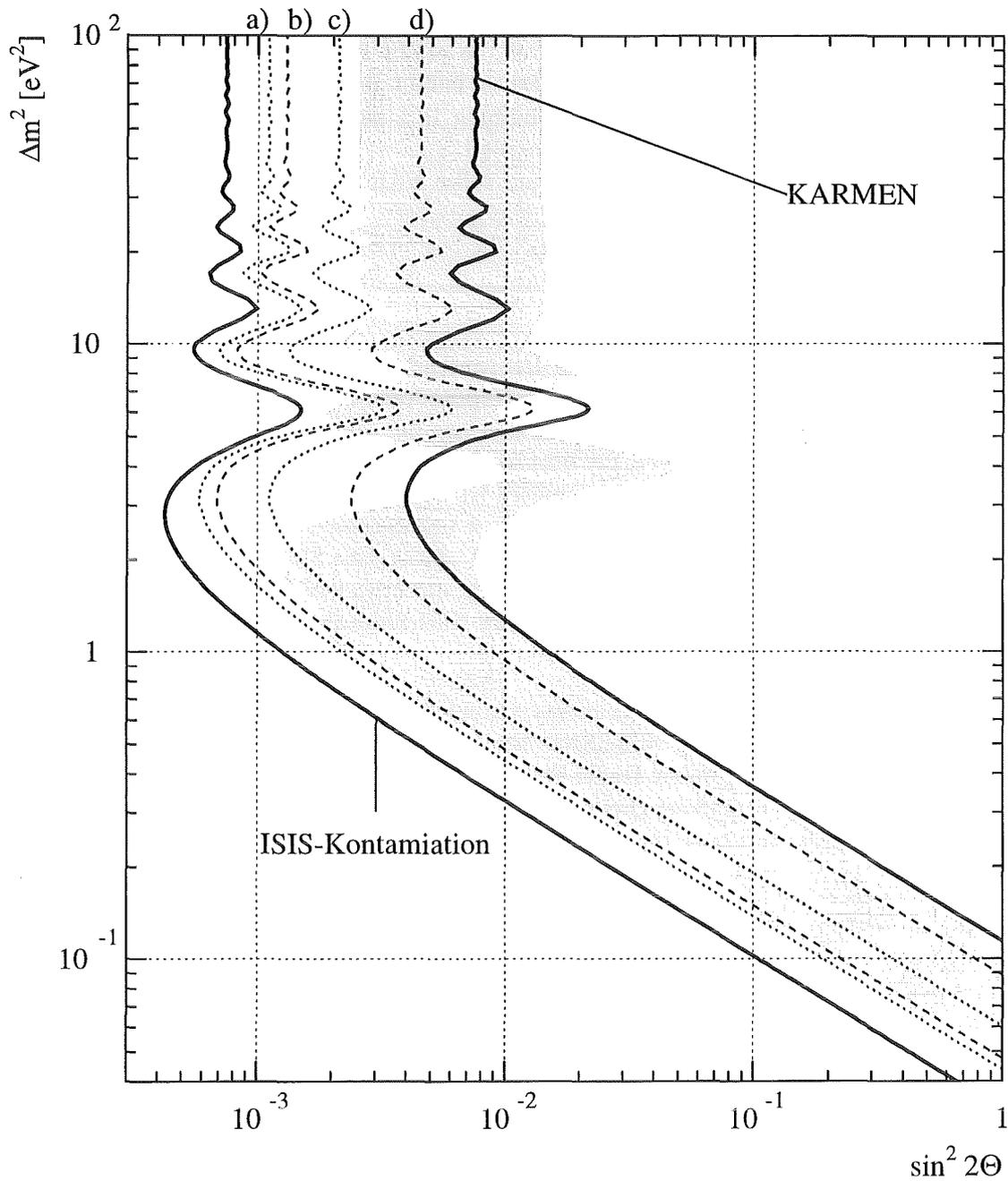


Abbildung 10.1: Aktuelle KARMEN-Ausschlußkurve im Vergleich zum Evidenzbereich von LSND für die  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation (jeweils im 90%-CL). Die Kurven c), b), a) geben die zu erwartenden Ausschlußkurven nach ein, zwei und drei Jahren Meßzeit wieder, die sich mit KARMEN erreichen lassen. Dabei muß jedoch der Untergrund auf 2.5% des bisherigen Wertes reduziert werden. Ferner ist eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen von mindestens 70% notwendig. Die Kurve *ISIS-Kontamination* stellt eine Grenzkurve dar, die durch die Kontamination der  $\bar{\nu}_e$  aus den  $\mu^-$ -Zerfällen resultiert. Die Ausschlußkurve d) zeigt die Situation nach drei Jahren Meßzeit ( $\sin^2(2\Theta) = 0.0045$ ) mit der derzeitigen Detektorkonfiguration (18 mHz sequentieller BG und einer Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von 26.5%).

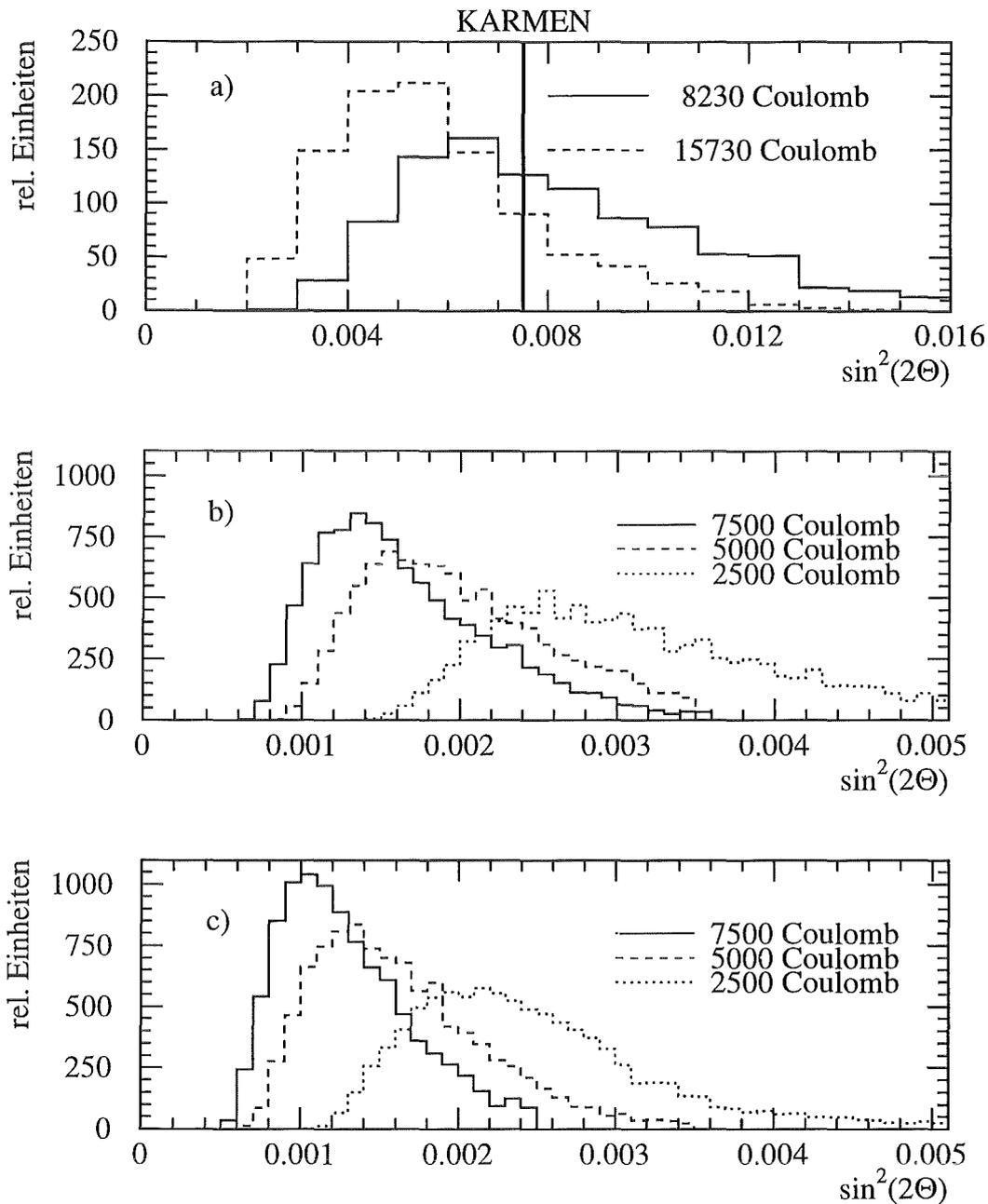


Abbildung 10.2: Verteilungen des Mischungswinkels  $\sin^2(2\Theta)$  im 90%-CL für große  $\Delta m^2$  ( $100 eV^2$ ). Die Verteilungen wurden über Energie-Zeitlikelihoodanalysen mittels einer MC-Simulation bestimmt.

a) Simulation der aktuellen Situation (8230 Coulomb). Der aktuelle KARMEN-Ausschlußwert ist ebenfalls dargestellt ( $\sin^2(2\Theta) = 0.0075$ ). In weiteren drei Jahren Meßzeit würde man mit der aktuellen Untergrundsituation und der aktuellen Neutronennachweiswahrscheinlichkeit  $\sin^2(2\Theta) = 0.0045$  erwarten (15730 Coulomb).

b) Der Untergrund beträgt 5% des aktuellen Untergrunds und die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit 70%. Die einzelnen Verteilungen geben die erwarteten Ausschlußgrenzen (im 90%-CL) für ein, zwei und drei Jahre Meßzeit wieder.

c) Abbildung wie in b), jedoch mit 2.5% des aktuellen Untergrunds.

## Anhang A

# Strahlkorrelierter Untergrund

### A.1 Zeit-, Energieverteilung und Raten von schnellen Neutronen

Beim Spallationsprozeß entstehen neben den gewünschten niederenergetischen Neutronen auch solche mit sehr hoher Energie. Das Energiespektrum hochenergetischer Neutronen, die an 'Proton-Beam-Stop'-Quellen wie ISIS oder LAMPF entstehen, kann annähernd durch ein Potenzgesetz beschrieben werden [Bur94]:

$$dN/dE = \Phi_0 E^{-\gamma} \text{ für } E_{Min} < E < E_c \quad (\text{A.1})$$

mit  $E_c \approx 500 \text{ MeV}$ ,  $E_{Min} = 20 \text{ MeV}$ ,  $\gamma = 1.8$

Diese Neutronen lassen sich nur durch eine massive Abschirmung unterdrücken, wobei für Neutronen mit  $E > 20 \text{ MeV}$  eine effektive Abschwächungslänge von  $\lambda = 21.6 \text{ cm}$  in Eisen gilt [Bur94]. Die Eisenabschirmung zwischen dem Target und dem KARMEN-Detektor beträgt etwa  $8 \text{ m}$ , wodurch der Fluß an hochenergetischen Neutronen um den Faktor  $10^{16}$  reduziert wird. Dennoch erreichen zu viele schnelle Neutronen den Detektor. Abb. A.1a zeigt die Rate schneller Neutronen für die einzelnen Meß-Runs. Das Absinken der Neutronenrate ist durch eine kontinuierliche Verbesserung der Abschirmung bedingt [Ebe92], [Web95]. Ein schnelles Neutron wird als ein neutrales Ereignis definiert, das eine sichtbare Energie  $E > 10 \text{ MeV}$  hat und im Zeitintervall  $0 \text{ ns} \leq t \leq 1000 \text{ ns}$  auftritt. Um die Rate von schnellen Neutronen zu bestimmen, muß zuvor noch der kosmische Untergrund subtrahiert werden. Dieser wurde in einem 170 fachen längeren Meßzeitfenster vor dem Protonenstrahl von  $-180 \mu\text{s} \leq t \leq -10 \mu\text{s}$  mit den gleichen Energie- und Ortsschnitten bestimmt. Zur Unterdrückung des kosmischen Untergrunds wurde in beiden Zeitfenstern eine Stacktotzeit von  $20 \mu\text{s}$  angewandt, d.h. innerhalb dieses Zeitintervalls darf kein Ereignis im Detektor registriert worden sein. Die daraus resultierende Totzeit (Abb. 7.11) von etwa 8% wurde bei der Ermittlung der Raten runabhängig berücksichtigt.

Aufgrund ihrer hohen Energie erreichen die schnellen Neutronen nur wenige Nanosekunden nach den Neutrinos den Detektor und bilden deshalb einen für Neutrinoreaktionen extrem

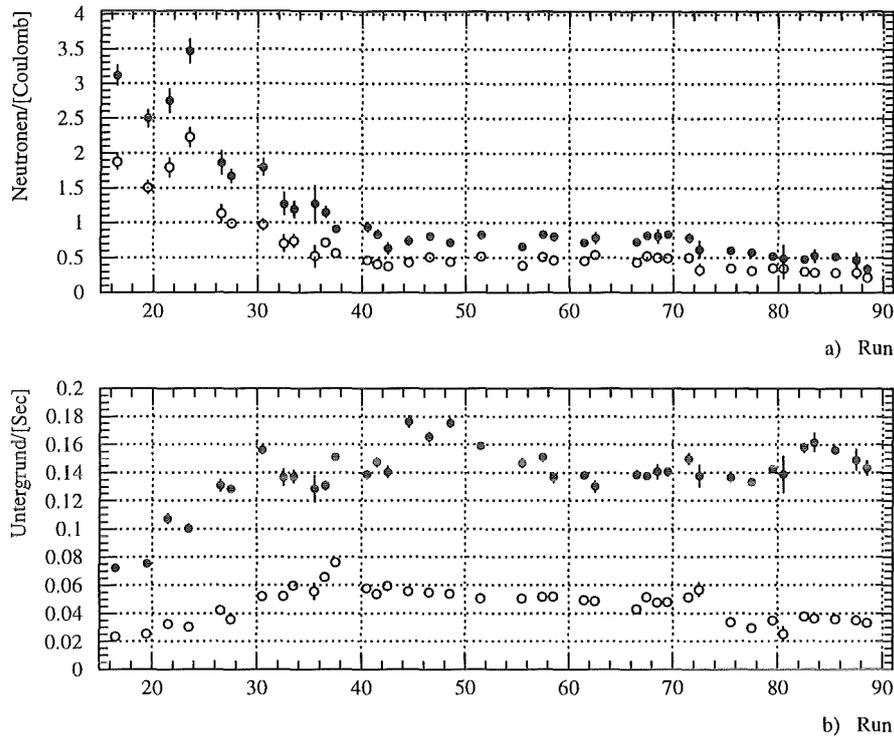


Abbildung A.1: a) Ladungsnormierte Rate schneller Neutronen für die KARMEN-Runs. Im gesamten Detektor werden etwa  $0.046 \text{ }^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$  Reaktionen pro Coulomb erwartet.

b) Absolute Rate des kosmischen Untergrunds im Energiefenster 15-50 MeV. Um myoninduzierte Reaktionen zu unterdrücken, wurde eine Stacktotzeit von  $30 \mu\text{s}$  angewandt.

●: Rate für das gesamte Detektorvolumen.

○: Rate für den *single-prong* Volumenschnitt (siehe Kap. 7.5.2)

störenden Untergrund [Web95]. In Abb. A.2 ist die Zeitverteilung von neutralen Ereignissen mit  $E > 50 \text{ MeV}$  dargestellt. Durch diesen Energieschnitt sind alle Neutrinoereignisse unterdrückt und man erhält die zeitliche Verteilung der schnellen Neutronen. In der Abbildung ist der kosmische Untergrund bereits subtrahiert, zusätzlich ist die Zeitverteilung der erwarteten  $\nu_{\mu}$ -Reaktionen eingezeichnet. Es zeigt sich, daß die schnellen Neutronen die  $\nu_{\mu}$ -Zeitstruktur fast vollständig überdecken, lediglich in den ersten  $\approx 50 \text{ ns}$  jedes Pulses können die  $\nu_{\mu}$ -Reaktionen mit einem angemessenen Signal-zu-Untergrundverhältnis ausgewertet werden. Zum Vergleich der  $\nu_{\mu}$ -Reaktionsrate mit der Rate schneller Neutronen sei erwähnt, daß im gesamten KARMEN-Detektor etwa  $0.046 \text{ }^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ -Reaktionen pro Coulomb erwartet werden. Damit beträgt das Signal-zu-Untergrundverhältnis etwa 1:10 (siehe Abb. A.1). Durch Anwendung und Optimierung des oben erwähnten Zeitschnitts, sowie die Anwendung von Volumenschnitten kann dieses Verhältnis jedoch deutlich verbessert werden. Somit gelang es mit dem KARMEN-Detektor erstmals, den Wirkungsquerschnitt für die  $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion zu bestimmen [Ste95], [Stu95].

Zu beachten ist, daß bei der Auswertung der  $\nu_{\mu}$ -Reaktionen für Runs  $< 40$  die Zeitkalibration um etwa  $30 \text{ ns}$  falsch ist (Abb. A.2-Inlay). Die Ursache hierfür konnte bis jetzt

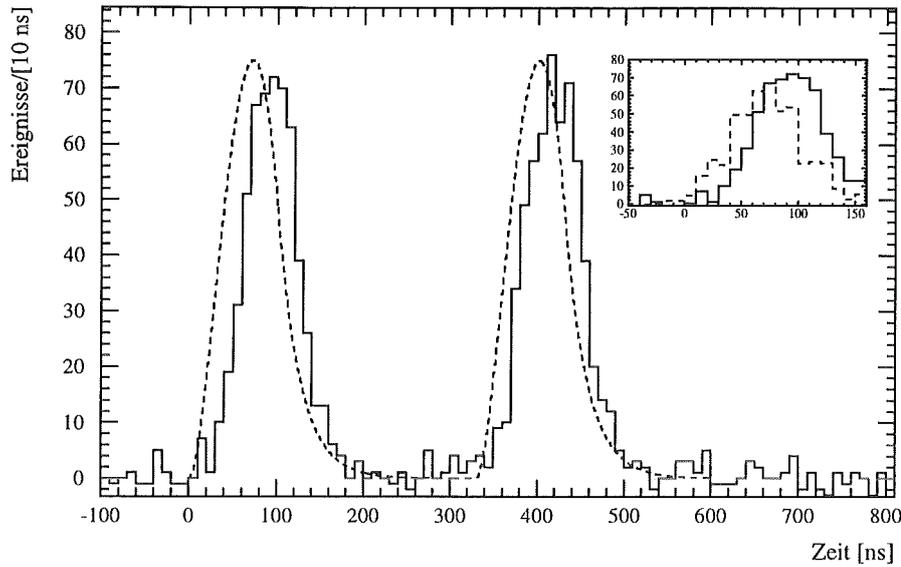


Abbildung A.2: Zeitverteilung der schnellen Neutronen ( $E > 50$  MeV) ab Run 40. Die Zeitverteilung der  $\nu_\mu$ -Reaktionen ist gestrichelt dargestellt (in willk. Einheiten). Das Inlay zeigt zusätzlich die Verteilung vor Run 40 (gestrichelt), für diese Runs ist  $T_0$  um etwa 30 ns falsch bestimmt.

nicht gefunden werden. Deshalb sollten diese Runs nicht zur Auswertung von Neutrinoreaktionen verwendet werden, bei denen eine genauere Zeiteichung erforderlich ist. Weiter sei erwähnt, daß die Kenntnis der Zeitverteilung der schnellen Neutronen für alle Neutrinoreaktionen von Interesse ist, da diese, und nicht etwa die  $\nu_\mu$ 's, die untere Grenze des Zeitschnitts für die  $\bar{\nu}_\mu$ - und  $\nu_e$ -Reaktionen limitieren. Aus Abb. A.2 ergibt sich für diese untere Grenze 550 ns, nach dieser Zeit treten keine schnellen Neutronen mehr auf.

In Tab. A.1 ist die mittlere Rate des kosmischen 'single prong' Untergrunds für verschiedene Energieschnitte im Bereich der Neutrinoenergien angegeben. Die runabhängi-

Energie [MeV]	10-50	15-50	20-50	25-50	30-50	35-50	40-50
Rate [mHz]	110	46	35	26	19	13	8

Tabelle A.1: Mittlere Zählraten des kosmischen Untergrunds bei der *single prong* Analyse. Die Raten sind bezüglich der Stacktotzeit (30  $\mu$ s) korrigiert und mit den absoluten Raten des sequentiellen Untergrunds (Tab. 7.6) vergleichbar. Es wurde über alle ausgewerteten Runs gemittelt.

gen Schwankungen des Untergrunds sind in Abb. A.1b) dargestellt. Dabei wurde ein Energieschnitt von 15-50 MeV und eine Stacktotzeit von 30  $\mu$ s gewählt, um mögliche Folgereaktionen gestoppter Myonen vollständig zu unterdrücken. Ein Vergleich der *single prong* Untergrundraten mit denen des sequentiellen Untergrunds (Tab. 7.6) ergibt, daß ab 15 MeV ein Anteil von 30% des *single prong* Untergrunds durch den sequentiellen Untergrund bedingt ist. Wie in Kap. 7 ausgeführt, handelt es sich dabei ebenfalls um hochenergetische Neutronen, die durch inelastische Streuung von kosmischen Myonen im

Eisen entstehen. Das Energiespektrum der strahlkorrelierten schnellen Neutronen ist in Abb. A.3 dargestellt. Ein Exponentialfit von 35 MeV bis 100 MeV ergibt eine Steigung von  $(33.7 \text{ MeV} \pm 3.4) \text{ MeV}$ . Damit fällt das Spektrum etwas steiler ab als die harte Komponente des sequentiellen Untergrunds (siehe Abb. 7.7). Die Peakstruktur bei 15 MeV ist auf die  $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$  und  $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*$  Reaktionen zum  $15.11(1^+, 1) \text{ MeV}$  Niveau des Kohlenstoffs zurückzuführen. Eine detaillierte Diskussion des Energiespektrums im  $\nu_\mu$ -Zeitfenster findet sich in [Ste95],[Web95].

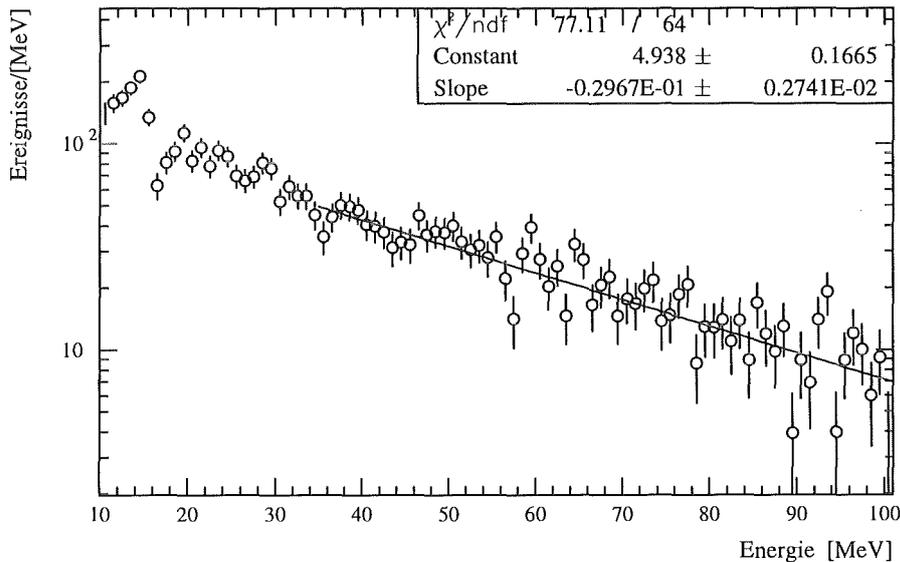


Abbildung A.3: Energiespektrum neutraler Ereignisse im Zeitintervall  $0 \text{ ns} < t < 1000 \text{ ns}$ . Der kosmische Untergrund wurde subtrahiert.

Nachfolgend wird diskutiert, ob das Auftreten von schnellen Neutronen mit Betriebszuständen des ISIS-Synchrotrons korreliert ist, oder ob diese rein statistisch, d.h. zufällig auftreten. Letzteres ist dann der Fall, wenn sich beim Spallationsprozess ein nahezu von den Beschleunigerbedingungen unabhängiges, konstantes Feld hochenergetischer Neutronen aufbaut, das nur dem Protonenstrom, d.h. der auf dem Target akkumulierten Ladung proportional ist. Von besonderer Wichtigkeit für die zu treffenden Abschirmmaßnahmen war die Frage nach der Quelle der schnellen Neutronen. Dabei kommt neben dem Haupttarget zusätzlich ein Zwischentarget in Betracht, welches Myonen für Myon-Spinrotations-Experimente liefert. Dieses Target ( $\mu\text{SR}$ -Target) besteht aus einer Kohlenstoffscheibe von wahlweise 2.5, 5 oder 10 mm Dicke, die unter  $45^\circ$  zum Protonenstrahl steht.

Run 55 wurde im wesentlichen ohne  $\mu\text{SR}$ -Target aufgenommen. Durch den Vergleich der Rate an schnellen Neutronen mit den benachbarten Runs gleicher Abschirmkonfiguration (Run 41 bis 61, Abb. A.1), kann der Einfluß der Zwischentargets zu etwa 15% abgeschätzt werden. Das bedeutet, daß die Mehrzahl der schnellen Neutronen vom Haupttarget oder von anderen Strahlverlusten herrühren. Der Einfluß von Strahlverlusten auf die Rate der schnellen Neutronen wird im folgenden diskutiert.

## A.2 Korrelationen schneller Neutronen mit Beschleunigerbetriebszuständen

Beim Betrieb des ISIS-Beschleunigers wird ein handschriftliches Protokoll erstellt, welches Einträge über Maßnahmen enthält, die der Operator ergreifen muß, um den Betrieb der Anlage innerhalb der Toleranzbereiche zu ermöglichen. Dies bedeutet, daß dort alle während des Betriebs auftretenden Störungen festgehalten sind. Ein Vergleich dieser Protokolle mit dem Auftreten der schnellen Neutronen im KARMEN-Detektor ergab Hinweise auf eine mögliche Korrelation der Neutronen mit abnormalen Betriebszuständen der Beschleunigeranlage. Allerdings konnte nicht bei allen Runs die Korrelation in gleichem Umfang festgestellt werden. Zu bemerken ist, daß der Vergleich von Protokolleinträgen und schnellen Neutronen nur eingeschränkt möglich war, da die Protokolleinträge etwa im Minutentakt erfolgen, was etwa 3000 Strahlperioden entspricht, das Neutron jedoch nur in einer dieser Perioden auftritt. Ferner sind die Zeitangaben im ISIS-Protokoll nicht mit der KARMEN-Zeit synchronisiert, so daß eine Zeitungenauigkeit von bis zu 5 Minuten zugestanden werden muß.

Um die vermuteten Abhängigkeiten genauer zu analysieren, wurden ab Run 55 Strahlverlustsignale mit in die KARMEN-Daten aufgenommen. Diese Signale wurden mehrmals geändert und stammten von verschiedenen Strahlverlustmonitoren. Sie sind in der nachfolgenden Liste zusammengefaßt und werden im folgenden diskutiert.

- Run 55:  
Es wurden zwei Strahlverlustsignale (BL1 u. BL2), von einem Monitor, der sich downstream des  $\mu$ SR-Targets befindet, für die jeweilige aktuelle Strahlperiode aufgezeichnet.
- Run 57:  
Das BL2-Signal wurde von einem Verlustmonitor abgeleitet, der sich innerhalb des Synchrotrons befindet (R1BLM4-Monitor). Dieses Signal ist dem über den Beschleunigungszyklus integrierten Strahlverlust proportional.
- Run 58:  
Zu jeder aufgezeichneten KARMEN-Strahlperiode wurden zusätzlich zu den aktuellen Verlusten die Verlustsignale der vorausgegangenen Periode gespeichert.
- Run 61:  
Das BL2-Signal vom R1BLM4-Monitor wurde modifiziert. Ab Run 61 ist das BL2-Signal den Strahlverlusten, die bei der Extraktion der Protonen entstehen proportional.

Abb. A.4 zeigt die Verteilung der Strahlverlustsignale BL1 a) und BL2 b), wie sie in Run 55 (ohne  $\mu$ SR-Target) aufgenommen wurden. Zusätzlich ist die Verteilung des PPP-Signals in c) dargestellt. Dieses Signal ist proportional der Ladung und wird ebenfalls für jede Strahlperiode aufgezeichnet. Für die Spektren a),b) und c) wurden nur Perioden mit schnellen Neutronen ausgewertet. Um die Signalverteilung von Strahlperioden mit

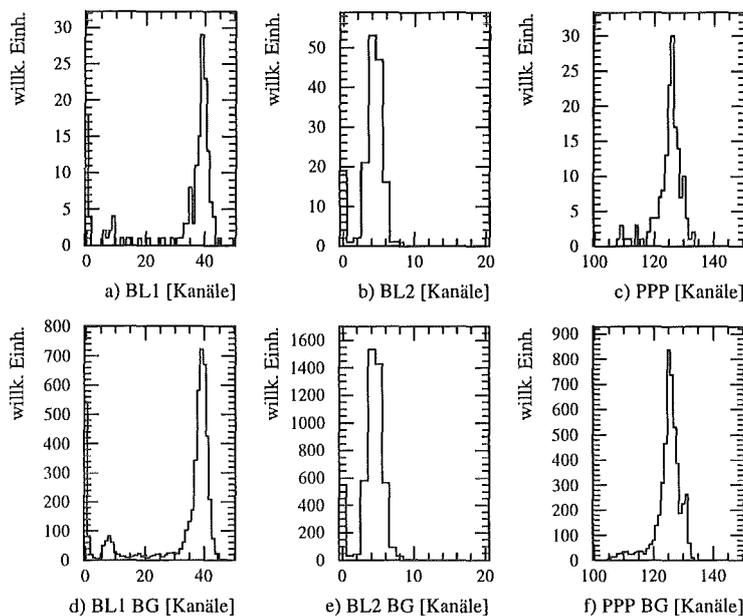


Abbildung A.4: a),b) Verteilung des Strahlverlustsignals in Perioden mit schnellen Neutronen  
 c) Verteilung der Ladung pro Strahlperiode (PPP).  
 d),e),f) Strahlverlust- und PPP-Signal für das Untergrundfenster (siehe Text)  
 Die Verteilungen beziehen sich auf Run 55, indem kein  $\mu$ SR-Target eingesetzt wurde.

schnellen Neutronen mit denen von beliebigen Perioden zu vergleichen, wurden dieselben Spektren für Ereignisse ( $E > 10 \text{ MeV}$ ) erstellt, die im Zeitintervall von  $-180 \mu\text{s} \leq t \leq -10 \mu\text{s}$  (Untergrundzeitfenster) auftreten. Diese sind in Abb. A.4 d),e) und f) dargestellt. Wie die Spektren zeigen, sind die in Run 55 aufgezeichneten Verlustsignale nicht dazu geeignet, die schnellen Neutronen zu diskriminieren. In Abb. A.5 sind die gleichen Signale wie in Abb. A.4 dargestellt, wobei allerdings ein 5 mm dickes  $\mu$ SR-Target verwendet wurde (Run 55, File 73 bis 81). Da die Strahlverlustsignale von einem Monitor, der sich nach dem Zwischentarget befindet, werden hier die durch das Zwischentarget zusätzlich verursachten Strahlverluste bestimmt.

Wie obige Abbildungen zeigen, nimmt der Strahlverlust beim Einsatz des  $\mu$ SR-Targets etwa um den Faktor sieben zu. Allerdings lässt sich auch mit Zwischentarget trotz der deutlich erhöhten Verluste keine Korrelation zwischen Strahlverlustsignalen und dem Auftreten der schnellen Neutronen finden.

In Run 57 wurde das BL2-Signal durch ein Verlustsignal von einem Monitor innerhalb des Synchrotrons ersetzt. Dieses Signal war proportional dem integralen Strahlverlust, der während des gesamten Beschleunigungszyklusses auftrat. Auch zwischen diesem Signal und dem Auftreten der schnellen Neutronen konnte keine Korrelation gefunden werden.

Ab Run 58 wurden neben den Strahlverlustsignalen der aktuellen Strahlperiode auch noch diejenigen der vorhergehenden Periode aufgenommen. Abb. A.6a) und b) zeigt die Verluste der aktuellen Perioden (N) im Vergleich zur vorhergehenden (N-1) für schnelle Neutronen. In c) und d) sind die Verteilungen für das Untergrundzeitfenster dargestellt. Auch

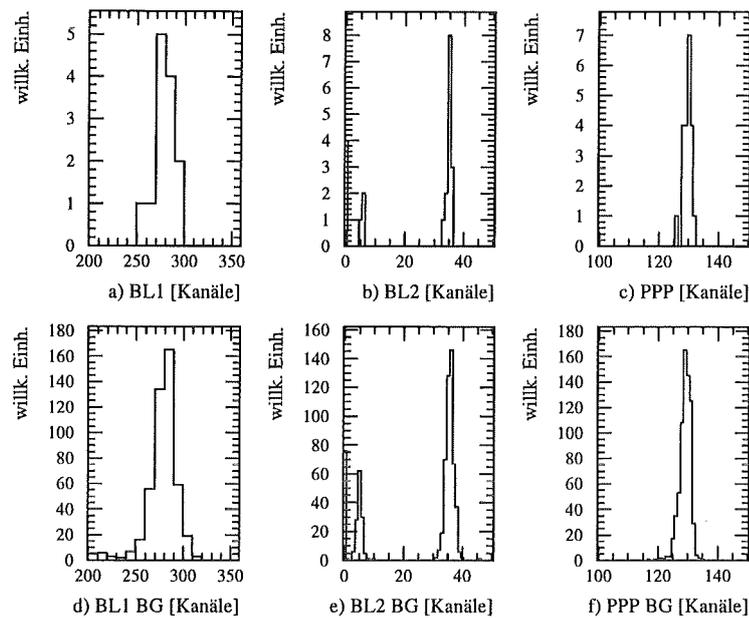


Abbildung A.5: a),b) Verteilung des Strahlverlustsignals in Perioden mit schnellen Neutronen  
 c) Verteilung der Ladung pro Strahlperiode.  
 d),e),f) Strahlverlust- und PPP-Signal für das Untergrundfenster (siehe Text)  
 Die Verteilungen beziehen sich auf Run 55 in dem ein 5 mm dickes  $\mu$ SR-Target verwendet wurde

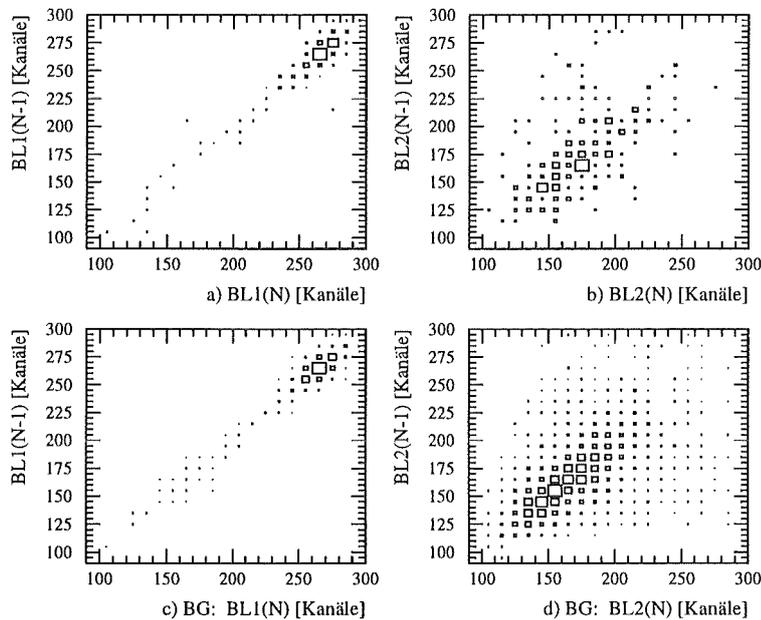


Abbildung A.6: a),b) Strahlverlustsignal der aktuellen (N) Periode im Vergleich zur vorhergehenden für schnelle Neutronen. c),d) entsprechende Verteilungen für das Untergrundzeitfenster.

hier ergibt sich kein Diskriminationskriterium für die schnellen Neutronen. Es zeigt sich auch, daß das BL2-Signal zwischen zwei Perioden sehr stark variieren kann. Aus diesem Grunde wurden die Differenzspektren  $BL2(N) - BL2(N-1)$  gebildet. Abb. A.7a) und

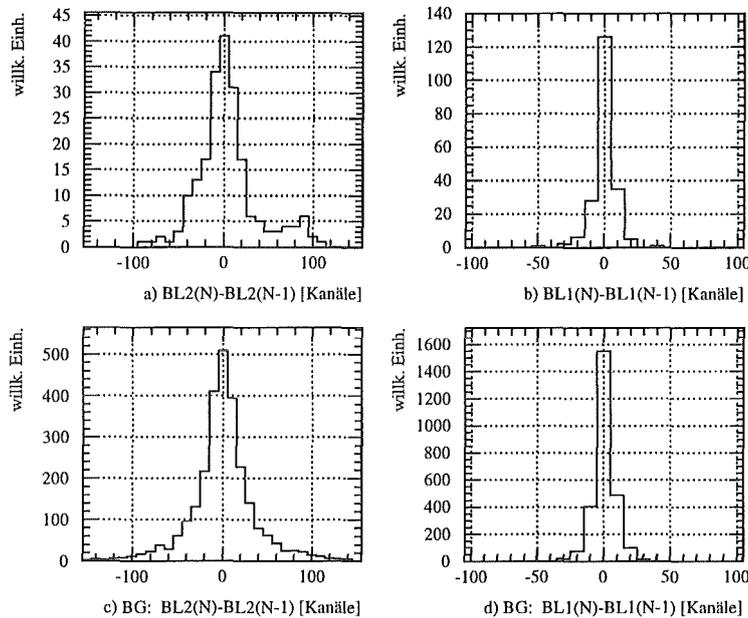


Abbildung A.7: a),b) Verteilungen der Differenz des Strahlverlustes zwischen zwei benachbarten Perioden, von denen eine ein schnelles Neutron enthalten. c),d) wie a),b) jedoch für das Untergrundzeitfenster.

b) zeigen diese für beide Verlustsignale. In c) und d) sind die Verteilungen für das Untergrundfenster dargestellt. Man sieht, daß sich die schnellen Neutronen auch nicht auf Strahlverlustdifferenzen zwischen zwei Strahlperioden zurückführen lassen.

Ab Run 61 wurde das BL2-Signal, welches vom Monitor innerhalb des Synchrotrons stammt, modifiziert. Das Signal war nun dem Strahlverlust proportional, der bei der Extraktion der Protonen aus dem Synchrotron entsteht. Aber auch mit diesem Signal konnte keine Korrelation für das Auftreten der schnellen Neutronen gefunden werden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich mit Hilfe der Strahlverlustsignale und des PPP-Signals von aktueller und vorhergehender Periode kein Unterdrückungskriterium für die schnellen Neutronen ermitteln ließ. Aus diesem Grunde wurde das PPP-Signal und die Verlustsignale in der Umgebung der schnellen Neutronen analysiert. Dabei wurde die Entwicklung dieser Signale  $\pm 2 \text{ sec}$  ( $\pm 100$  Perioden) um das auftretende schnelle Neutron betrachtet und die dabei auftretenden Fluktuationen analysiert. Abb. A.8 zeigt die Entwicklung der Ladung für vier schnelle Neutronen. Dabei wurde das integrierte Ladungssignal (VBPPP) mit einem entsprechenden Offset über den Strahlperioden aufgetragen. Wie die Abbildung zeigt, wird nur etwa jede sechste Strahlperiode aufgezeichnet, da die anderen nicht die *prompt window condition* erfüllen (siehe Kap.4.4). Aus diesem Grunde ist das PPP-Signal, welches der Ladung in der aktuellen Strahlperiode proportional ist, nicht für eine Analyse der Strahlstromfluktuationen verwendbar. Das schnelle Neutron tritt in Abb. A.8 immer in der Periode Null auf. Bei einem konstanten ISIS-Strom (d.h. gleiche

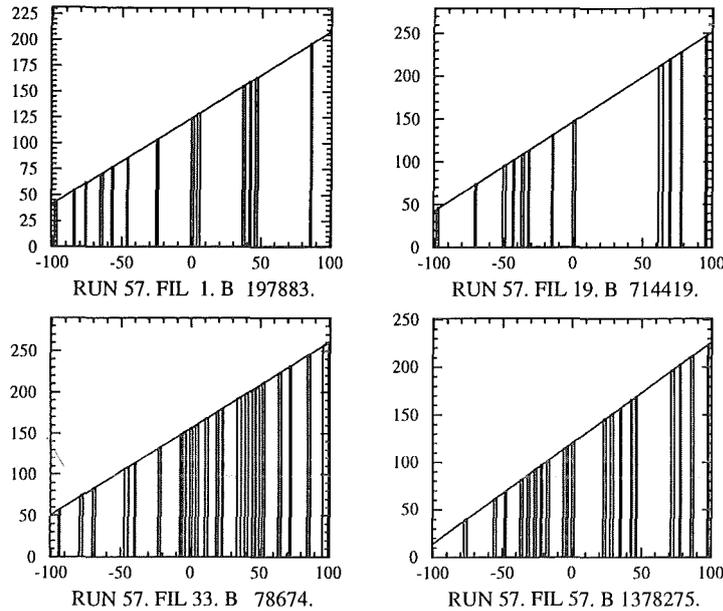


Abbildung A.8: Zunahme der auf das Target akkumulierten Ladung über 200 Beschleunigerzyklen. In der Periode Null tritt jeweils ein schnelles Neutron auf, Run, File und Strahlperiodennummer (B) sind in der Bildunterschrift angegeben. Ladungsangabe in willk. Einheiten.

Ladung in jeder Strahlperiode) würde sich ein linearer Anstieg des VBPPP-Signals ergeben. Wie die Abb. zeigt ist dies sehr gut erfüllt. Für eine quantitative Analyse wurden die Gradienten  $b_1$  (von Periode -100 bis -1),  $b_2$  (von Periode 1 bis 100) und  $b_3$  (von Periode -100 bis 100) für jedes schnelle Neutron aus Run 57 bestimmt und über die Quotienten

$$\frac{b_1 - b_2}{b_1}, \quad \frac{b_1 - b_3}{b_1}$$

miteinander verglichen. Die Verteilung dieser Quotienten ist in den beiden oberen Abbildungen von Abb. A.9 dargestellt. Aus den symmetrischen Verteilungen läßt sich schließen, daß die Strahlintensität vor und nach einem schnellen Neutron die gleichen Fluktuationen hat. Um die Stärke dieser Fluktuationen mit Strahlperiodenbereichen, in denen keine schnellen Neutronen auftraten, zu vergleichen, wurde ebenfalls ein  $\pm 2\text{sec}$  langes Zeitfenster 18 Sekunden vor dem schnellen Neutron (Periode -1000 bis -800) analysiert. In Abb. A.10 ist die Entwicklung des VBPPP-Signals für dieses Vergleichsfenster und den vier schnellen Neutronen aus Abb. A.8 dargestellt. Auch hier zeigen sich keine großen Fluktuationen des Protonenstroms. Das Verhältnis der Steigungen ist in den beiden unteren Verteilungen in Abb. A.9 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Fluktuationen des Strahlstroms innerhalb von 4 Sekunden beim Auftreten schneller Neutronen nicht größer als sonst sind. Um sensitiver auf kleine Fluktuationen in der Nähe des schnellen Neutrons zu sein, wurden die Zeitintervalle auch mit anderen Mittelungsverfahren analysiert, es ergab sich jedoch kein Hinweis darauf, daß die Neutronen zu Strahlstromfluktuationen korreliert sind [Rap93].

Auf die gleiche Art, wie das VBPPP-Signal analysiert wurde, lassen sich auch die Strahlverlustsignale analysieren, aber auch hier ergab sich kein Hinweis auf Korrelationen. In

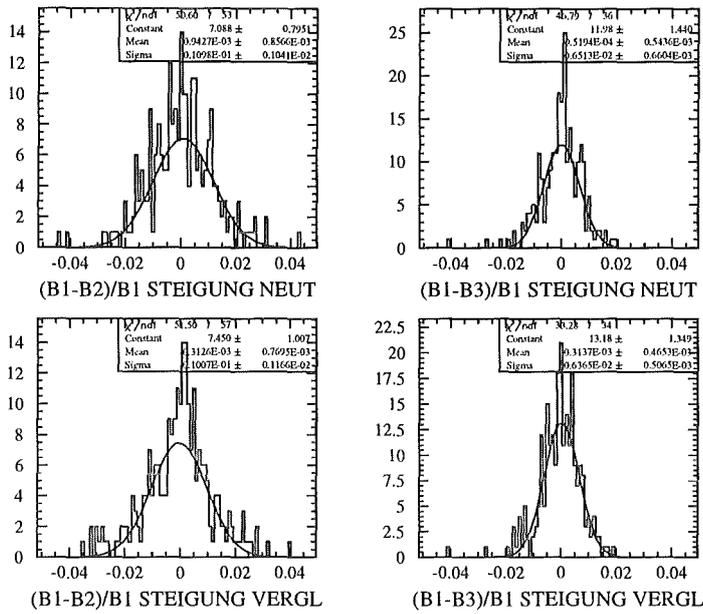


Abbildung A.9: obere Reihe: relative Änderungen des mittleren Strahlstroms (in willk. Einheiten) 2 Sekunden vor und nach dem Auftreten eines schnellen Neutrons. untere Reihe: relative Strahlstromfluktuationen im Vergleichsfenster (siehe Text).

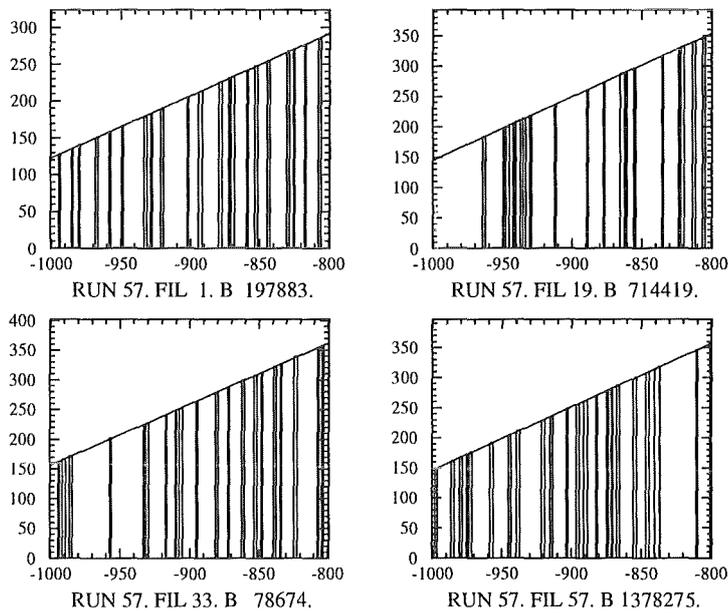


Abbildung A.10: Zunahme der auf das Target akkumulierten Ladung über 200 Beschleunigerzyklen, 18 Sekunden vor den in der Bildunterschrift angegebenen schnellen Neutronen.

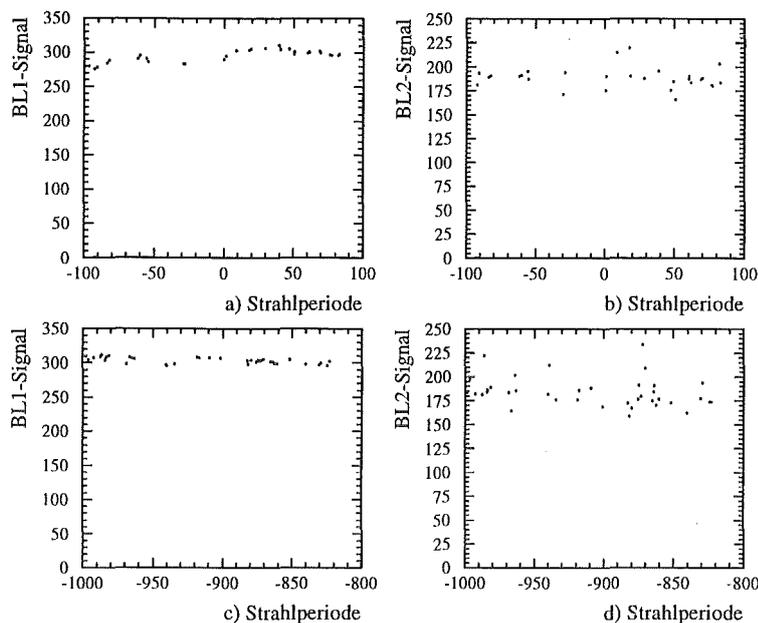


Abbildung A.11: a),b) Strahlverlustsignale  $\pm 100$  Strahlperioden um ein schnelles Neutron.  
c),d) Verlustsignale 18 Sekunden vor dem schnellen Neutron.

Abb. A.11 sind die Strahlverlustsignale BL1 a) und BL2 b) in einem Zeitfenster von  $\pm 2$  sec um ein schnelles Neutron (Strahlperiode Null) dargestellt. Abb. A.11c) und d) zeigt die entsprechenden Signale für das Vergleichsfenster 18 Sekunden vor dem schnellen Neutron. Es zeigt sich, daß die Variation der Verlustsignale recht groß ist. Zur quantitativen Analyse wurden die Signale jeweils über 100 Perioden gemittelt und über die nachfolgenden Verhältnisse miteinander verglichen (Abb. A.12 obere Reihe).

$$\begin{aligned}
 BL11 &= \sum_{-100}^0 BL1 \quad , \quad BL12 = \sum_0^{100} BL1 \\
 &\Rightarrow \frac{BL11 - BL12}{BL11} \\
 BL21 &= \sum_{-100}^0 BL2 \quad , \quad BL22 = \sum_0^{100} BL2 \\
 &\Rightarrow \frac{BL21 - BL22}{BL21}
 \end{aligned}$$

Die symmetrische Verteilung dieser Quotienten zeigt, daß die Strahlverlustschwankungen vor und nach schnellen Neutronen gleich groß sind. Durch die Analyse des Vergleichsfensters ergibt sich, daß die Fluktuationen der Verlustsignale beim Auftreten schneller Neutronen sich nicht von den sonstigen unterscheiden (Abb. A.12 untere Reihe).

Insgesamt konnte weder mit den besprochenen Strahlverlustsignalen noch mit dem PPP- oder VBPPP-Signal ein Kriterium zur Unterdrückung der schnellen Neutronen gefunden werden. Deshalb wird im folgenden angenommen, daß die schnellen Neutronen rein

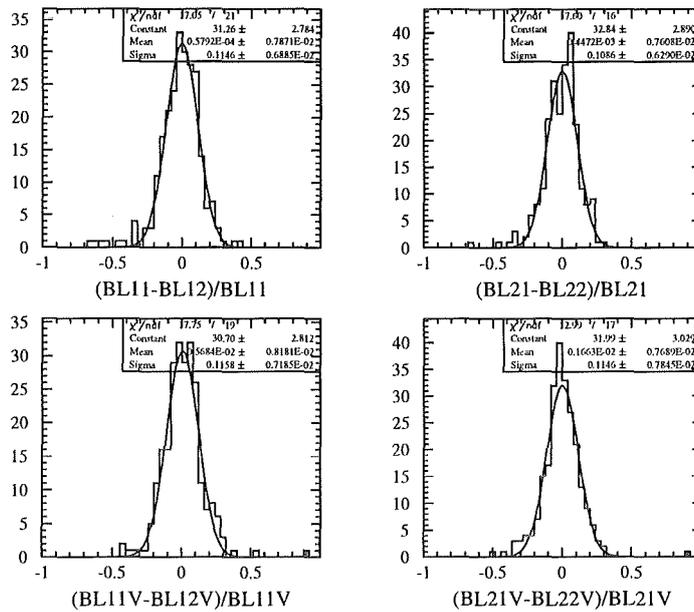


Abbildung A.12: obere Reihe: Änderung des mittleren Strahlverlusts vor und nach dem Auftreten eines schnellen Neutrons.  
untere Reihe: Strahlverlustschwankungen im Vergleichfenster (siehe Text).

zufällig, d.h. ohne Korrelation zu bestimmten Beschleunigerzuständen auftreten. Dies setzt das oben angedeutete Vorhandensein eines nahezu konstanten Feldes hochenergetischer Neutronen am Target voraus, wodurch deren Verteilung als Funktion der Ladungsdifferenz zweier benachbarter Ereignisse exponentiell sein sollte [Kno79]. In Abb. A.13 a) ist die Verteilung der Ladungsdifferenz zwischen zwei schnellen Neutronen dargestellt. Die Verteilung folgt sehr gut der erwarteten Exponentialverteilung. Dabei wurden 295 schnelle Neutronen bei einer Ladung von 344 Coulomb gefunden. Dies ergibt eine Rate von  $0.86 \pm 0.05$  Neutronen pro Coulomb. Der Exponentialfit liefert  $0.93 \pm 0.09$ , was innerhalb der Fehler sehr gut übereinstimmt. Dies stützt die Hypothese eines weitgehend unkorrelierten Feldes schneller Neutronen. In Abb. A.13b) ist die Ladungsdifferenz für Untergrundereignisse dargestellt. Dabei wurden Ereignisse im Zeitfenster von  $-190 \mu\text{s}$  bis  $-100 \mu\text{s}$  mit Energien über 10 MeV aufgenommen. Es wurden 425 Ereignisse in diesem Zeitfenster gefunden, woraus sich eine Rate von  $1.23 \pm 0.06$  Ereignisse pro Coulomb ergibt. Dies stimmt ebenfalls wieder innerhalb der Fehler mit dem Wert des Exponentialfits von  $1.40 \pm 0.09$  überein. Es sei erwähnt, daß die Untergrundereignisse nur bezüglich der Zeitdifferenz exponentiell verteilt sind und nicht bezüglich der Ladungsdifferenz. Dies gilt nur, wenn für das betrachtete Auswertintervall der Strom des Beschleunigers annähernd konstant war. Dies ist für den oben dargestellten Run 57 relativ gut erfüllt.

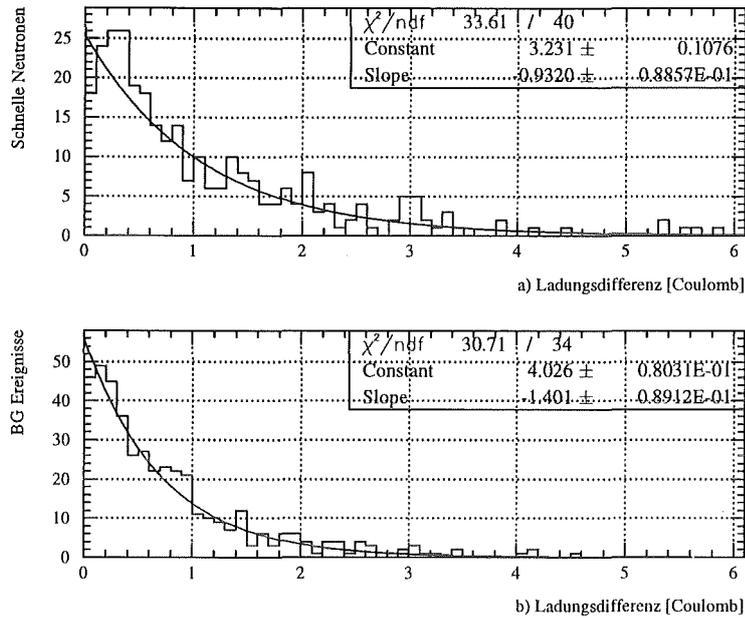


Abbildung A.13: a) Verteilung der Ladungsdifferenz zwischen zwei schnellen Neutronen.  
b) Ladungsdifferenz zwischen zwei Untergrundeignissen.

Die in diesem Abschnitt dargestellten Analysen zeigen, daß die schnellen Neutronen nicht zu den Strahlverlustsignalen oder den Protonstromfluktuationen korreliert sind. Vielmehr legt die exponentielle Verteilung der Ladungsdifferenz zwischen zwei Neutronen den Schluß nahe, daß diese von einem konstanten Feld hochenergetischer Neutronen stammen. Die Rate an schnellen Neutronen kann deshalb nur durch eine Verbesserung der passiven Abschirmung gesenkt werden.

## Anhang B

# Wirkungsquerschnitte

### B.1 Wirkungsquerschnitt der $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ Reaktion

Die Bestimmung des Mischungswinkels  $\sin^2(2\Theta)$  der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Neutrinooszillation macht es erforderlich, den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad - \quad 1.806\text{MeV (Laborsystem)} \quad (\text{B.1})$$

zu berechnen. Für Energien in der Nähe der Reaktionsschwelle läßt sich der Wirkungsquerschnitt näherungsweise schreiben als [Boe92], [Fay85]:

$$\sigma(E_{e^+}) = [G_V^2 + 3G_A^2] p_{e^+} E_{e^+} \frac{1}{\pi} \quad (\text{B.2})$$

$$= \frac{2h^3}{8\pi^2 m_{e^+}^5 c^7 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+} \quad (\text{B.3})$$

$$E_{e^+} \approx E_\nu - 1.806\text{MeV} \quad (\text{B.4})$$

Hierbei sind  $G_V, G_A$  die effektiven Vektor- und Axialvektorkopplungskonstanten des Neutronzerfalls,  $p_{e^+}, E_{e^+}$  sind Positronimpuls und Energie. Mit Hilfe der Lebensdauer des Neutrons  $\tau = 887\text{ s}$  [PDG94] und dem Phasenraumfaktor ( $f = 1.7146$  [Wil82]) läßt sich der Wirkungsquerschnitt mit Gl. B.2 berechnen. Obige Gleichungen liefern jedoch für höhere Energien einen systematisch zu großen Wirkungsquerschnitt, so beträgt der Fehler bei 5 MeV (Energiebereich der Reaktor-neutrinos) etwa 3%. Durch Einfügen von Korrekturen, welche den schwachen Magnetismus und Strahlungskorrekturen enthalten, läßt sich die Genauigkeit der Berechnung auch für höhere Energien verbessern [Fay85]. Dennoch beträgt der Fehler bei 50 MeV etwa 10%. Da bei KARMEN Neutrinoenergien bis 52.8 MeV auftreten, wurde der Wirkungsquerschnitt mit dem exakten Übergangsmatrixelement  $M$  berechnet.

$$M = \frac{G_V}{\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \Psi_e) (\bar{u}_n [\gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) + \frac{g_M \sigma_{\alpha\beta}}{2M_p} (p_p - p_n)_\beta + g_P (p_p - p_n)_\alpha \gamma_5] u_p) \quad (\text{B.5})$$

Hierbei sind  $g_A, g_V, g_P, g_M$  Funktionen des Vierimpulsquadrats  $t = (p_p - p_n)^2$ ,  $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$  und  $\sigma_{\alpha\beta} = (\gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha)/2$ . Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich in der relativistisch invarianten Form zu [Fay85]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{1}{32\pi(s - M_p^2)^2} \sum_{spin} |M|^2 \\ &= \frac{G_V^2}{4\pi(s - M_p^2)^2} \sum_{i=1}^7 A_i \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

mit den folgenden  $A_i$ :

$$\begin{aligned} A_1 &= (g_V + xg_M + g_A)^2 (s - M_p^2)(s - M_n^2 - m_e^2) \\ A_2 &= (g_V + xg_M - g_A)^2 (u - M_n^2)(u - M_p^2 - m_e^2) \\ A_3 &= 2[g_A^2 - (g_V + xg_M)^2] M_n M_p (m_e^2 - t) \\ A_4 &= [xg_M(g_V + xg_M) + \frac{g_M^2}{2} (\frac{t}{4M_p^2} - x^2)] \\ &\quad [(t - m_e^2)(t - 2M_p^2 - 2M_n^2) + (M_p^2 - M_n^2)^2 - (u - s)^2] \\ A_5 &= g_M(g_V + xg_M)m_e^2 \Delta (\frac{u-s}{2M_p} - x\Delta) \\ A_6 &= 2g_A g_P m_e^2 [M_n(M_p^2 - s) - M_p(u - M_n^2)] \\ A_7 &= \frac{g_P^2 m_e^2}{2} (t - m_e^2)(t - \Delta^2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } x &= \frac{M_n + M_p}{2M_p}, \quad \Delta = M_n - M_p \\ t &= (p_e - p_{\bar{\nu}})^2, \quad u = (p_n - p_{\bar{\nu}})^2 \\ s &= (p_p + p_n)^2 \quad (\text{Mandelstamvariablen}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} g_V(t) &= g_V^0 (1 - \frac{t}{M_V^2})^{-2} \\ g_A(t) &= -g_A^0 (1 - \frac{t}{M_A^2})^{-2} \\ g_M(t) &= g_M^0 (1 - \frac{t}{M_V^2})^{-2} \\ g_P(t) &= g_A(t) \frac{M_n + M_p}{m_\pi^2 - t} \end{aligned}$$

Dabei wurden folgende Konstanten verwendet [PDG94]:

$$\begin{aligned} M_p &= 938.273 \text{ MeV}, \quad M_n = 939.567 \text{ MeV}, \quad m_e = 0.511 \text{ MeV}, \quad m_\pi = 139.570 \text{ MeV} \\ M_V &= 843 \text{ MeV}, \quad M_A = 1032 \text{ MeV}, \quad G_V = 8.7406 \\ g_V^0 &= 1, \quad g_A^0 = 1.2573, \quad g_M^0 = 3.706 \end{aligned}$$

Mit Gl. B.6 wurde der doppeldifferentielle Wirkungsquerschnitt

$$d^2\sigma(E_{\bar{\nu}_e}, E_{e^+}) / (dE_{\bar{\nu}_e} dE_{e^+})$$

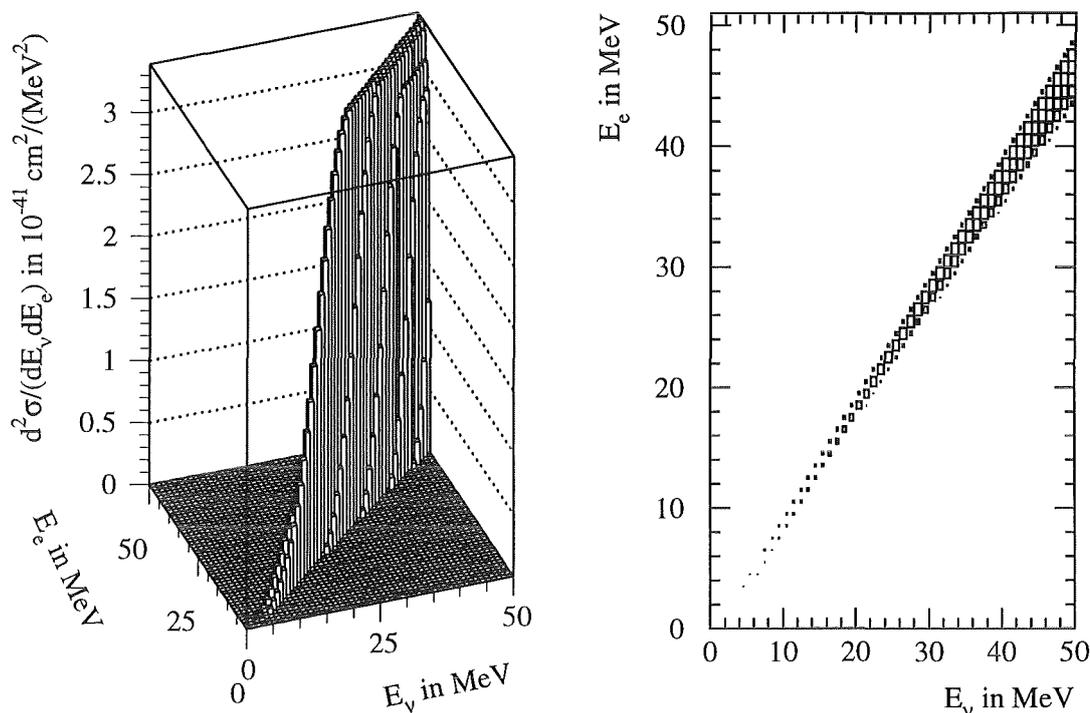


Abbildung B.1: Doppeldifferentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutrino- und der Positronenergie für die Reaktion  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ . Die Energien sind auf das Laborsystem transformiert, es ist zusätzlich die Projektion auf die Energieebene angegeben.

	Gl. B.6	Gl. B.2	LSND
$\bar{\nu}_\mu$	0.936	1.08	0.94
$\nu_e$	0.72	–	–

Tabelle B.1: Flußgemittelte Wirkungsquerschnitte (in  $10^{-40} \text{ cm}^2$ ) für das  $\bar{\nu}_\mu$ - und  $\nu_e$ -Spektrum aus dem  $\pi^+$ -Zerfall gemäß den angegebenen Gleichungen. Der LSND-Wert wurde mit dem Wirkungsquerschnittprogramm der LSND-Kollaboration bestimmt.

für die Laborenergien berechnet. Dieser ist in Abb. B.1 dargestellt. Dieser Wirkungsquerschnitt ist erforderlich, um die Positronenspektren im Falle der Neutrinooszillation für verschiedenen  $\Delta m^2$  zu berechnen (siehe Kap. 8.1, Gl. 8.4). Um den Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutrinoenergie zu bestimmen, muß über die Winkel bzw. über die möglichen Positronenergien integriert werden. Abb. B.2 zeigt den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt nach dieser Integration. Ferner ist zusätzlich der Wirkungsquerschnitt dargestellt, wie er sich mit der vereinfachten Gl. B.2 unter Berücksichtigung der Vierteilchenkinematik ergibt. In der Tab. B.1 sind die flußgemittelten Werte für die verschiedenen Neutrinospektren angegeben. Beim Vergleich des KARMEN und des LSND Experiments ist es wich-

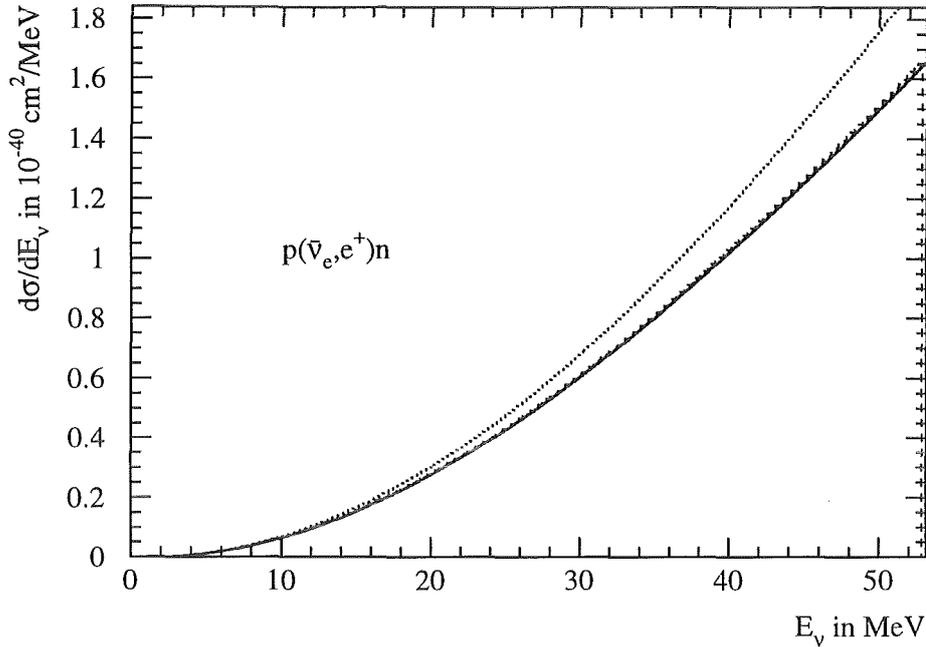
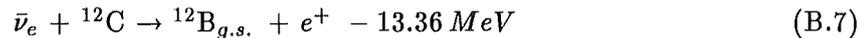


Abbildung B.2: Wirkungsquerschnitt für den inversen Betazerfall am Proton als Funktion der Neutrinoenergie im Laborsystem. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis aus Gl. B.6, gestrichelt der Verlauf wie er bei LSND verwendet wird und die Punkte zeigen den Verlauf nach Gl. B.2, wobei allerdings die Vierteilchenkinematik berücksichtigt ist.

tig, daß beide Experimente für die Oszillationsanalyse den gleichen Wirkungsquerschnitt zugrundelegen. Wie Abb. B.2 und Tab. B.1 zeigen, ist dies sehr gut erfüllt. Bei der Berechnung des LSND Wirkungsquerschnitts wurde das Programm der LSND-Kollaboration verwendet<sup>1</sup>.

## B.2 Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}_{g.s.}$ Reaktion

Da der KARMEN-Szintillator ( $\text{CH}_{1.767}$ ) auch ein massives  $^{12}\text{C}$ -Target ist, tritt im Falle der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation neben dem inversen Betazerfall  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  auch folgende Reaktion auf:



Im folgenden soll die Anzahl der Reaktionen für diesen Kanal berechnet werden. Nach [Fuk88] ergibt sich der in Abb. B.3 dargestellte energieabhängige Wirkungsquerschnitt. Mit diesen Daten läßt sich der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt für das  $\bar{\nu}_\mu$ - bzw. das  $\nu_e$ -Spektrum bestimmen. Man erhält für das  $\nu_e$ -Spektrum  $6.3 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$  ([Fuk88]) und für das  $\bar{\nu}_\mu$ -Spektrum  $9.0 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ . Berücksichtigt man noch die geringere Anzahl an

<sup>1</sup>dies wurde mir dankenswerterweise von Dr. R. Burman zur Verfügung gestellt

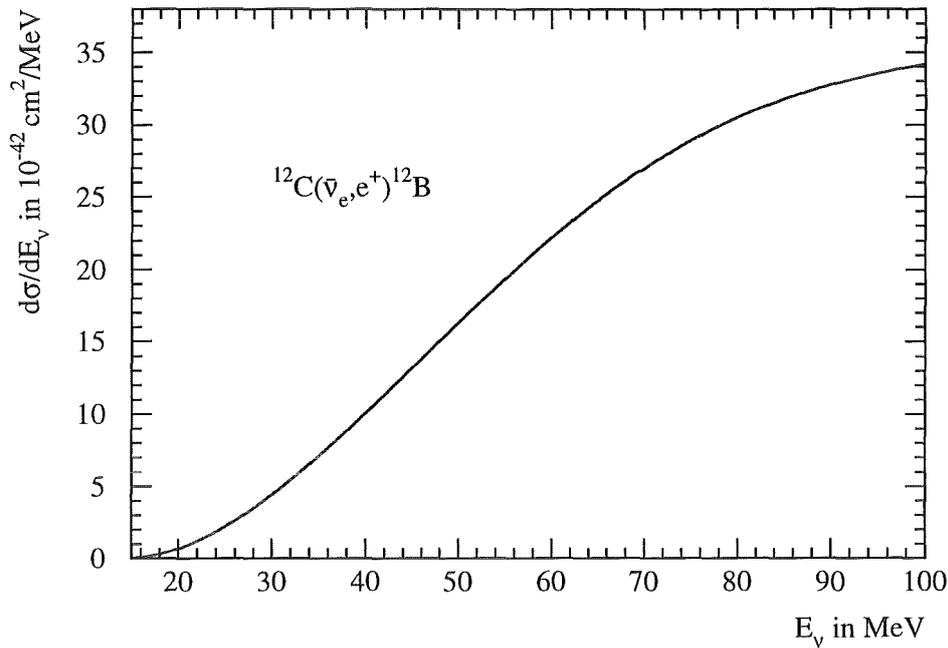
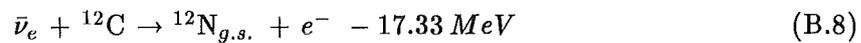


Abbildung B.3: Wirkungsquerschnitt für die  $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}_{g.s.}$  Reaktion nach [Fuk88].

$^{12}\text{C}$ -Atomen im Szintillator, so ergibt sich eine um den Faktor 18.4 kleiner Reaktionsrate als für den inversen Betazerfall am Proton. Ferner sei erwähnt, daß die Reaktion Gl. B.7 experimentell nicht von der Reaktion

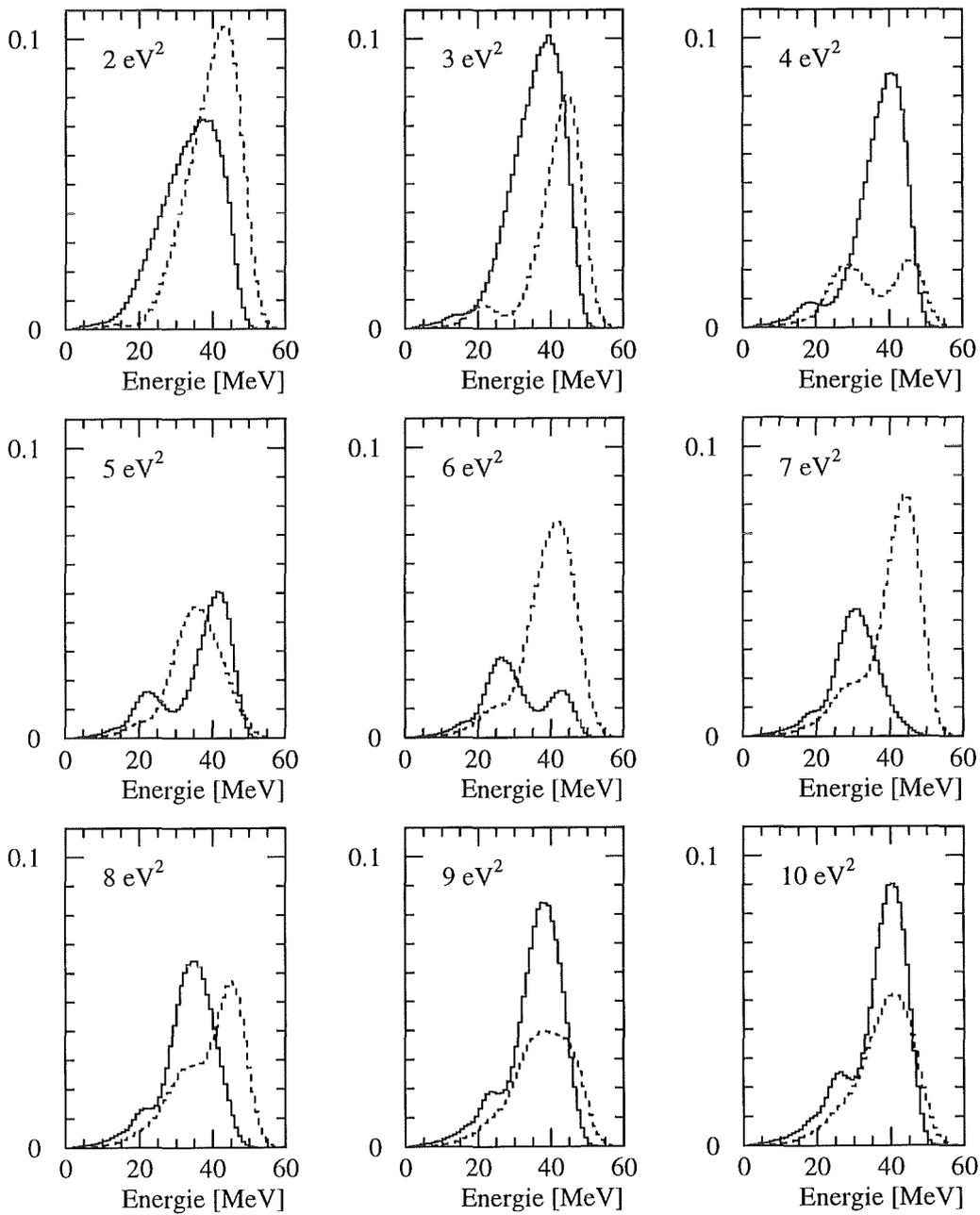


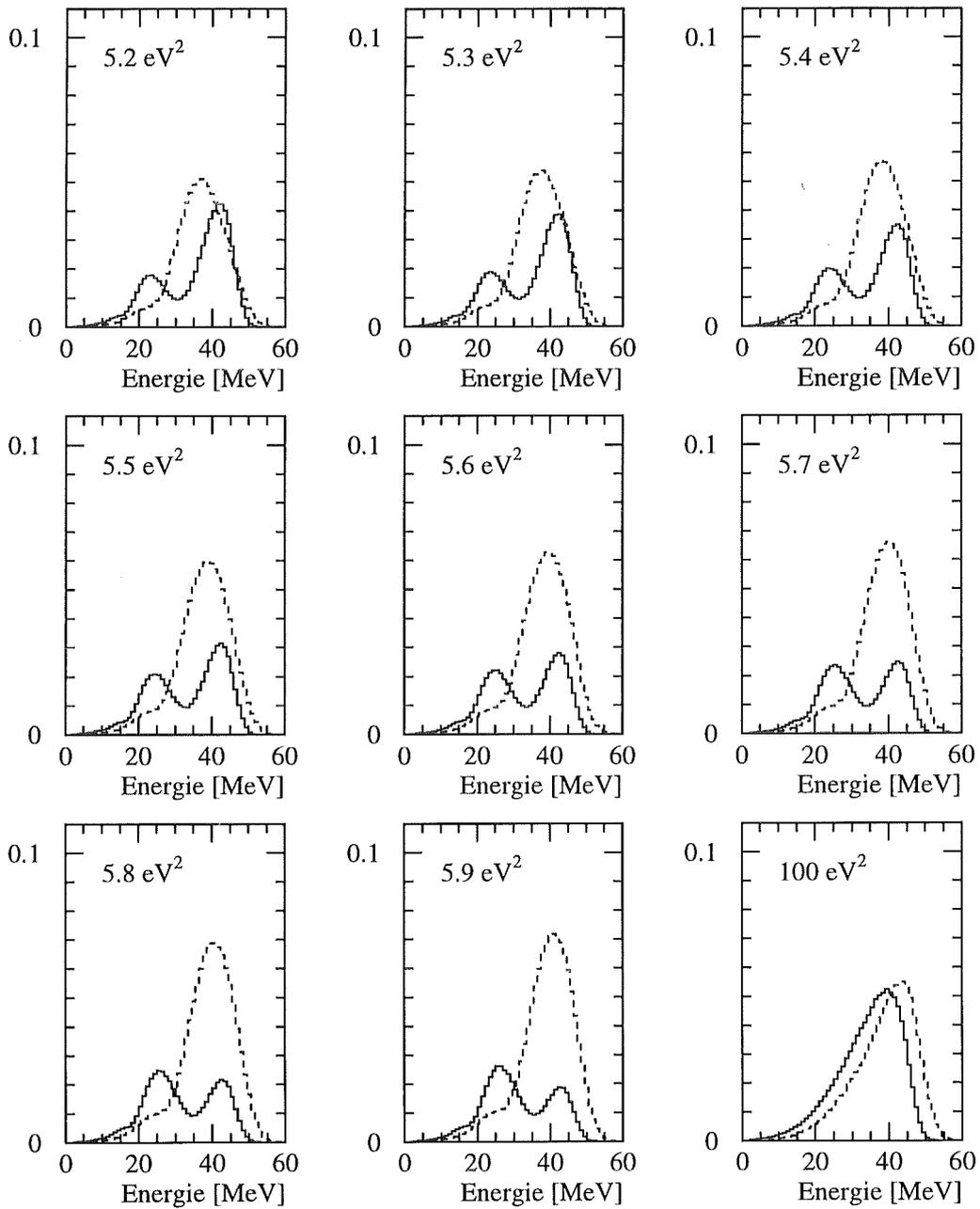
unterschieden werden kann, da beide Nachweissignaturen auf der nahezu identischen zeitlichen und räumlichen Koinzidenz eines Elektrons und eines Positrons beruhen. Aus diesem Grunde kommt für den Nachweis der  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillation bei KARMEN nur der inverse Betazerfall am Proton in Betracht.

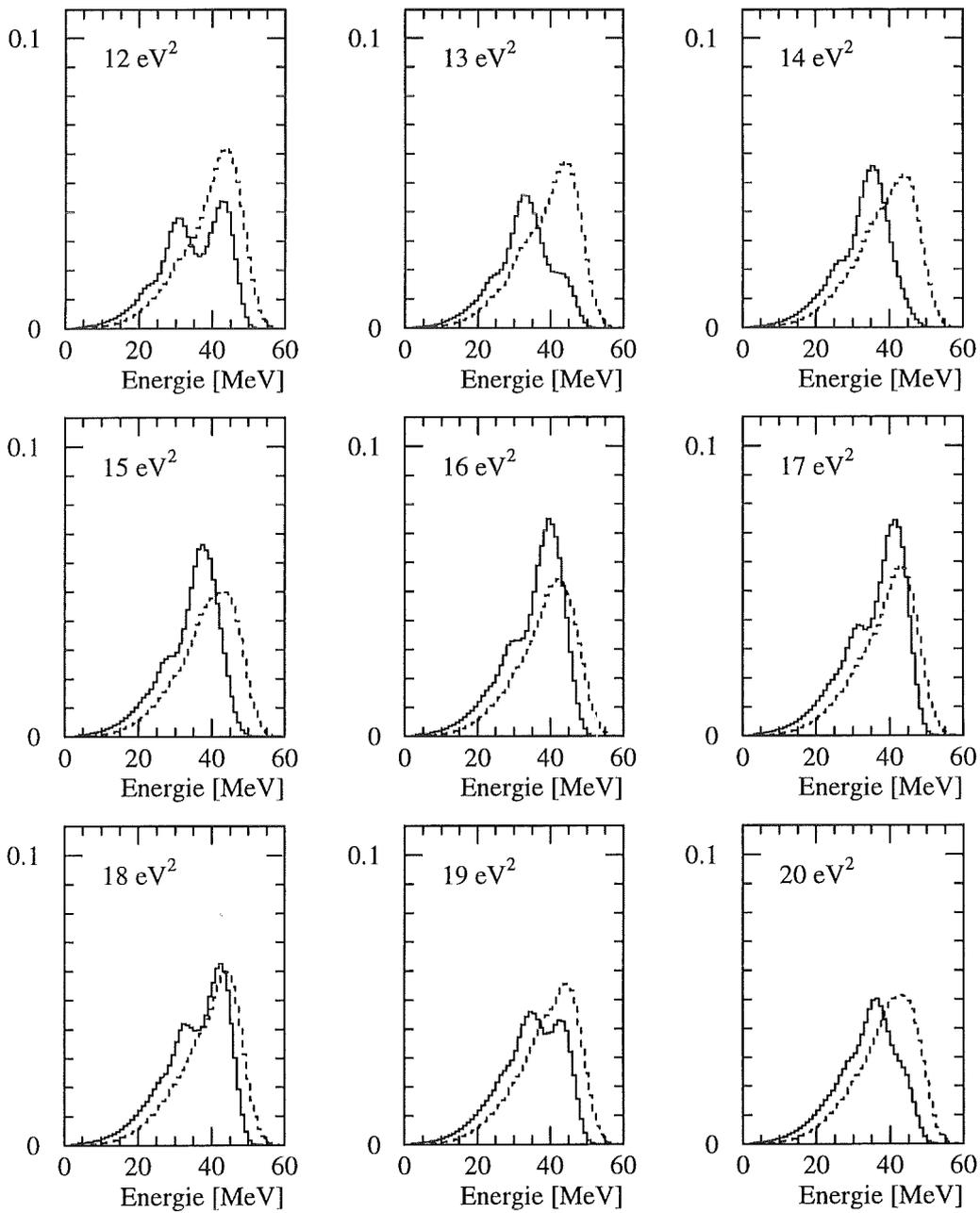
## Anhang C

# Positronspektren für verschiedene $\Delta m^2$

Im Falle einer möglichen positiven Evidenz für  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oszillationen werden im KARMEN-Detektor in Abhängigkeit vom Oszillationsparameter  $\Delta m^2$  unterschiedliche Positronspektren erwartet. Die Energieverteilungen wurden für das *single prong* Volumen berechnet. Gestrichelt ist zusätzlich das Energiespektrum angegeben, das im LSND-Detektor erwartet wird. Dabei wurde das KARMEN- und LSND-Spektrum bei  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  auf eins normiert. Das Integral der Verteilungen spiegelt die Nachweiswahrscheinlichkeit bezogen auf  $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$  wieder.







## Anhang D

# Bestimmung der PMT–Transferzeit

Die Transferzeit der Photomultiplier auf der Upstreamseite des Referenzmoduls 234 kann mit zwei Messungen bestimmt werden.

1. Bestimmung der downstream Transferzeit  $T_{PMdo}$ :  
Da von der Downstreamseite des Moduls 234 direkt eine Quarzfaser zum Laserkalibrationssystem führt, kann über eine Reflexionsmessung die Transferzeit der Downstreamphotomultiplier bestimmt werden (siehe Abb. D.1).
2. Pulsermessung, Bestimmung von  $T_{TDC}$ :  
Hierbei werden an Stelle von Photomultiplierpulsen am Patch Panel Signale aus einem Pulsgenerator eingespeist. Damit lassen sich für die KARMEN–Elektronik Ereignisse simulieren, deren Absolutzeiten genau bekannt sind. Es läßt sich eine Vielzahl von Elektroniklaufzeiten bestimmen (insbesondere  $T_{TDC}$ ). Die Prinzipschaltung ist in Abb. D.3 wiedergegeben.

### Bestimmung von $T_{PMdo}$

Das Meßprinzip ist in Abb. D.1 dargestellt. Dabei wird mit dem gepulsten (3 ns Pulsbreite) UV–Laser des Laserkalibrationssystems in eine mit Szintillator gefüllte Küvette geschossen. Das UV–Licht wird auf den ersten Millimetern vom Szintillator absorbiert und in Form von Szintillationslicht reemittiert. Aus dem Szintillationspektrum wird über ein Interferenzfilter monochromatisches Licht ausgeblendet, das über die Quarzfaser in das Modul 234 geleitet wird. Dort wird es vom Downstreamphotomultiplier gemessen. Nun wird die Differenzzeit zwischen der PIN–Diode, welche das Startsignal liefert, und dem PMT–Signal gemessen. Alle Kabel– und Lichtlaufzeiten wurden über Reflexionsmessungen bestimmt und korrigiert. Die Lichtlaufzeit in der Quarzfaser wurde wellenlängenabhängig in einer Spezialmessung bestimmt [Wol95].

Die Messung wurde bei vier verschiedenen Wellenlängen durchgeführt. Im Mittel ergab sich:

$$T_{PMdo} = (46.1 \pm 0.4) \text{ ns bei } HV = 1493 \text{ V} \quad (\text{D.1})$$

Die Abhängigkeit der Transferzeit von der Hochspannung (HV) wurde bei einer Wellenlänge von  $500 \text{ nm}$  explizit gemessen. Die Meßzeiten sind in Abb. D.2 dargestellt.

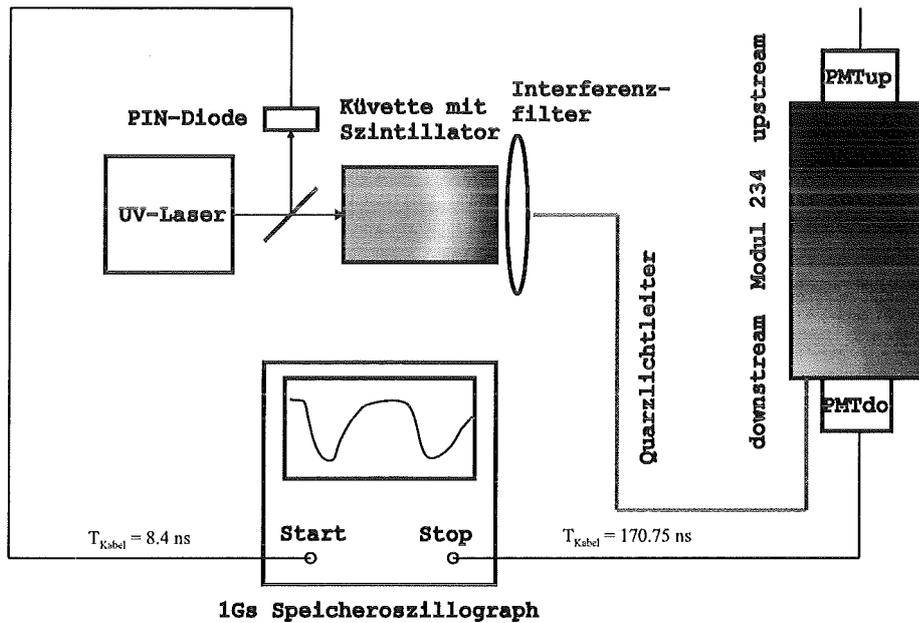


Abbildung D.1: Spezialmessung zur Bestimmung der PMT-Transferzeit des downstream PMT-Paares von Modul 234.

Unter der Annahme, daß die Elektronen im PMT zwischen Kathode und erster Dynode konstant beschleunigt werden, ergibt sich die Transferzeit zu:

$$T_{PMdo} = \frac{P1}{\sqrt{HV}} + P2 \quad (\text{D.2})$$

Hierbei ist  $P2$  eine Konstante die sich aus dem Meßaufbau Abb. D.1 ergibt und im wesentlichen Kabel- und Lichtlaufzeitdifferenzen enthält (sie betrug  $P2 = (272.2 \pm 0.3) \text{ ns}$ ).  $P1$  ist eine charakteristische Größe des PMT. Der Fit aus Abb. D.2 ergibt  $P1 = (1649 \pm 112) \text{ ns}$  und  $P2 = (274.1 \pm 2.9) \text{ ns}$ . Laut Datenblatt des Herstellers [Val85] beträgt die Transferzeit bei  $HV = 1600 \text{ V}$  etwa  $40 \text{ ns}$ , was einem  $P1 = 1600$  entspricht. Beide Fitparameter stimmen im Rahmen ihres Fehlers sehr gut mit der Erwartung überein.

### Pulsermessung, Bestimmung von $T_{TDC}$

An Stelle der PMT-Pulse wurden mit einem Pulsgenerator Signale auf das Patch Panel gegeben (Abb. D.3). Dabei wurden für den Up- und Downstreamzweig die gleichen Kabellängen wie im KARMEN-Experiment verwendet. Die Kabel a) und b) sind ebenfalls

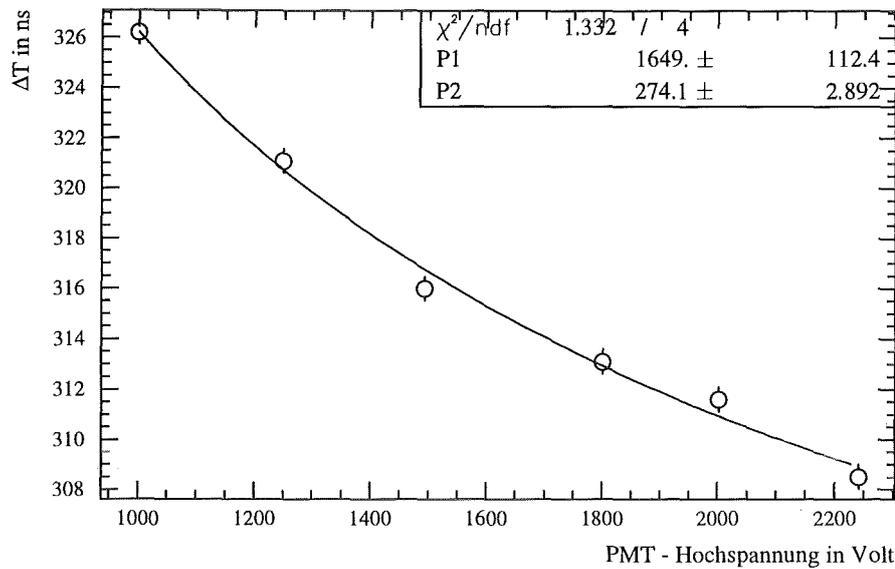


Abbildung D.2: Änderung der PMT-Transferzeit von Modul 234 (downstream) als Funktion der Versorgungsspannung (siehe Text).

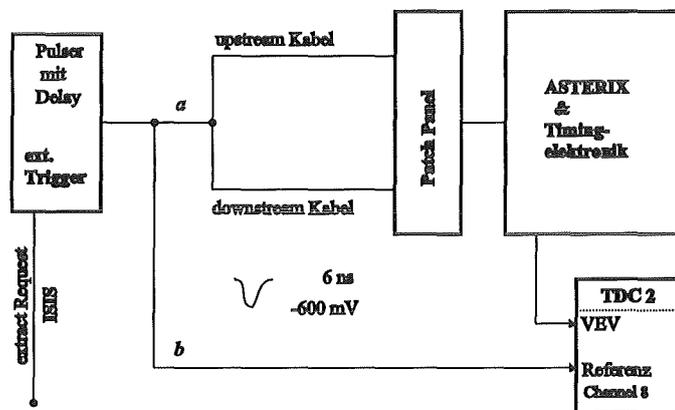


Abbildung D.3: Simulation von Ereignissen mit einem Pulsgenerator, um verschiedenen Laufzeiten der KARMEN-Elektronik zu bestimmen.

gleich lang. Das Signal des Pulsgenerators wurde zusätzlich auf einen freien Eingang (Ch. 8) am TDC2 gegeben (Abb. 5.15). Pulsgenerator und Detektor wurden mit dem *extract request* Signal von ISIS getriggert. Dabei wurde das Triggersignal für den Pulsgenerator so verzögert, daß die eingespeisten Signale mit der normalen Datenaufnahme erfaßt wurden.

Die Zeitdifferenz zwischen TDC2(VEV) und TDC2(CH 8) ist nun genau die gesuchte Laufzeit ( $T_{TDC} = 909.6 \pm 0.5$ ) ns.

Da die eingespeisten Signale Ereignisse simulieren die in der Modulmitte stattfinden, kann die Transferzeit für die Upstream-PMTs bestimmt werden. Aus dem  $dt$ -Wert, der sich aus der Ortseichung mit Eichmyonen für Ereignisse in der Modulmitte ergibt ( $dt(Myon)$ ), und dem mit dem Pulsgenerator gemessenen  $dt$ -Wert ( $dt(Pulser)$ ) erhält man die gesuchte Transferzeit:

$$\begin{aligned} T_{PMup} &= T_{PMdo} - (dt(Pulser) - dt(Myon)) \\ T_{PMup} &= (42.1 \text{ ns} \pm 0.4) \text{ ns} \text{ bei HV} = 1693 \text{ V} \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

Da nun die PMT-Transferzeiten für die Up- und Downstreammultiplier des Moduls 234 bekannt sind, können mit Hilfe der  $TREL_0$ -Signale (Gl. 5.20) die Transferzeiten beliebiger Multiplier bestimmt werden. Denn  $TREL_0(K)$  ist im wesentlichen die Laufzeitdifferenz zwischen den Upstreammultipliern von Modul K und Modul 234. Es ergibt sich mit Gl. D.2 näherungsweise:

$$TREL_0(K) = \frac{P1(K)}{\sqrt[3]{HV(K)}} - T_{PMup}(234) \quad (\text{D.4})$$

In Abb. D.4 sind die  $TREL_0(K)$ -Werte aller 512 Hauptdetektormodule gegen ihre Hochspannung aufgetragen. Ein Fit ergibt ein  $P1 = (1640 \pm 48) \text{ ns}$ , was einer mittleren Transferzeit von  $(41.0 \pm 1.2) \text{ ns}$  bei  $1600 \text{ V}$  entspricht. Dies ist wieder in sehr guter Übereinstimmung mit den Angaben des Herstellers ( $40 \text{ ns}$  bei  $1600 \text{ V}$ ). Für  $T_{PMup}(234)$  erhält man  $(39.6 \pm 1.2) \text{ ns}$ , was im Rahmen des Fehlers mit dem obigen Wert übereinstimmt. Die gute Übereinstimmung der Parameter zeigt, daß die in [Wol95] bestimmten  $TREL_0$ -Werte die Laufzeitunterschiede der PMTs exzellent beschreiben.

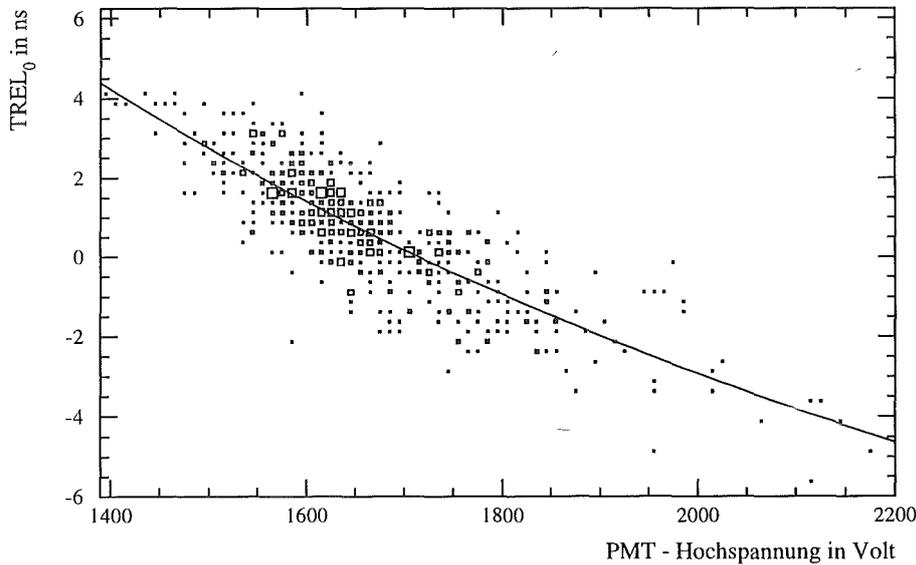


Abbildung D.4:  $TREL_0$ -Abhängigkeit von der PMT-Hochspannung für die Hauptdetektormodule.

# Literaturverzeichnis

- [Agl93] M. Aglietta et al., *First results of a search for neutrinos from collapsing stars with the LVD at Gran Sasso*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **31** (1993) 450
- [Ajz90] F. Ajzenberg-Selove, *Energy Levels Of Light Nuclei A=11-12*, Nucl. Phys. **A506** (1990) 1
- [Alb95] M. Albert et al., *Measurement of the Reaction  $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \mu^-)X$  Near Threshold*, Phys. Rev. **C51** (1995) 1065
- [All89] R.C. Allen et al., *A Measurement Of The Neutrino Flux From A Stopped-Pion Source*, NIM **A284** (1989) 347
- [Arm95] B. Armbruster et al., unveröffentlichter Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, 31. 10. 1995
- [Arm96] B. Armbruster, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Arn83] G. Arnison et al., *Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at  $\sqrt{E} = 540$  GeV*, Phys. Lett. **122B** (1983) 103
- [Ass94] K. Assamagan et al., *Measurement of the momentum in pion decay at rest using a surface muon beam*, Phys. Lett. B **335** (1995) 231
- [Ath95] C. Athanassopoulos, *Candidate Events in a Search for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations*, Phys. Rev. Lett. Vol. 75 **14** (1995) 2650
- [Bac71] G. Backenstoss et al., *Nuclear  $\gamma$ -Rays Following Muon Capture*, Nucl. Phys. **A162** (1971) 541 - 551
- [Bah78] J.N. Bahcall, H. Primakoff, *Neutrino-antineutrino oscillations*, Phys. Rev. D **18** 3463
- [Bah89] J.N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press (1989)
- [Bar93] B.C. Barish, *Neutrino Physics in MACRO at Gran Sasso*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **31** (1993) 437
- [Bel95] A. Belesev et al., *Results of the Troitsk experiment on the search for electron antineutrino rest mass in tritium beta-decay*, Phys. Lett B **350** (1995) 263

- [Ber79] J. Bernabéu and P. Pascual, *Elementary Particle Approach to Neutral Current Processes in Nuclei*, Nucl. Phys. **A324** (1979) 365
- [Ber86] G. Bernardi et al., *Anomalous Electron Production Observed In The CERN PS Neutrino Beam*, Phys. Lett. B **181** (1986) 173
- [Ber94] V. Berezinsky et al., *The MSW solution to the solar neutrino problem for non-standard solar models*, Phys. Lett. B **341** (1995) 38
- [Bil87] S.M. Bilenky and S.T. Petcov, *Massive neutrinos and neutrino oscillations*, Rev. of Mod. Phys. **59** (1987) 671
- [Bil95] S.M. Bilenky et al., *Neutrino oscillations in the framework of three-generation mixings with mass hierarchy*, Phys. Lett. B **356** (1995) 273
- [Bir64] J.B. Birks, *The Theory of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford (1964)
- [Bir70] J.B. Birks, *Photophysics of Aromatic Molecules*, Wiley-Interscience (1970)
- [Bla94] I. Blair, Queen Mary and Westfield College/London, Private Mitteilung, 1994.
- [Blu89] B. Blumenfeld et al., *Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oscillations*, Phys. Rev. Lett. Vol. 62 **19** (1989) 2237
- [Boe92] F. Boehm und P. Vogel, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge University Press (1992), Second Edition
- [Bod88] B. Bodmann, *Aufbau und Eigenschaften des KARMEN Antizählers*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1988)
- [Bod91] B. Bodmann et al., *First observation of the neutral current excitation  $^{12}\text{C}(\nu, \nu') ^{12}\text{C}^*(1^+, 1)$* , Phys. Lett. B **267** (1991) 321
- [Bod94b] B.E. Bodmann et al., *Determination of the weak axial charge radius of  $^{12}\text{C}$  via the  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$  reaction*, Phys. Lett. B **339** (1994) 215
- [Bor92] L. Borodovsky et al., *Search for Muon-Neutrino Oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ) in a Wide-Band Neutrino Beam*, Phys. Rev. Lett. Vol. 68 **3** (1992) 274
- [Bou57] C. Bouchiat, L. Michel *Theory of  $\mu$ -Meson Decay with the Hypothesis of Non-conservation of Parity*, Phys. Rev. **106** (1957) 170
- [Bur90] R.L. Burman et al., *Monte Carlo Simulation of Neutrino Production by Medium-Energy Protons in a Beam Stop*, NIM **A291** (1990) 621
- [Bur94] R.L. Burman, interner Bericht, KARMEN-Kollaboration (1994)
- [Bur95] R.L. Burman et al., *Neutrino Flux Calculations for the ISIS Spallation Neutron Facility*, Forschungszentrum Karlsruhe – Wissenschaftliche Berichte, (1995) FZKA 5595

- [Bur95b] R.L. Burman, L.L. Daemen, *Water Target at the ISIS Spallation Source: Neutrino and Neutron Fluxes*, Forschungszentrum Karlsruhe – Wissenschaftliche Berichte, (1995) FZKA 5585
- [Bus95] D. Buskulic et al., *An upper limit for the  $\tau$  neutrino mass from  $\tau \rightarrow 5\pi(\pi^0)\nu_\tau$  decays*, Phys. Lett. B **349** (1995) 585
- [Dan62] G. Danby et al., *Observation of High-Energy Neutrino Reactions And The Existence Of Two Kind Of Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36
- [Dio95] C. Dionisi, *Precision tests of the standard model at LAP*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 125
- [Dod93] A.C. Dodd et al. *The laser calibration monitor of the KARMEN scintillation calorimeter*, NIM **A336** (1993) 136
- [Don85] T.W. Donnelly, *Electron Scattering and Neutrino Reactions in Nuclei*, Prog. Part. and Nucl. Phys. **13** (1985) 183
- [Dor86] J. Dorenbosch et al., *Experimental Verification of the Universality of Electron-Neutrino and Muon-Neutrino Coupling to the Neutral Weak Current*, Phys. Lett. B **180** (1986) 303
- [Dre90] G. Drexlin, *Neutrinoidentifikation und Untergrundsignaturen im KARMEN-Detektor*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dre94] G. Drexlin, *KARMEN: Precision Tests of the Standard Model with Neutrinos from Muon and Pion Decay*, Prog. Part. Nucl. Phys. Vol. **32** (1994) 375
- [Ead71] W.T. Eadie et al., *Statistical Methods In Experimental Physics*, North-Holland Publishing Company, 1971
- [Ebe92] V. Eberhard, *Erster Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung  $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + {}^{12}\text{C}^*$* , Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Report 5063
- [Eit91] K. Eitel, *Untersuchung organischer Flüssigszintillatoren auf spektrale Abschwächung, Lichtausbeute und Pulse-Shape-Verhalten*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991)
- [Eit93] K. Eitel et al., *Wavelength dependent light attenuation in organic scintillators*, NIM A **340** (1994) 346
- [Eit95] K. Eitel, *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*, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe – Wissenschaftliche Berichte, (1995) FZKA 5684
- [Fai95] S. Faion, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)

- [Fay85] S.A. Fayans, *Radiative corrections and recoil effects in the reaction  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  at low energies*, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (4) (1985) 590
- [Fet92] W. Fetscher, *Muon Decay: Measurement of the Energy Spectrum of the  $\nu_e$  as a Novel Precision Test for the Standard Model*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2758
- [Fet94] W. Fetscher *Helicity dependence of  $\nu_e$  energy spectrum from the decay of unpolarized muons*, Phys. Rev. D Vol. **49** **11** (1994) 59458
- [Fog95] G. Fogli et al., *Accelerator and reactor neutrino oscillation experiments in a simple three generation framework*, Phys. Rev. D Vol. **52** **9** (1995) 5334
- [Fre93] S. J. Freedman et al., *Limits on neutrino oscillations from  $\bar{\nu}_e$  appearance*, Phys. Rev. D Vol. **47** **3** (1993) 811
- [Fro79] A. Frodesen, *'Probability and Statistics in Particle Physics'*, Universitetsforlaget (1979), (Box 2997 Tøyen, Oslo 6)
- [Fuk88] M. Fukugita et al., *Neutrino Reaction Cross Sections on  $^{12}\text{C}$  Target*, Phys. Lett. B **212** (1988) 139
- [Gab81] T. A. Gabriel et al., *Neutrino Physics at the Spallation Neutron Source, II Neutrino Fluxes, Shielding Considerations and Detector Analysis*, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1981), KfK-Report 3174
- [Gem88a] H. Gemmeke et al., *Properties of a new Photomultiplier optimized to good Time and Energy Resolution for Scintillation Counting*, IEEE Trans. Nucl. Science **35** (1988) 377
- [Gem88b] H. Gemmeke et al., *Neutron Detection Efficiency of a Large Scintillation Calorimeter*, IEEE Trans. Nucl. Science **35** (1988) 360
- [Gra92] W. Grandegger, *Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN Neutrinodetektor*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Report 5122
- [Gri86] A. Grimm, *Photovervielfacher für den Szintillationsdetektor KARMEN 1*, Diplomarbeit, KfK und Universität Karlsruhe (1986)
- [Gro89] K. Grotz, H.V. Klapdor, *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Teubner Studienbücher (1989)
- [Güs78] H. Güsten et al., *Organic Scintillators with Unusual Large Stokes' Shifts*, J. of Phys. Chem., Vol. **82**, No. **4**, (1978) 459
- [Har91] D. Hartman et al., *Neutrino-induced nucleosynthesis in core-collapse supernovae*, Nucl. Phys. A **527** (1991) 663
- [Has73] F.J. Hasert et al., *Observation of Neutrino-Like Interactions without Muon or Elektron in the Gargamelle Neutrino Experiment*, Phys. Lett. **45B** (1973) 139

- [Heu72] G. Heusser, *Radioisotope production rates by muon capture*, Nucl. Phys. A **195** (1972) 369 - 378
- [Hil95] J. E. Hill, *An Alternative Analysis of the LSND Neutrino Oscillation Search Data on  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$* , Phys. Rev. Lett. Vol. 75 **14** (1995) 2654
- [Hö895] J. Hößl, *Maximum Likelihood Analyse der Neutrino-Daten des KARMEN-Experiments*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1995)
- [Jan94] Th. Jannakos, *Untersuchung von Myoneinfang-Reaktionen an  $^{12}\text{C}$  und  $^{13}\text{C}$  im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1994) FZKA 5520
- [Jan95] Th. Jannakos, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Jan95b] Th. Jannakos, private Mitteilung (1995)
- [Kim65] C. Kim, H. Primakoff, *Theory of Muon Capture with Initial and Final Nuclei Treated as 'Elementary' Particles*, Phys. Rev. **140** (1965) 566
- [Kle94] M. Kleifges, *Erste Messung des Energiespektrums von Elektronenneutrinos aus dem  $\mu^+$ -Zerfall*, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1994), KfK-Report 5394
- [Kle94b] M. Kleifges, kollaborationsinterner Bericht (1994)
- [Kno79] G. F. Knoll, *Radiation Detection And Measurement*, 1979, John Wiley & Sons, Inc.
- [Kol92] E. Kolbe, *Untersuchungen zur inelastischen Neutrinostreuung an Kernen und Anwendung in der Kern- und Astrophysik*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1992)
- [Kol94] E. Kolbe et al., *Neutrino-induced reactions on  $^{12}\text{C}$  within the continuum random phase approximation*, Phys. Rev. C **49** (1994) 1122
- [Kol95] E. Kolbe, private Mitteilung (1995)
- [Koz85] T. Kozlowski et al., *Energy Spectra and Asymmetries of Neutrons Emitted after Muon Capture*, Nucl. Phys. A **436** 717 (1985)
- [Led78] C.M. Lederer, *Table of Isotopes*, Wiley-Interscience (1978)
- [Lee56] T.D. Lee and C.N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. **104** (1956) 254
- [Lyo86] L. Lyons *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press, 1986
- [Lou95] W. C. Louis, *Neutrino oscillation studies at LAMPF*, Nucl. Phys. B **38** (1995) 229-234

- [Min89] S.L. Minz and M. Pourkaviani, *Theoretical calculations for neutrino-induced charged current reactions in  $^{12}\text{C}$  and recent experimental results*, Phys. Rev. C **40** (1989) 2458
- [Moe95] M.K. Moe, *Double Beta Decay*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 36
- [Mou95] S. Mouatassim, *The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interaction*, NIM **A359** (1995) 530–536
- [Noz83] S. Nozawa et al., *Weak Processes in the  $A = 12$  Nuclei with Finite Momentum Transfer*, Prog. Theor. Phys. **70** (1983) 892
- [Obe88] L. Oberauer, F.v. Feilitzsch, in *Neutrino Physics*, Springer Heidelberg (1988), Ed: H.V. Klapdor
- [Obe92] L. Oberauer, F.v. Feilitzsch, *Neutrino Oscillations*, Rep. Prog. Phys. **55** (1992) 1093
- [Par94] R. Parthasarathy, *Neutrino Neutral Current Excitation of  $^{12}\text{C}^*(1^+; T = 1; 15.1 \text{ MeV})$* , Preprint IMSC/94/14 (1994)
- [PDG94] Review of Particle Properties (Particle Data Group), Phys. Rev. **D50** (1994) 1173
- [Per75] M. Perl et al., *Evidence for Anomalous Lepton Production  $e^+ - e^-$  Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489
- [Pou90] M. Pourkaviani and S.L. Minz, *Neutrino-induced neutral current reaction in  $^{12}\text{C}$* , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **16** (1990) 569
- [Pri59] H. Primakoff, *Theory of Muon Capture*, Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 802
- [Rap91] J. Rapp, *Messung spektraler Abschwächlängen und absoluter Lichtausbeuten von organischen Flüssigszintillatoren*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991)
- [Rap93] J. Rapp, interner Bericht, KARMEN-Kollaboration (1993)
- [Rei53] F. Reines and C.L. Cowan, Phys. Rev. **92** (1953) 830
- [Ruf95] C. Ruf, *Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktionen  $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$  und  $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$* , Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Sch95] P. Schirrmann, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Schi93] F.B. Schilling, *Akzeptanz des KARMEN Detektors für Neutrinoereignisse*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [See81] W. Seelmann-Eggebert, Nuklidkarte Nov. 1981, Kernforschungszentrum Karlsruhe

- [Sil95] A. Da Silva et al., *Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth sit*, NIM **A354** (1995) 553
- [Sin74] P. Singer, *Emission of Particles Following Muon Capture in Intermediate and Heavy Nuclei*, Springer Tracts in Mod. Phys. **71**, Springer Verlag, Berlin (1974)
- [Ste95] M. Steidl, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Stu95] O. Stumm, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen–Nürnberg (1995)
- [Vil94] P. Vilain et al., *Search for muon to electron neutrino oscillations*, Z. Phys. C **64** (1994) 539
- [Val85] Datenbuch, 'Fotoervielfacher', VALVO–Hamburg, Ausgabe 9.85 (1985)
- [Web95] J. Weber, *Untersuchung von strahlkorreliertem Untergrund im KARMEN–Detektor*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Wil82] D.H. Wilkinson, *Analysis of the neutron  $\beta$ –decay*, Nucl. Phys. **A377**, 474 (1982)
- [Woc89] J. Wochele, *Erste Messungen mit dem KARMEN Neutrinodetektor unter besonderer Berücksichtigung des Elektronik- und Triggersystems*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1989)
- [Wöl92] S. Wölfe, *Der Nachweis der exklusiven Kernanregung  $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{gs} + e^-$  im Neutrino–Detektor KARMEN*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK–Report 5064
- [Wol90] J. Wolf, *Optische Eigenschaften organischer Flüssigszintillatoren*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Wol95] J. Wolf, *Kalibration des KARMEN–Detektors und Analyse inklusiver Neutrino–Reaktionen mit  ${}^{12}\text{C}$* , Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe – Wissenschaftliche Berichte FZKA 5636 (1995)
- [Woo90] S.E. Woosley et al., *Astrophys. Jou.* **356** (1990) 272
- [Wu57] C.S. Wu, *Experimental Test of Parity Conversation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413
- [Zei85] B. Zeitnitz, *Low Energy Neutrino Physics at High Intensity Pulsed Proton Accelerators*, Prog. Part. Nucl. Phys. **13** (1985) 445
- [Zei94] B. Zeitnitz, *KARMEN: Neutrino Physics at ISIS*, Prog. Part. Nucl. Phys. Vol. **32** (1994) 351