

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5782

**Analyse der schwachen
neutralen Stromreaktion
 $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu'_{\mu})^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$
im KARMEN Experiment**

M. Steidl

Institut für Kernphysik

Juni 1996

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5782

**Analyse der
schwachen neutralen Stromreaktion
 $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu'_{\mu})^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$
im KARMEN Experiment**

Markus Steidl

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Diplomarbeit

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 deutsch-britische Neutrinoexperiment KARMEN, das an der Spallationsneutronenquelle ISIS (Chilton UK) durchgeführt wird, verfolgt als wesentliches Ziel neben der Suche nach Neutrino-Flavouroszillationen die Untersuchung von Neutrino - Kernwechselwirkungen. In einem *beam stop target* werden aus der $\pi^+ - \mu^+$ Zerfallskette $\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu$ erzeugt. Die Pionen als auch die entstehenden Myonen werden noch im Target gestoppt und zerfallen dann in Ruhe. Aufgrund der Zerfallskinetik führt dies zu wohldefinierten Neutrinoenergien bis zu 52.8 MeV. Der 2-Körperzerfall des π^+ in Ruhe generiert monoenergetische Myonneutrinos der Energie $E_\mu = 29.8$ MeV.

In dieser Arbeit wird die erstmalige Beobachtung der schwachen neutralen Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ durch die monoenergetischen Myonneutrinos der Energie 30 MeV dargestellt. Aufgrund der stark verschiedenen Lebenszeiten von $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ($\tau = 26$ ns) und $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ ($\tau = 2.2 \mu\text{s}$) lassen sich die monoenergetischen ν_μ von den deutlich später auftretenden $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ separieren. Die Myonneutrinos erscheinen im segmentierten 56 t Flüssigszintillationskalorimeter innerhalb den ersten 550 ns nach Auftreffen des Protonenstrahls auf das Target, bei einer nur geringen Beimischung von $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$. Diese einzigartige Zeitstruktur erlaubt damit die unabhängige Analyse des schwachen neutralen Stromes $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ durch ν_μ .

Hauptquelle des Ereignisuntergrundes sind Ereignisse durch strahlkorrelierte Neutronen, die über einen inelastischen Kanal ebenfalls das $^{12}\text{C}(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ Niveau anregen können. Zur Erkennung des strahlkorrelierten Untergrundes wird in dieser Arbeit erstmals eine Methode vorgestellt, um in der *offline* Analyse den strahlkorrelierten Neutronenuntergrund über seine sequentielle Struktur zu erkennen.

Die vorliegende Arbeit beschreibt 3 unabhängige Auswerteverfahren zur Analyse der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$. Eine Likelihood Methode, die auf den verschiedenen Zeitverteilungen der verschiedenen Neutrino flavours und des Neutronenuntergrundes basiert, verhält sich dabei sehr stabil unter Änderung von Datenschnitten. Im Rahmen dieser Analysemethode bestimmt sich der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma = [2.75 \pm 0.67(\text{stat.}) \pm 0.40(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2}$$

Der bestimmte Wirkungsquerschnitt ist in sehr guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen. Eine Schalenmodellrechnung Donnely's bestimmt den Wirkungsquerschnitt unabhängig von Formfaktoren zu $\sigma = 2.6 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$. Da der angeregte ^{12}C -Zustand als Spin-Isospin-Filter agiert, kann aus dem Wirkungsquerschnitt die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante β , die im Standardmodell als $\beta \equiv 1$ festgelegt ist, bestimmt werden zu:

$$\beta = 1.04 \pm 0.15$$

und liefert damit die bisher genaueste Messung der isovektoriellen-axialen Kopplungskonstante β .

Analysis of the weak neutral current excitation

$^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$

in the KARMEN experiment

Abstract

The german-british neutrino experiment KARMEN is performed at the spallation neutron source ISIS (Chilton, UK). The principal aims beside the search of neutrino flavour oscillations are the investigations of neutrino-nucleus interactions. In a *beam stop target* $\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu$ are produced in the $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ decay chain. The pions and produced myons are stopped inside the target and decay in rest. This leads due to decay kinematics to well defined neutrino energy spectra in a range up to 52.8 MeV. The two-body decay of π^+ in rest generates monoenergetic myonneutrinos with energy $E=29.8 \text{ MeV}$.

The present work describes the first observation of the weak neutral current reaction $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ induced by monoenergetic myonneutrinos. Due to the strongly different lifetimes of $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ($\tau = 26 \text{ ns}$) and $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ ($\tau = 2.2 \mu\text{s}$) it is possible to separate the monoenergetic ν_μ from the obviously later appearing $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$. The myonneutrinos appear in the segmented 56 tons liquid scintillator calorimeter in the first 550 nanoseconds after beam on target with a low mixing of $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$. This unique time structure allows an independent analysis of the weak neutral current $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ by ν_μ .

Main source of background are events by beam correlated neutrons, which also are able to excite the $^{12}\text{C}(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ level via an inelastic channel. In this work a method is presented to detect in the offline analysis events by beam correlated neutrons via their sequential structure.

Three independent methods for analysing the $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ reaction are described in the present work. A likelihood method based on the different time distributions of the different neutrino flavours and the background by neutrons behaves very smooth under varying cuts. In the frame of the likelihood method the $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ cross section is determined to:

$$\sigma = [2.75 \pm 0.67(\text{stat.}) \pm 0.40(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2}$$

The determined cross section is in very good agreement with theoretical predictions. A shell model calculation by Donnelly determines the cross section independent of form factors to $\sigma = 2.6 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$. The excited ^{12}C -level acts like a spin-isospin filter and so from the cross section the isovectorial-axial coupling constant β which is predicted in standard model to $\beta \equiv 1$ can be calculated to:

$$\beta = 1.04 \pm 0.15$$

This means the most accurate measurement of β at the moment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das KARMEN Experiment	4
2.1	Die Neutrinoquelle ISIS	4
2.2	Physikalische Ziele	5
2.2.1	Inelastische Neutrinostreuung an ^{12}C -Kernen	6
2.2.2	Suche nach Neutrino-Oszillationen	7
2.2.3	Weitere Forschungsgebiete	8
2.3	Der KARMEN Detektor	9
2.3.1	Elektronik, Triggersystem und Datenaufnahme	11
2.3.2	Datenaufnahme	14
2.3.3	Bestimmung des T_0 -Signals	15
3	Der Neutrale Strom	17
3.1	Der Neutrale Strom in der elektroschwachen Wechselwirkung	17
3.2	Theoretische Vorhersagen	18
3.2.1	Donnelly-Walecka Modell	19
3.2.2	Elementary Particle Model (EPM)	20
3.2.3	Continuum Random Phase Approximation (CRPA)	21
3.2.4	Vergleich der Modellrechnungen	21
4	Untergrundsituation im Prompten Fenster	23
4.1	Allgemeines	23
4.2	Kosmischer Untergrund	24

4.2.1	Eliminierung des kosmischen Untergrundes in der Offline Datenauswertung	25
4.2.2	Rolle des kosmischen Untergrundes in der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Analyse	28
4.3	Strahlkorrelierter Untergrund	29
4.3.1	Entstehung des strahlkorrelierten Untergrundes	29
4.3.2	Abschirmmaßnahmen	31
4.3.3	Wechselwirkungen prompter Neutronen im Detektor	32
4.3.4	Sequentielle Strukturen des strahlkorrelierten Untergrundes	35
4.3.5	Signaturen des strahlkorrelierten Untergrundes	42
4.4	$(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen	48
5	ν_μ Kernanregung durch neutralen schwachen Strom	52
5.1	Datenreduktion	52
5.2	Softwareschnitte	55
5.2.1	Energieschnitte	55
5.2.2	Zeitschnitte	57
5.2.3	Ortsschnitte	60
5.2.4	Multiplizität	61
5.3	Parameter zur Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes .	62
5.3.1	Neutrinofluß Φ	62
5.3.2	Raumwinkel	63
5.3.3	Anzahl der ^{12}C Atome	63
5.3.4	Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit	64
5.4	Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes mit der 'Gd-Sequenz' Methode	65
5.4.1	Abzug des kosmische Untergrundes	66
5.4.2	Abzug der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen	66
5.4.3	Abzug der Neutronenereignisse	67
5.4.4	Ergebnisse	70
5.4.5	Verhalten der Methode unter Änderung der Datenschnitte	73
5.5	Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes mit 'Fenster-Methode'	76
5.5.1	Abzug des kosmischen Untergrundes	77

5.5.2	Abzug der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen	77
5.5.3	Abzug der Neutronenereignisse	78
5.5.4	Verhalten der Wirkungsquerschnitte unter Variation der Datenschnitte	81
5.6	Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes mit Likelihood-Analyse	85
5.6.1	Verhalten der Likelihood-Analyse unter Änderung der Schnitte . . .	88
5.7	Vergleich der Auswertemethoden	93
5.8	Bestimmung der isovektoriellen-axialen Kopplungskonstante β	94
6	Zusammenfassung und Ausblick	96
A	Myon – Neutrinos aus dem π^- Zerfall	98
	Literaturverzeichnis	102

Kapitel 1

Einleitung

Das KARMEN Experiment (Karlsruhe Rutherford Mittelenergie Neutrinoexperiment) ist eine deutsch-britische Kollaboration¹ und verfolgt als wesentliche Zielsetzung die Untersuchung der fundamentalen Eigenschaften von Neutrinos und ihren Wechselwirkungen mit Kernen im Energiebereich bis 50 MeV. Als Neutrinoquelle dient die Spallationsneutronenquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratory in Chilton (UK). Die Neutrinos stammen aus π^+ und μ^+ Zerfällen in Ruhe und besitzen eine klar definierte Energie- und Zeitstruktur.

Neutrinos werden im Standardmodell als neutrale, masselose, linkshändige Spin 1/2 tragende Elementarteilchen in 3 Flavours (ν_e , ν_μ , ν_τ) mit verschwindendem magnetischen Moment beschrieben. Diese Eigenschaften lassen Neutrinos ausschließlich über die schwache Wechselwirkung wechselwirken. Durch die kleine Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung und den damit verbundenen kleinen Wirkungsquerschnitten von niederenergetischen Neutrinos ($10^{-39} - 10^{-43} \text{ cm}^2$) sind aber nicht alle vorausgesagten Eigenschaften experimentell bestätigt. Neben der Frage nach der Masse und dem magnetischen Moment des Neutrinos sind auch seine Eigenschaften unter CP-Transformationen nicht restlos geklärt.

Mit der experimentellen Klärung der noch offenen Fragen der elementaren Neutrinoeigenschaften ist es möglich das Standardmodell und seine Erweiterungen, insbesondere die *Grand Unified Theories (GUT's)*, zu überprüfen. Der Nachweis von massiven Neutrinos, welche eine Änderung des Standardmodelles fordern würde, hätte auch tiefgreifende Konsequenzen für die Astrophysik, die massive Neutrinos als Kandidaten für die dunkle Materie im Universum sieht. Das KARMEN Experiment ist in der Lage über die Suche nach Neutrinooszillationen, die eine quantenmechanische Konsequenz von Massendifferenzen zwischen den Flavours sind, Aussagen über Ausschlußgrenzen von Flavour-Massendifferenzen zu ziehen.

Neben dem interessanten Feld der Neutrinooszillationen untersucht das KARMEN Experiment die Wechselwirkungsmechanismen von niederenergetischen Neutrinos mit Kernen. In diesen Themenbereich fällt auch die in dieser Arbeit erstmals analysierte Wechselwirkung von monoenergetischen Neutrinos über den neutralen Strom am Targetkern ^{12}C .

¹KARMEN Kollaboration: Forschungszentrum Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Universität Erlangen-Nürnberg, Queen Mary and Westfield College (London), Oxford University

In den 60er Jahren entwickelten S. Weinberg, A. Salam und S. Glashow die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung². Diese renormierbare Theorie basiert auf einer $SU(2) \times U(1)$ Eichtheorie mit vier vektorialen Austauschbosonen (W^\pm, Z^0, γ), von denen die W^\pm -Bosonen und das Z^0 -Boson Masse tragen. Innerhalb dieser Theorie wurde erstmals die Existenz von schwachen neutralen Strömen vorausgesagt. Zwar wurde schon in den 60er Jahren nach flavour-ändernden neutralen Strömen gesucht (z.B.: $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu\bar{\nu}$), deren Abwesenheit dann Ende der 60er Jahre durch den GIM³-Mechanismus erklärt wurde. Danach konzentrierte sich die Suche auf die schwachen neutralen Ströme im rein leptonen Sektor, die 1973 am CERN in der GARGAMELLE Blasenkammer mit der Beobachtung eines einzigen $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ Ereignisses erfolgreich war [Has73].

1983 konnten am CERN über $p\bar{p}$ -Streuprozesse reale Z^0 -Bosonen produziert und damit die Austauschteilchen des schwachen neutralen Stromes direkt nachgewiesen werden [UA2]. Der neutrale Strom ist direkt abhängig vom Weinbergwinkel θ_W , dessen Wert die Stärke der Mischung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung angibt. Über neutrale Stromreaktionen wurde der Weinbergwinkel, der ein freier Parameter im Standardmodell ist, zu $\sin^2 \theta_W = 0.2325 \pm 0.0008$ vermessen. Der Weinbergwinkel beeinflusst im Standardmodell neben der Mischung von schwachen und elektromagnetischen Stromanteilen auch die im Rahmen dieser Arbeit besonders wichtige Kopplungsstärke von links- und rechtshändigen schwachen hadronischen Stromanteilen.

Die Untersuchung von Neutrino-Kernwechselwirkungen ist interessant für Kern-, Teilchen und Astrophysik. Der speziell zum Nachweis derartiger Reaktionen konzipierte KARMEN Detektor ist ein hochauflösendes 56t Flüssigszintillatorkalorimeter, das neutrinoinduzierte Prozesse über geladene und neutrale schwache Reaktionen an ^{12}C mit spektroskopischer Qualität nachweisen kann. Von besonderem Interesse sind hierbei die neutralen Stromanregungen von ^{12}C in den $^{12}\text{C}(1^+; 15.1\text{MeV})$ Zustand:

$$\nu + ^{12}\text{C}_{g.s.} \rightarrow \nu' + ^{12}\text{C}^*(1^+; 15.1\text{MeV})$$

Die erstmalige Beobachtung dieser Anregung durch $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Neutrinos gelang 1992 [Ebe92] und stellt bis heute die einzige beobachtete neutrale schwache Stromanregung von Kernen dar. Der Nachweis der Reaktion besteht in der Detektion des 15.1 MeV γ -Quants aus der Kernabregung.

In dieser Arbeit wird die erstmalige Beobachtung der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+; 15.1\text{MeV})$ Reaktion vorgestellt und diskutiert. Die Reaktion wird induziert durch monoenergetische Myonneutrinos der Energie 30 MeV, die im ISIS Target über den π^+ -Zerfall in Ruhe produziert werden. Durch Verwendung einer monoenergetischen Neutrinoquelle läßt sich der Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion ohne eine sonst übliche Flußmittelung wie bei $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Übergängen bestimmen. Aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt läßt sich dann die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante β extrahieren, wobei β eine Linearkombination der oben erwähnten chiralen Kopplungskonstanten des schwachen hadronischen Stromes bezeichnet. Die experimentelle Bestimmung von β ist ein Test des Standardmodells, das bezüglich diesen Parameters bisher nur über Experimente der Hochenergiephysik (kohärente π^0 Produktion) getestet wurde.

² Auszeichnung mit Nobelpreis 1979

³ Glashow, Iliopoulos, Maiani

Der Wirkungsquerschnitt der neutralen Stromreaktion an Kohlenstoff ist für astrophysikalische Experimente wie LVD, LSD und MACRO ([Bad84],[Alb86],[MAC86]) von Bedeutung. Diese Untergrundexperimente suchen nach Neutrinos aus kollabierenden Sternen (Supernovae) und weisen Neutrinos ebenfalls über die neutrale Kernanregung von ^{12}C in organischen Szintillatoren nach. Die Stärke der Ankopplung des neutralen Stroms ist flavourunabhängig und damit geeignet, den bolometrischen Fluß der Neutrinos zu bestimmen. Diese Bestimmung des Gesamtflusses ist unabhängig von möglichen Neutrinooszillationen und eine wesentlichen Information, die bei der nächsten Supernova Explosion innerhalb der Galaxis bestimmt werden soll.

Myoneneutrinos werden an der Spallationsquelle ISIS innerhalb den ersten 550 ns nach dem Auftreffen der Protonen am Target produziert. In diesem Zeitraum steigt der Untergrund im KARMEN Detektor durch strahlkorrelierte schnelle Neutronen stark an. Einer der wesentlichen Gesichtspunkte dieser Arbeit war daher das genaue Studium der Signaturen dieses Untergrundes. Nach der Diskussion der Untergrundsituation schließt sich die Beschreibung von drei unabhängigen Auswertemethoden der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion an. Innerhalb jeder Methode wird der Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion berechnet. Nach einer Diskussion und Vergleich der Methoden, wird aus dem extrahierten Wirkungsquerschnitt die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante β bestimmt und mit anderen Resultaten verglichen.

Kapitel 2

Das KARMEN Experiment

2.1 Die Neutrinoquelle ISIS

Die Spallationsquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Chilton (UK) besteht aus einem *rapid cycling* Synchrotron mit einem Uran-Schwerwasser-Target oder Tantal-Schwerwasser-Target. Im Synchrotron werden Protonen auf 800 MeV beschleunigt, bevor sie den Ring verlassen und nach einer Strahlführung von ca. 140 m auf das Target geschossen werden. Der Protonenstrahl wird mit 50 Hz getriggert und besteht aus zwei parabelförmigen Doppelpulsen (Breite je 100 ns), deren zeitlicher Abstand einem halben Umlauf des Synchrotrons entspricht. Mit der kinetischen Energie von 800 MeV entspricht dies einem zeitlichen Abstand der Pulse von 324.3 ns.

Beim Spallationsprozeß (Beschreibung Abschnitt 4.3.1) werden neben Spallationsneutronen Pionen in allen drei Ladungszuständen produziert. Die π^0 zerfallen sehr schnell ($\tau = 8.4 \cdot 10^{-17} \text{s}$) in 2 γ -Quanten (98.8%) oder in ein γ -Quant und ein Elektron-Positron Paar (1.2%) [PDG94]. Die Einfangszeit der geladenen Pionen ($\tau = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{s}$) liegt im Zeitbereich 10^{-10}s , so daß nur ein geringer Bruchteil der Pionen im Flug zerfällt bevor sie im Target gestoppt werden. Der geringe Einfluß der im Flug zerfallenen π^- wird in Anhang A diskutiert. Die gestoppten negativen Pionen werden im Target absorbiert und stehen nicht zur Neutrinoherstellung zur Verfügung. Nur der Zerfall der positiven π^+ in Ruhe erzeugt über die π^+ -Zerfallskette drei Neutrinoarten in gleicher Intensität :



Während die ν_μ durch den Zweikörperzerfall monoenergetisch auf 29.79 MeV festgelegt sind, besitzen ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ kontinuierliche Energiespektren, die im Standardmodell der schwachen Wechselwirkung analytisch zugänglich sind. Abbildung 2.1(a) zeigt die Energieverteilungen der an ISIS produzierten Neutrinos.

Die herausragende Eigenschaft der ISIS ν -Quelle ist ihre Zeitstruktur. Durch die Extraktion des gesamten Strahlpulses innerhalb eines Intervalls von 425 ns und anschließender

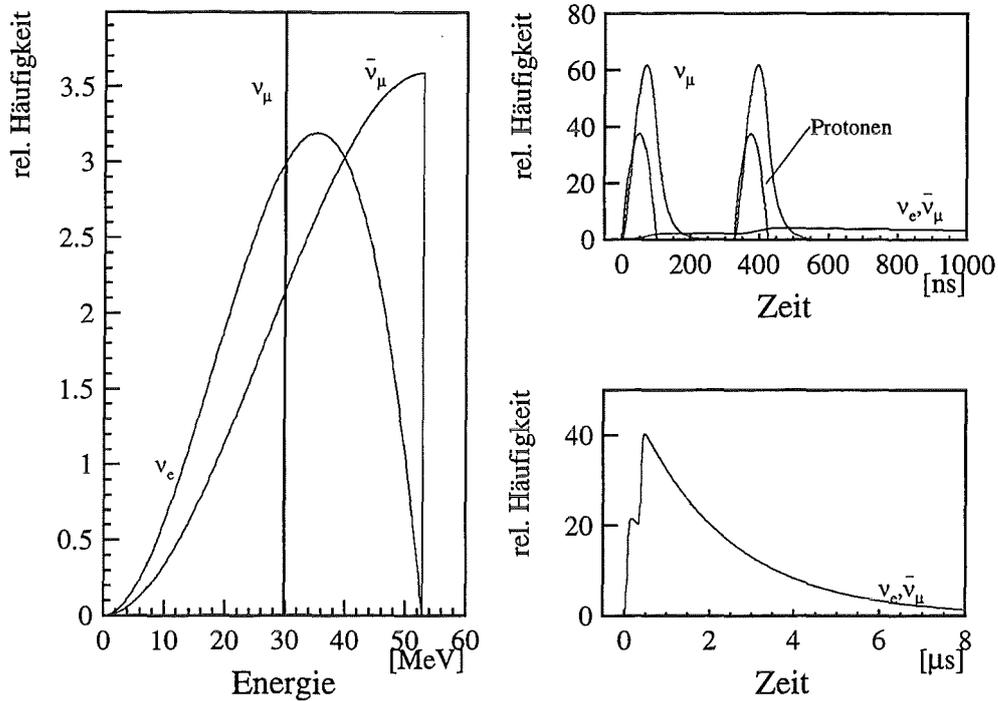


Abbildung 2.1: Energie- und Zeitverteilung der bei ISIS produzierten Neutrino-Flavour

Strahlpause von 20 ms ist es möglich, durch die stark verschiedenen mittleren Lebenszeiten von π^+ und μ^+ die Zerfallsketten zu separieren. Durch die kurze mittlere Lebenszeit der π^+ von 26 ns bildet die zeitliche ν_μ -Verteilung die Doppelpulsstruktur der Protonen innerhalb 550 ns ab. Diesem Verhalten steht eine Zeitverteilung der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ aus dem μ^+ -Zerfall ($\tau = 2.2\mu\text{s}$) gegenüber, deren Intensität erst nach 490 ns das Maximum erreicht, und danach einen exponentiellen Abfall mit der Lebenszeit der μ^+ zeigt. Abbildung 2.1 zeigt, daß innerhalb den ersten 550 ns nach Auftreffen des Protonenstrahles 100 % der ν_μ erwartet werden, während in dieser Zeitspanne nur 13.6 % der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ ¹ den Detektor erreichen. Außerdem ist es durch die Zeitstruktur möglich, in den Strahlpausen den nicht strahlkorrelierten Untergrund präzise zu messen, und anschließend auf die Neutrinoauswertungen zu skalieren. Es sei an dieser Stelle schon vermerkt, daß das extrem kleine Tastverhältnis für ν_μ in der Größenordnung von 10^{-5} eine sehr deutliche Reduktion des kosmischen Untergrundes bewirkt.

2.2 Physikalische Ziele

Der KARMEN Detektor erlaubt die Untersuchung einer Vielzahl von ν -induzierten Prozessen, die von besonderer Relevanz für die Kern-, Teilchen-, und Astrophysik sind [Zei85],[Zei94]. Hier sollen nur die Hauptziele von KARMEN, d.h. die Untersuchung von in-

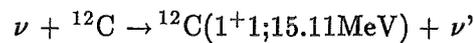
¹Im Folgenden werden $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen mit ν abgekürzt

elastischen Neutrino-Kern-Streuungen an ^{12}C und die Suche nach Neutrino-Oszillationen genauer beschrieben werden.

2.2.1 Inelastische Neutrinostreuung an ^{12}C -Kernen

Neutraler Strom

Alle drei an ISIS produzierten Neutrino-Flavours wechselwirken über den Neutralen Strom² durch Austausch eines Z^0 Bosons mit den Quarkgehalten des ^{12}C -Kernes. Dabei ist die Stärke der Ankopplung unabhängig vom Flavourozustand der Neutrinos (Universalitäts-Postulat). Durch den neutralen Strom werden im KARMEN Experiment ^{12}C -Kerne angeregt, deren Abregung über γ -Quanten detektiert wird.



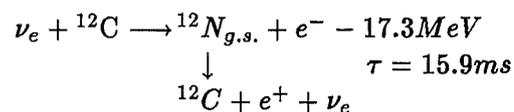
Aufgrund der angesprochenen Zeitstruktur der Neutrino-Flavor der ISIS ν -Quelle kann dabei die neutrale Stromanregung durch $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ von der neutralen Stromreaktion der ν_μ getrennt werden. Der erstmalige Nachweis einer Kernanregung durch schwache neutrale Ströme konnte 1992 über die $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen erbracht werden [Ebe92]. Für die Anregung durch $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ ist nur die Bestimmung eines flußgemittelten Wirkungsquerschnittes möglich, da keine Möglichkeit besteht, die Elektroneneutrinos von den Myonantineutrinos zu trennen, bzw. die Energie des einlaufenden Neutrinos zu bestimmen.

Da der Neutrale Strom in dieser Arbeit eine zentrale Rolle einnimmt, wird im nächsten Kapitel auf die zugrunde liegende Theorie des Standardmodells und auf die theoretischen Vorhersagen bezüglich Wirkungsquerschnitte bzw. Kopplungskonstanten eingegangen.

Geladener Strom

Neben den neutralen Stromanregungen weist KARMEN geladene Stromreaktionen von Elektroneneutrinos nach. Geladene Stromreaktionen sind an der ISIS ν -Quelle nur mit Elektroneneutrinos möglich, da Myoneneutrino und Anti-Myoneneutrino zu geringe kinetische Energien besitzen, um ein μ^- bzw. μ^+ zu produzieren.

Der exklusive geladene Strom³ wird über eine sequentielle Struktur nachgewiesen:



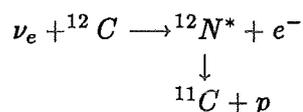
Dabei wird das prompte Elektron im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster nachgewiesen, der anschließende β -Zerfall des Stickstoffkernes im Grundzustand erfolgt nach einer mittleren Lebensdauer

²neutraler Strom, Abkürzung: NC (*neutral current*)

³geladener Strom, Abkürzung: CC (*charged current*)

von 15.9 ms mit einer maximalen Positronenergie von 16.3 MeV. Diese charakteristische sequentielle Struktur führt zu einem nahezu untergrundfreien ν_e -Nachweis. Durch den direkten Zusammenhang zwischen der Energie des ν_e und dem nachgewiesenen Elektron ist es möglich, den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion zu bestimmen. Außerdem ist man in der Lage, aus der Form des ν_e -Energiespektrums anhand eines 'Shapeparameters' ω_L mögliche skalare und tensorielle Kopplungskonstanten zu bestimmen [Kle94],[Fai96].

Neben der exklusiven geladenen Stromreaktion in den Stickstoff-Grundzustand ist auch die Anregung in die angeregten Stickstoff-Zustände zu beobachten:



Der angeregte Stickstoffkern ist teilcheninstabil und zerfällt sofort unter Emission eines Protons. Durch die schnelle Zerfallszeit des Stickstoffkernes weit unter der Zeitauflösung des KARMEN Systems fehlt hier eine sequentielle Struktur. Eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes findet sich in [Ebe92], [Schi96].

2.2.2 Suche nach Neutrino-Oszillationen

Das quantenmechanische Phänomen der Neutrino-Oszillationen ist nur möglich wenn die einzelnen Neutrino-Flavours verschiedene Massen besitzen. Dann sind nämlich die physikalischen Flavour-Eigenzustände $|\nu_l\rangle$ darzustellen als Linearkombination von verschiedenen Masseneigenzuständen $|\nu_m\rangle$.

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta \cdot |\nu_{m_1}\rangle + \sin\theta \cdot |\nu_{m_2}\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta \cdot |\nu_{m_1}\rangle + \cos\theta \cdot |\nu_{m_2}\rangle \end{aligned}$$

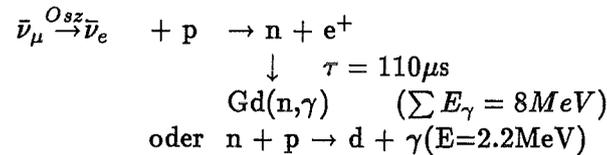
Die Wahrscheinlichkeit der Messung eines Flavour-Eigenzustandes variiert räumlich in Abhängigkeit der Differenz der Massenquadrate der Eigenzustände $|\nu_m\rangle$. Im 2-Flavour Formalismus ist die Wahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ eines im Target erzeugten ν_μ der Energie E_ν nach der Flugstrecke L (Abstand Quelle-Detektor) als Zustand ν_e vorzufinden [Boe87]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2\theta \cdot \sin^2\left(1.27 \cdot \frac{\Delta m^2[\text{eV}^2] \cdot L[\text{m}]}{E_\nu[\text{MeV}]}\right)$$

Dabei ist die Oszillationswahrscheinlichkeit P bei festem L und gegebener Energie E_ν eine zweidimensionale Funktion des Mischungswinkel θ und Δm^2 . In den 'Appearance' Kanälen werden nun über spezifische Signaturen Neutrino-Flavours gesucht, die im ursprünglichen Neutrinospektrum nicht vorhanden sind. Durch Vergleich der experimentell bestimmten Anzahl von Oszillations-Ereignissen mit der erwarteten Anzahl bei $P=1$ ergeben sich Abschlußgrenzen für erlaubte Parameterbereiche von Mischungswinkel θ und Δm^2 .

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Appearance Kanal

Bei einer Oszillation eines Myonantineutrinos in ein Elektronantineutrino kann das Elektronantineutrino über den inversen β -Zerfall mit den Protonen des Szintillators wechselwirken:

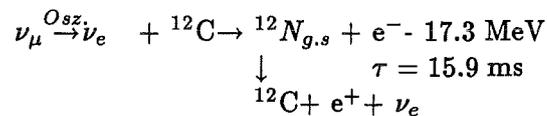


Dabei entsteht ein promptes Positron und ein Neutron, das verzögert über eine sequentielle Suche nachweisbar sein müßte. Es wurde bisher keine Evidenz für Oszillation dieses Kanals gefunden, als Obergrenze der Oszillationswahrscheinlichkeit P ergibt sich im 90% CL

$$P < 3.75 \times 10^{-3} \quad [\text{Rap96}].$$

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Appearance Kanal

Hier wird durch die verzögerte Koinzidenz eines ebenfalls monoenergetischen Elektrons ($E_{e^-} = 12.5 \text{ MeV}$) mit dem Positron aus dem Stickstoffzerfall, das ν_e aus der Flavouroszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nachgewiesen:



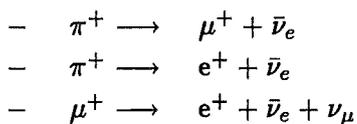
Auch hier wurde bisher keine Evidenz für Oszillationen gefunden, als Obergrenze der Oszillationswahrscheinlichkeit P ergibt sich im 90 % CL

$$P < 1.9 \times 10^{-2} \quad [\text{Eit95}].$$

2.2.3 Weitere Forschungsgebiete

Neben der inelastischen Neutrino-Streuung an Kohlenstoff und der Suche nach Neutrino-Oszillationen fügten sich im Laufe der Zeit weitere Forschungspunkte hinzu:

- Untersuchung von Myon-Kerneinfangreaktionen an ${}^{12}\text{C}$ und Bestimmung des induzierten pseudoskalaren Formfaktor F_P [Gra93],[Jan95].
- Test des Standardmodelles über Suche nach verbotenen Pion- und Myonzerfällen der Art [Dre94],[Eit95].



- Analyse der ν_e Absorption an ${}^{56}\text{Fe}$ und ${}^{13}\text{C}$ und Untersuchung des Gamov-Teller Quenchings in Kernen [Ruf95].

2.3 Der KARMEN Detektor

Der für den Nachweis von Neutrinoreaktionen konzipierte KARMEN Detektor zeichnet sich durch drei Hauptkriterien aus:

1. Große aktive Masse des Detektors, um die niedrigen Neutrinowechselwirkungsquerschnitte ($\approx 10^{-42} \text{ cm}^2$) zu kompensieren.
2. Effiziente Abschirmung gegen kosmisch induzierte und strahlkorrelierte Ereignisse.
3. Gute Energieauflösung zur Separation von Neutrino- und Untergrundreaktionen.

Abbildungen 2.2 und 2.3 zeigen den Aufbau des KARMEN Detektors, der sich von außen nach innen wie folgt aufbaut:

KARMEN Bunker

Hauptaufgabe des 7000 t massiven Stahlbunkers ($15.25 \text{ m} \times 8.24 \text{ m} \times 9.94 \text{ m}$) ist die Abschirmung gegen strahlkorrelierte Neutronen und der hadronischen Komponente der Höhenstrahlung. Die myonische Komponente der Höhenstrahlung wird auf ein Drittel der Anfangsintensität geschwächt.

Shield Zähler

Der Shield Zähler, oder auch äußerer Antizähler genannt, dient zur Registrierung eindringender Myonen. Dabei umhüllt das Veto-System den Detektor an allen Seiten bis auf die Bodenseite. Das äußere Shield ist aus 136 Festszintillatorplatten (NE 110) aufgebaut, die

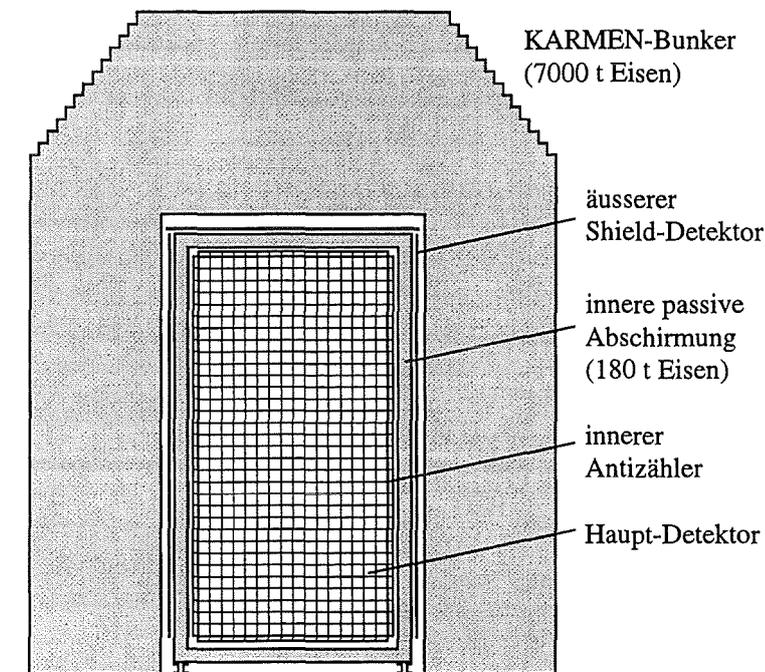


Abbildung 2.2: Skizze des KARMEN-Bunker mit Detektor

auf jeder Seite jeweils von einem Photomultiplier ausgelesen werden. Durch ein platzsparendes Auslesen der Szintillatoren (Umlenken des Szintillationslichtes um 180 Grad an den Stirnseiten) kann die Leckrate bedingt durch Geometrie auf 0.7% gesenkt werden [Sch93].

Innere passive Abschirmung

Die innere passive Abschirmung dient zur mechanischen Stabilität des eingebetteten Zentraldetektors. Die Abschirmung besteht aus 18 cm dicken Stahlplatten und bietet damit gleichzeitig ausreichenden Schutz vor Bremsstrahlungsquanten von Michelelektronen aus dem Zerfall kosmischer Myonen im Stahlbunker. Allerdings stellt der Bereich der inneren passiven Abschirmung auch eine Quelle myoninduzierten Untergrundes und natürlicher Radioaktivität dar. Durch die in der passiven Abschirmung gestoppten Myonen werden zum einen Neutronen beim Einfang am Eisen und zum anderen Bremsstrahlungsquanten aus Myon-Zerfällen produziert, die ohne Ansprechen des inneren Antizählers in den

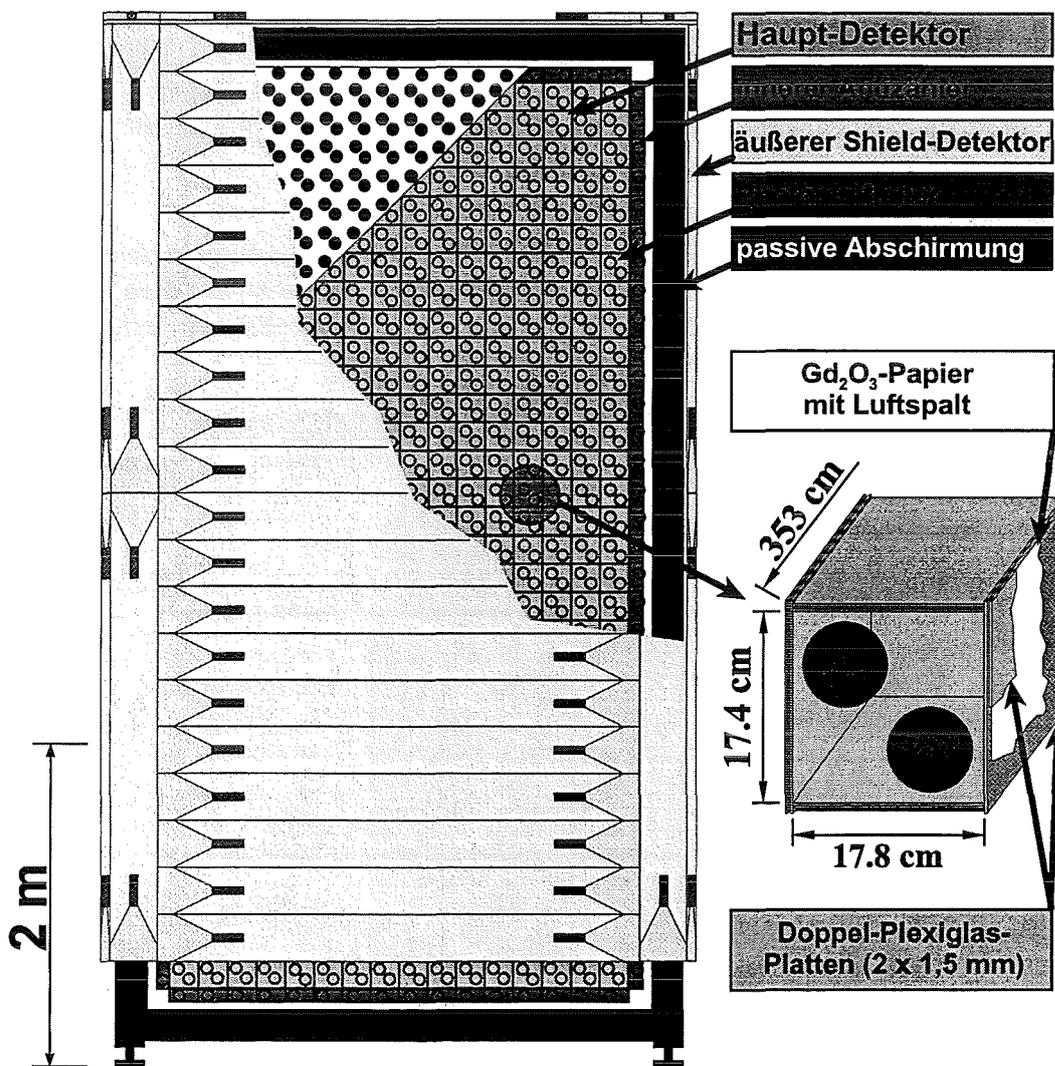


Abbildung 2.3: Skizze des KARMEN Detektors mit vergrößertem Einzelmodul

Zentraldetektor dringen können.

Zentraldetektor und innerer Antizähler

Der Zentraldetektor mit innerem Antizähler ist aus 608 Modulen aufgebaut, die sich im Inneren eines 353cm×320cm×596cm großen Stahltanks befinden. Der Stahltank ist mit 56 t Flüssigszintillator gefüllt. Der Szintillator besteht aus 75% Paraffinöl und 25% Pseudocumol mit einem szintillierenden Additiv PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin) in einer Konzentration von 2 g/l. Die Abschwächlänge beträgt 5 m bei $\lambda = 425$ nm und pro MeV deponierter Energie werden 7200 Photonen erwartet [Eit91].

Der Zentraldetektor ist aus 512 Modulen aufgebaut, die in 32 Reihen mit je 16 Spalten angeordnet sind. Jedes Modul des Zentraldetektors (353cm×17.7cm×18.1cm) wird an den Stirnseiten mit jeweils zwei 3-inch Photomultipliern (VALVO XP 3462) ausgelesen. In der äußeren Lage schließen sich weitere 96 Moduleinheiten mit halbem Querschnitt an, die an den Stirnseiten von einem Photomultiplier ausgelesen werden. Die Module sind durch eine optische Segmentierung aus zwei verklebten, 1.5 mm starken Plexiglasplatten getrennt. Durch den Luftspalt zwischen den Plexiglasplatten wird Szintillationslicht über Totalreflexion an die Stirnseiten der Module transportiert. Dies führt zu der guten Energieauflösung [Dod93]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$$

Zwischen den Plexiglasplatten befindet sich Papier mit einer Gadoliniumoxid (Gd_2O_3) Beschichtung (Flächenbelegung 73.8 g/m²). Das eingebrachte Gadolinium dient zum Nachweis thermischer Neutronen. In den beiden äußeren Lagen des Zentraldetektors wurde zur Unterdrückung myoninduzierter Neutronen kein Gadolinium eingebracht.

2.3.1 Elektronik, Triggersystem und Datenaufnahme

Eine detaillierte Beschreibung der Elektronik findet sich in [Gem89], [Kle94],[Wol95]. Hier sei nur ein schematischer Überblick über die Komponenten der Elektronik, des Triggersystems sowie der Datenaufnahme gegeben.

Front-End-Elektronik

Aufgabe der Front-End-Elektronik ist es, die Anodensignale der auslesenden Photomultiplier des Hauptdetektors, der Antizähler und der Shildeinheit zu verarbeiten, und mit Zeitreferenzsignalen die Eingabe für die Triggerlogik vorzubereiten. Dabei werden pro Ereignis die Energiesignale E_d, E_u der 'downstream' und 'upstream' Photomultiplier generiert, sowie das Signal dT , das die zeitliche Differenz zwischen dem Ansprechen der beiden Modulenden angibt, als auch schließlich das Signal T_{rel} für die zeitliche Differenz der angesprochenen Module eines Ereignisses.

Auf einer ASTERIX⁴ Karte werden die Signale von je 4 Modulen verarbeitet. Zusätzlich erzeugt jede ASTERIX Karte ein Multiplizitätssignal m , das der Anzahl der auf dieser Karte angesprochenen Module entspricht. Die Ausgangssignale von jeweils 16 ASTERIX Karten

⁴Analog Signal and Time Range Integrator and Multiplexer

werden in einem Doppel-Europa-Rahmen (DECC) zusammengefasst. Für den Zentraldetektor stehen 8 Rahmen zur Verfügung, 4 weitere werden für Shield- und Antizählereinheit benötigt. Nach Zusammenfassung der Signale aus den ASTERIX Karten stehen für die anschließende Triggerlogik folgende Signale zur Verfügung:

SE	: Summenenergiesignal
m	: Anzahl angesprochener Module (Multiplizität)
AT,AB,AL,AR	: angesprochene Antizählereinheiten
	: (Top,Bottom,Left,Right)
ST,SR,SL,SU,SD	: angesprochene äußere Shieldeinheiten
	(Top,Right,Left, Upstream,Downstream)

Triggerlogik

Die Triggerlogik gliedert sich hierarchisch in 5 Stufen (siehe Abbildung 2.4).

1.Stufe: ASTERIX Schwellen

Ein Ereignis wird durch die Koinzidenz innerhalb von 190 ns zwischen den upstream und downstream Photomultipliern eines Modules definiert. Dabei werden die Signale über verschiedene Kabellängen so geführt, daß die downstream Seite immer zuerst triggert. Kommt es zu keiner Koinzidenz wird ein Reset der ASTERIX Karte gesetzt. Bei Koinzidenzen geht ein T_{or} -Signal an alle restlichen ASTERIX Karten. Das T_{or} -Signal definiert die Ereigniszeit.

2. und 3.Stufe: MLU Interface, MLU

Die aufgearbeiteten und zusammengefaßten Signale der ASTERIX Karten liegen über einstellbare Schwellen am MLU (Memory Lookup Unit) Interface. Überschreitet eines der Signale den Diskriminator, entscheidet die MLU über die Weiterverarbeitung. Mit Hilfe der angesprochenen Diskriminatoren erstellt die MLU zu jedem Ereignis ein sogenanntes 'Stack Pattern', das zur Definition von Ereignisklassen verwendet wird. Eine Liste der möglichen 'Stack Pattern' und der zugehörigen Einstufungen findet sich in [Gra93]. Die MLU gibt nur 'gültige Ereignisse' und 'Kalibrationsmyonen' zur Konversion frei.

4.Stufe: Triggerprozessor (TRIP)

Der Triggerprozessor arbeitet parallel zur MLU und digitalisiert das SE und m-Signal. Das digitalisierte Zahlenpaar (SE,m) wird auf einen Speicherplatz einer (SE,m)-Matrix (64×64) überprüft. Je nach gespeicherter TRIP-Matrix wird das Ereignis akzeptiert bzw. verworfen. Dabei besteht die Möglichkeit, während einer Meßperiode die Matrix zu wechseln. Wird während des prompten Meßzeitfensters ($-200\mu s, +100\mu s$) ein Ereignis registriert (siehe auch Abbildung 2.5), bleibt die standardmäßig geschaltete Neutrinomatrix ($m < 26$) für diese und die darauffolgende Meßperiode gültig. Wird kein Ereignis im prompten Meßzeitfenster registriert, wird die Kalibrationsmatrix ($m = 32 \pm 4$) geladen. Sie selektiert Er-

eignisse, bei denen mit großer Wahrscheinlichkeit ein Myon vollständig durch eine Reihe oder Spalte des Zentraldetektors gelaufen ist (Kalibrationsmyonen).

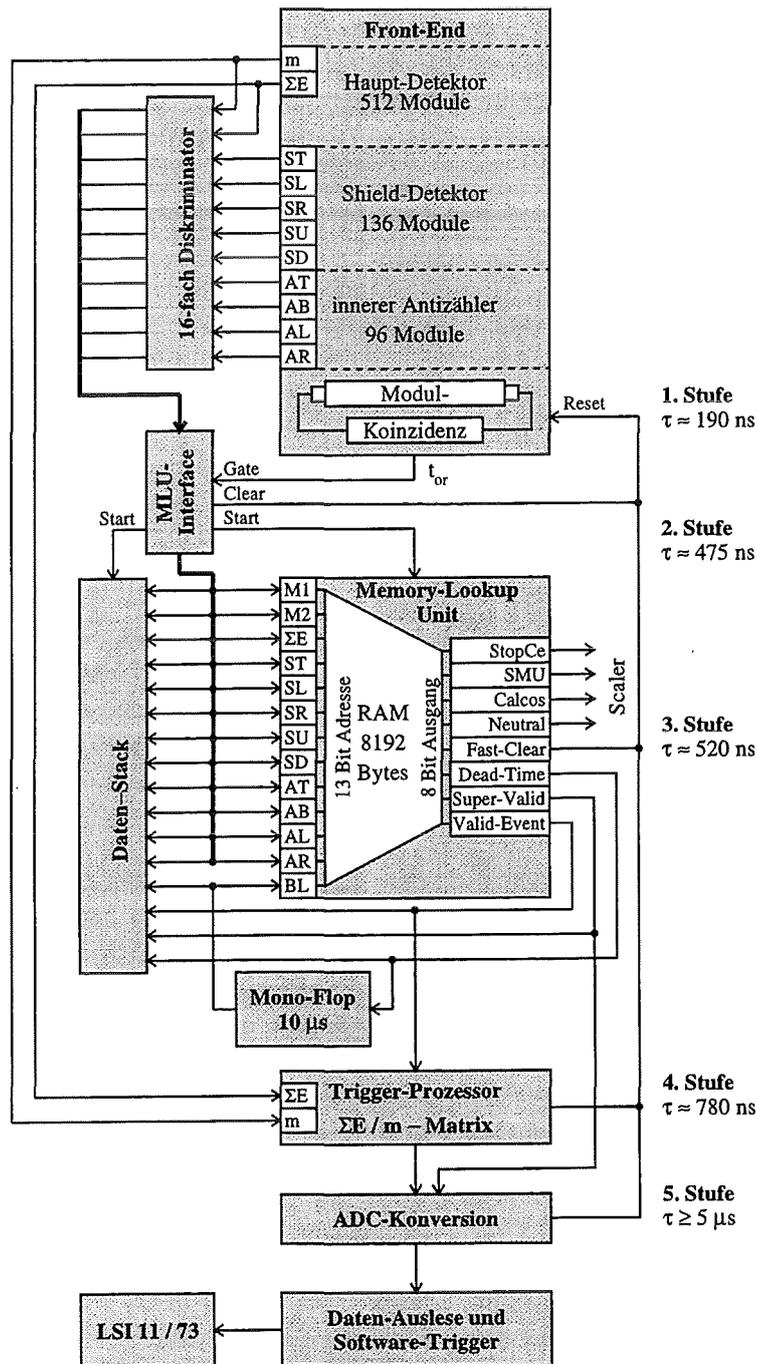


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau der Triggerlogik

5. Stufe: Softwaretrigger im ACC

Die Auslese der im ADC gespeicherten Moduldaten erfolgt durch ein Auxiliary Crate Controller (ACC). Beim Formatieren und Wegschreiben der Daten können zusätzliche Selektionen vorgenommen werden. Das Formatieren und Wegschreiben der Daten geschieht in der Zeitspanne 15.7 ms bis 19.4 ms (Abbildung 2.5). In diesem Zeitraum kann das KARMEN System keine Daten aufnehmen. Benötigt der Datentransfer länger als die vorgesehene Zeitspanne, so werden in der folgenden Strahlperiode keine Daten aufgenommen.

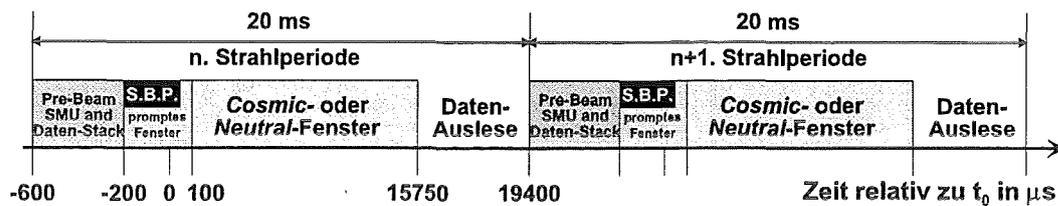


Abbildung 2.5: zeitlicher Ablauf einer Meßperiode

2.3.2 Datenaufnahme

Im KARMEN Datensystem existieren drei Arten von Ereignisklassen. Dabei beinhalten die **Moduldaten** die vollständige Historie eines Ereignisses und stellen den für die Neutrino-Auswertung relevanten Datentyp dar. Durch die gespeicherten Informationen ist eine genaue Rekonstruktion des Ereignisses auf 2 Nanosekunden Genauigkeit relativ zum Protonenstrahl möglich. Als Triggerbedingungen muß die MLU das Ereignis als 'gültig' und 'neutral' (kein Ansprechen eines Antizählers oder einer Shieldeinheit) identifiziert haben. Gleichzeitig muß für den TRIP die Neutrino-Matrix aktiv gewesen sein.

Eine minimale Triggerbedingung wird für die Ereignisse des **DATA STACK** gesetzt. Hier wird lediglich die Koinzidenz der Photomultiplier innerhalb 190 ns gefordert. Unabhängig von der Entscheidung der MLU oder des TRIP werden für alle Ereignisse die Ereigniszeiten mit einer Zeitauflösung von ca. 250 ns im sogenannten **DATA STACK** gespeichert. Durch die lückenlose chronologische Archivierung aller Ereignisse im KARMEN Detektor ist es möglich, Moduldaten auf zeitlich korrelierte vorherige Ereignisse zu überprüfen. Diese Archivierung erlaubt über Software-Totzeiten in der Offline-Analyse eine hohe Unterdrückung kosmisch induzierter Ereignisse (siehe Abschnitt 4.2.1).

Bei den SMU ('Stopped Myon') Daten wird neben der Ereigniszeit der Ereignisort und die Anzahl der angesprochenen Module gespeichert. Dabei muß das Ereignis über das Stack-Pattern von der MLU als SMU deklariert worden sein. Das Formatieren der Daten geschieht derart, daß zu jeder Strahlperiode die SMU-Daten der 5 vorherigen Strahlperioden abrufbar sind. Auch hier kann über das Anlegen einer wählbaren Totzeit nach jedem Ereignis in der Offline-Analyse eine Unterdrückung myoninduzierter Ereignisse erreicht werden (Abschnitt 4.2.1).

2.3.3 Bestimmung des T_0 -Signals

Für die ν_μ -Analyse ist die sichere Kenntnis der Ereigniszeit auf wenige Nanosekunden Genauigkeit notwendig. Ereigniszeiten werden im KARMEN System auf den sogenannten Zeitnullpunkt T_0 bezogen, der definiert ist als der Zeitpunkt, zu dem das erste lichtschnelle Teilchen den Hauptdetektor erreichen kann. Prinzipiell wird der T_0 -Zeitpunkt auf folgende Weise gefunden:

Das 'Extract Request' Signal von ISIS aus der vorhergegangenen Strahlperiode startet parallel zwei Multi-Hit TDC's $TDC_{0/1}$ und TDC_2 mit je 1ns-Auflösung.

- $TDC_{0/1}$
Der 16-fach $TDC_{0/1}$ wird bei Detektion eines gültigen Ereignisses gestoppt. Dabei wird der Stop durch das erste T_{or} einer ASTERIX-Karte getriggert und liefert das Zeitsignal $T_{0/1}$.
- TDC_2
Der TDC_2 wird benötigt, um die mit dem $TDC_{0/1}$ gewonnene Ereigniszeit auf den Zeitpunkt T_0 zu beziehen, und so die systematische Unsicherheit auf 2 ns zu begrenzen. Ein Kanal des TDC_2 wird durch das BPM-Signal gestoppt. Das BPM-Signal wird durch einen 'leading-edge' Diskriminator generiert, sobald ein induktiv induzierter Puls eines *Beam-Pickup-Monitors* der Strahlführung die Schwelle überschreitet. Dieses BPM-Signal (T_{BPM}) dient als Referenzpunkt für das Auftreffen der Protonen am Target.
Ein zweiter Kanal des TDC_2 wird durch einen Cerenkov-Zähler gestoppt. Dabei befindet sich der Cerenkov-Zähler 21.6 m strahlaufwärts des Haupt-Targets am μ SR-Target. Das Cerenkov-Signal T_{Cer} wird zur Korrektur von Laufzeitdifferenzen, die in die T_0 Kalibration eingehen, verwendet.
Ein dritter Kanal des TDC_2 wird analog zum $TDC_{0/1}$ vom T_{or} -Signal der Asterix-Karten gestoppt. Das so definierte T_{VEV} -Signal ('*first Valid Event*') wird zur Korrektur von Laufzeitdifferenzen zwischen $TDC_{0/1}$ und TDC_2 benötigt.

Die Absolutzeit t_k eines Ereignisses, bezogen auf T_0 , ergibt sich durch die Differenz des $T_{0/1}$ und T_{BPM} Signals. Die so gewonnene Zeit muß noch bezüglich Flug-, Walk- und Laufzeiteffekten korrigiert werden [Wol95]:

$$t_k = T_{0/1} - T_{BPM} + W_{BPM} - T_{0NS} + T_{rel}(K)$$

- W_{BPM}
 W_{BPM} ist die Walk-Korrektur des verwendeten 'leading-edge' Diskriminators. Die Walk-Korrektur entspricht der Zeitspanne, die das BPM-Signal benötigt, um die Schwelle des Diskriminators zu überschreiten. In jeder 'neutralen' Periode wird das BPM-Signal von einem Transienten-Rekorder in digitalisierter Form aufgenommen. Über einen quadratischen Polynomfit der ansteigenden Flanke des BPM-Signals kann die Walk-Korrektur W_{BPM} bestimmt werden.
- T_{0NS}
 T_{0NS} entspricht der Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des BPM-Signales in TDC_2

und dem frühest möglichen Stop-Signal in $TDC_{0/1}$ für ein lichtschnelles Teilchen. Die Bestimmung von T_{0NS} beinhaltet Flugzeit- und Signallaufzeitkorrekturen und stellt den aufwendigsten Teil der Zeitkalibration dar. Innerhalb dieser komplexen Bestimmung, die detailliert in [Wol95] beschrieben ist, wird auf die Signale T_{Cer} und T_{VEV} zurückgegriffen.

- **$T_{rel}(K)$**

$T_{rel}(K)$ ist die Zeitdifferenz zwischen dem Ansprechen des Moduls K und dem Zeitpunkt T_{or} . Diese Korrektur beinhaltet die Abhängigkeit der Ereigniszeit vom Entstehungsort des Szintillationslichtes innerhalb eines Moduls und modulabhängige Laufzeitdifferenzen der Photomultipliersignale.

Kapitel 3

Der Neutrale Strom

3.1 Der Neutrale Strom in der elektroschwachen Wechselwirkung

In den 60er Jahren entwickelten Weinberg, Salam und Glashow eine Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung, die die schwache Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung vereinheitlicht. Die renormierbare Theorie beinhaltet durch Forderung der Eichinvarianz gegenüber $SU(2) \times U(1)$ Transformationen den Austausch von vier masselosen Vektorbosonen. Durch spontane Symmetriebrechung mit dem Higgsmechanismus kann erreicht werden, daß zwei geladene Vektorbosonen (W^\pm) und ein neutrales Vektorboson (Z^0) Masse tragen, während das vierte Vektorboson (γ) masselos bleibt. Innerhalb dieser Theorie wurde auch die Existenz neutraler Ströme vorausgesagt, deren erstes Ereignis 1973 in der GARGAMELLE Blasenkammer am CERN nachgewiesen wurde [Has73]. Die Existenz eines nicht verschwindenden Mischungswinkels θ_W der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung beinhaltet die Struktur und Stärke des Neutralen Stromes. Die linkshändigen Ströme der 'up'-Teilchen des schwachen Isospins koppeln mit einem chiralen Koeffizienten ($\frac{1}{2} - Q \sin^2 \theta_W$), während die linkshändigen Ströme der 'down' Teilchen aus den Dubletts mit ($-\frac{1}{2} - Q \sin^2 \theta_W$) ankoppeln. Die rechtshändigen chiralen Kopplungskonstanten unterscheiden nicht zwischen der schwachen dritten Isospinkomponente und koppeln mit ($-Q \sin^2 \theta_W$) an die Ströme an (Q =elektrische Ladung der Teilchen). Der Wert des Weinberg-Winkels θ_W wird nicht vom Standard Modell vorausgesagt.

Der effektive *Lagrangian* in der νN - Streuung ist in der Schreibweise der Isovektoren gegeben durch :

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma_\lambda (1 - \gamma^5) \nu \cdot \frac{1}{2} \left[\begin{aligned} &\alpha [\bar{u} \gamma_\lambda u - \bar{d} \gamma_\lambda d] \\ &+ \beta [\bar{u} \gamma_\lambda \gamma^5 u - \bar{d} \gamma_\lambda \gamma^5 d] \\ &+ \gamma [\bar{u} \gamma_\lambda u + \bar{d} \gamma_\lambda d] \\ &+ \delta [\bar{u} \gamma_\lambda \gamma^5 u + \bar{d} \gamma_\lambda \gamma^5 d] \end{aligned} \right]$$

G_F ist die Fermikonstante, γ_λ bezeichnen die Gammamatrizen und u, \bar{u}, d, \bar{d} sind die Spinoren der ein- und auslaufenden Quarks. Die Parameter $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ haben folgende Bedeutung:

α	\equiv	isovektorielle-vektorielle Kopplungskonstante	
β	\equiv	isovektorielle-axiale	"
γ	\equiv	isoskalare-vektorielle	"
δ	\equiv	isoskalare-axiale	"

Eine in der Literatur und in der *Particle Data Group* verwendete alternative Parametrisierung sind die vier chiralen Kopplungskonstanten $\varepsilon_L(u), \varepsilon_L(d), \varepsilon_R(u), \varepsilon_R(d)$, die nach der Einführung links- und rechtshändigen Operatoren¹ auf den Zusammenhang zu den isovektoriellen Kopplungskonstanten gemäß Tabelle 3.1 führen. In Tabelle 3.2 sind die theoretischen Vorhersagen der chiralen Koeffizienten zusammengefaßt.

	chirale Kopplung	Vorhersage S.M.	mit $\sin^2 \theta_W = 0.23$
α	$[\varepsilon_L(u) + \varepsilon_R(u)] - [\varepsilon_L(d) + \varepsilon_R(d)]$	$1 - 2 \sin^2 \theta_W$	0.54
β	$[\varepsilon_L(u) - \varepsilon_R(u)] - [\varepsilon_L(d) - \varepsilon_R(d)]$	1	1
γ	$[\varepsilon_L(u) + \varepsilon_R(u)] + [\varepsilon_L(d) + \varepsilon_R(d)]$	$-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	-0.15
δ	$[\varepsilon_L(u) - \varepsilon_R(u)] + [\varepsilon_L(d) - \varepsilon_R(d)]$	0	0

Tabelle 3.1: Vorhersage des minimalen Standard Modelles bezüglich den Kopplungskonstanten des hadronischen Stromes

	Lorentz- Struktur	Vorhersage S.M.	mit $\sin^2 \theta_W = 0.23$
$\varepsilon_L(u)$	$\frac{1}{4}[\alpha + \beta + \gamma + \delta]$	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	0.35
$\varepsilon_L(d)$	$\frac{1}{4}[-\alpha - \beta + \gamma + \delta]$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	-0.43
$\varepsilon_R(u)$	$\frac{1}{4}[\alpha - \beta + \gamma - \delta]$	$-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	-0.16
$\varepsilon_R(d)$	$\frac{1}{4}[-\alpha + \beta + \gamma - \delta]$	$\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	0.08

Tabelle 3.2: Vorhersage des minimalen Standard Modelles bezüglich den chiralen-Kopplungskonstanten

3.2 Theoretische Vorhersagen

Inelastische Neutrino-Kernstreuung zwischen Niveaus mit definierten Zuständen von Spin, Parität und Isospin ist geeignet, um spezielle Anteile des hadronischen Stromes herauszufiltern. Da Kernzustände Eigenzustände des Isospins sind, können isoskalare und isovektorielle Übergänge getrennt werden.

¹²C als Targetkern zeichnet sich durch die Existenz der zwei bekannten J=1 Kernniveaus

¹ $u_l = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)u$ bzw. $u_r = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)u$

$^{12}\text{C}(1^+0;12.7\text{MeV})$ und $^{12}\text{C}(1^+1;15.1\text{MeV})$ aus, die unter der Emissionsschwelle für Protonen liegen. Nach dem Weinberg-GIM Modell [Wei72],[Gla70] ist der isoskalare Übergang in das 12.71 MeV Niveau stark unterdrückt, während der isovektorielle Übergang in das 15.11 MeV Niveau aufgrund seines $\Delta J=1, \Delta T=1$ Charakters zu den übererlaubten Übergängen gezählt werden kann.

Im Rahmen der theoretischen Beschreibung der inelastischen Neutrino-Streuung an ^{12}C und anderen leichten Kernen zählt das **Donnelly Modell** zu den Modellrechnungen, die den Prozeß auf mikroskopische Weise beschreiben, d.h. die Neutrinowechselwirkung wird am einzelnen Nukleon angesetzt. Einen anderen Weg gehen die makroskopischen Modelle, die die Wechselwirkung des Neutrinos mit dem Kern als geschlossene Einheit beschreiben und diesen Quantenzahlen zuschreiben. Für die detaillierte Beschreibung der Methoden sei auf die Originalliteratur verwiesen [Don76], [Kim79], [Kol92] bzw. für Zusammenfassungen siehe [Ebe92],[Wol95]. Eine kurze Einführung in die einzelnen Modelle wird nachfolgend gegeben.

3.2.1 Donnelly-Walecka Modell

Im Donnelly-Walecka Modell wird zur Beschreibung des neutralen Stromes ein Operator für die Wechselwirkung eines einzelnen Nukleons mit dem leptonischen Partner konstruiert. Im niederenergetischen *Long Wave Limit (LWL)* kann dieser Wechselwirkungsoperator in zwei unabhängige Multipol-Operatoren zerlegt werden, die einer Verallgemeinerung des Fermi-Operators und Gamov-Teller Operators entsprechen. Der Anteil des 'Fermi-Operators' trägt zum paritätserhaltenden Übergang $^{12}\text{C}(1^+1)$ nicht bei. Die bisherige Beschreibung basiert nur auf der Wechselwirkung mit einem einzigen Nukleon. Für den Übergang vom Ein-Teilchen zum Viel-Körper Problem müssen nun noch Formfaktoren des Kerns bekannt sein, die im Kernschalenmodell den Übergang $1p_{1/2}$ zu $1p_{3/2}$ beschreiben. Diese sind zugänglich aus der inelastischen Elektron-Kernstreuung [Con72] oder aus den β -Zerfallsübergängen des Isospintripletts $^{12}\text{B}, ^{12}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C}$. Eine detaillierte Beschreibung des Donnelly-Walecka Modelles findet sich in [Don76]. Innerhalb des Modells ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$:

$$\sigma^{LWL(J=T=1)} = 1.08 \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot \left(\frac{E_\nu - \omega}{M_N} \right)^2 \cdot \beta^2 \cdot \rho^2$$

Unter der Annahme $\rho = 1$ (Universalitätskonstante), $E_\nu = 29.79 \text{ MeV}$, $\omega = 15.11 \text{ MeV}$ und $\beta = 1$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma^{LWL} = 2.65 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$. Die Gültigkeit der LWL-Näherung ist beschränkt auf niedrige Impulsüberträge im Vergleich zum Fermi-Impuls ($q \ll Q_F (= 250 \text{ MeV}/c)$). Für die 29.79 MeV Neutrinos aus dem π^+ -Zerfall in Ruhe ist die Bedingung gut erfüllt, sodaß durch den Vergleich des experimentell bestimmten Wirkungsquerschnittes mit dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt eine Bestimmung der isovektoriellen-axialen Kopplungskonstante β möglich ist. Diese Bestimmung wird in Abschnitt 5.8 durchgeführt.

3.2.2 Elementary Particle Model (EPM)

Das *Elementary Particle Model* beschreibt die Neutrino-Kernwechselwirkung auf makroskopische Weise, d.h. das EPM behandelt Kerne als punktförmige 'elementare' Teilchen mit definierten Quantenzahlen für Spin, Parität und Isospin. Kernmatrixelemente werden parametrisiert über nukleare Formfaktoren, die die innere Struktur des Kernes beschreiben. Unter den Voraussetzungen der Isospinsymmetrie, Erhaltung des Vektorstroms (CVC) und der partiellen Erhaltung des Axialvektorstromes (PCAC) werden zur Beschreibung des geladenen Stromes vier Formfaktoren benötigt.

$$\begin{aligned} F_A(q^2) &: \text{axialer Formfaktor} \\ F_M(q^2) &: \text{schwacher magnetischer Formfaktor} \\ F_P(q^2) &: \text{pseudoskalärer Formfaktor} \\ F_T(q^2) &: \text{tensorieller Formfaktor} \end{aligned}$$

Für ν -Kernprozessen bei *beam dump* Energien dominiert der axiale Formfaktor $F_A(q^2)$. Die Beiträge durch den pseudoskalaren und tensoriellen Formfaktor können vernachlässigt werden. Die relevanten Formfaktoren $F_A(q^2)$ und $F_M(q^2)$ werden empirisch aus Daten gewonnen [Fuk88]. Dazu werden die Werte für $q^2=0$ aus Experimentdaten festgelegt und anschließend die q^2 -Abhängigkeit, die für alle Formfaktoren näherungsweise die gleiche Form hat, bestimmt. $F_A(0)$ wird aus dem mittleren ft -Wert der β -Zerfälle $^{12}\text{B}_{gs} \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs}$, $^{12}\text{N}_{gs} \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs}$ und unter Verwendung der Winkelverteilung des emittierten β -Teilchens bestimmt. $F_M(0)$ wird aus der Breite des γ -Zerfalles $^{12}\text{C}^*(1^+1) \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + \gamma(15.11 \text{ MeV})$ ermittelt. Unter der CVC-Hypothese wird für die q^2 -Abhängigkeit des schwachen magnetischen Formfaktors F_M

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

angenommen, wobei $\mu(q^2)$ der elektromagnetische Formfaktor ist, der aus der ^{12}C -Kernstreuung bekannt ist. Für die nun noch fehlende q^2 -Abhängigkeit des axialen Formfaktors, wird die theoretisch hergeleitete Relation

$$\frac{F_A(q^2)}{F_A(0)} = \frac{F_M(q^2)}{F_M(0)}$$

benutzt.

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist im wesentlichen durch den Phasenraumfaktor bestimmt, der im Energiebereich der ISIS *beam dump* Neutrinos quadratisch mit der Energie des auslaufenden Leptons skaliert:

$$\sigma \sim (E_\nu - \omega)^2 \times |\mathcal{M}|^2$$

E_ν ist die Energie des einlaufenden Neutrinos bzw. Antineutrinos, während ω die Energiedifferenz der Kernzustände angibt ($\omega^{NC}=15.1\text{MeV}$; $\omega^{CC}=17.3\text{MeV}$). Unter Verwendung

der beschriebenen Formfaktoren ergibt sich das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes $|\mathcal{M}|^2$ für den geladenen Strom als:

$$|\mathcal{M}|^2 \simeq |F_A^2(q^2) \pm f_1 F_A(q^2) F_M(q^2) + f_2 F_M^2(q^2)|$$

Das positive Vorzeichen des Mischterms $F_M F_A$ gilt für Neutrinos, während das negative Vorzeichen bei Antineutrino-Prozessen gültig ist. Innerhalb des Matrixelementes dominiert der F_A^2 -Term. Der Mischterm entspricht zwischen 5% und 15% dem F_A^2 -Term und führt damit für Antineutrinos zu entsprechend kleineren Wirkungsquerschnitten

Die bisherigen Überlegungen bestimmen den Wirkungsquerschnitt für die geladene Stromreaktion. Auch bei der neutralen Stromreaktion dominiert der F_A^2 -Anteil. Aufgrund des unterschiedlichen Isospinfaktors ist der axiale Formfaktor $F_A^{NC}(q^2)$ um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner, deshalb gilt die Beziehung:

$$\sigma^{NC} \approx \frac{1}{2} \sigma^{CC}$$

Rechnungen mit dem *Elementary Particle Model* beschränken sich im allgemeinen auf Kernübergänge mit einem gebundenen Endzustand des Kernes. Für Kernübergänge in teilcheninstabile Zustände wird die Zahl der benötigten Formfaktoren unhandlich groß.

3.2.3 Continuum Random Phase Approximation (CRPA)

Ein weiteres mikroskopisches Modell ist die **Continuum Random Phase Approximation (CRPA)**. Ausgehend von einem Schalenmodell-Grundzustand wird hier die Kernanregung als eine Summe von Teilchen-Loch Zuständen mit beliebiger Phase zueinander beschrieben. Vorteil der CRPA-Methode ist die mögliche Beschreibung von teilcheninstabilen Kontinuums Zustände [Kol92].

3.2.4 Vergleich der Modellrechnungen

In Tabelle 3.3 sind die mit verschiedenen theoretischen Modellen berechneten Wirkungsquerschnitte der im KARMEN Detektor beobachtbaren neutralen schwachen Ströme aufgelistet. Ein Vergleich des Meßwertes der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion [Schi96]

$$\sigma_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}^{NC} = [10.8 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{cm}^2$$

mit den theoretischen Meßwerten zeigt die Zuverlässigkeit und intrinsische Genauigkeit der verschiedenen Modelle bezüglich des Wirkungsquerschnittes. Einen leicht erhöhten Wirkungsquerschnitt zeigt der Donnelly Wert in der $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion (siehe Tab.3.3), da für die Energieverteilung der $\bar{\nu}_\mu$ (Maximum bei 52.8 MeV!) die LWL-Näherung nicht mehr hinreichend genau ist.

Bezüglich der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion liegen die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Modelle sehr dicht beieinander, und es wird nicht möglich sein hier zu differenzieren. Erst bei höheren Energien zeigen sich messbare Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten, wie Abbildung 3.1 verdeutlicht. Dies ist im wesentlichen ein Resultat der unterschiedlichen q^2 -Parametrisierung des axialen Formfaktors.

Autor	Modell	$\sigma^{NC}(\nu_e)$	$\sigma^{NC}(\bar{\nu}_\mu)$	$\sigma^{NC}(\nu)$	$\sigma^{NC}(\nu_\mu)$	Ref
Fukugita	EPM	4.5	5.4	9.9	2.74	[Fuk88]
Mintz	EPM	4.9	5.8	10.6	2.70	[Pou90]
Donnelly	LWL	4.7	7.2	11.9	2.64	[Don91]
Kolbe	CRPA	4.6	5.9	10.5	2.80	[Kol94]
Parathasarathy	Shell	4.7	5.2	9.9	2.59	[Par94]

Tabelle 3.3: Theoretische flußgemittelte *Neutral Current* Wirkungsquerschnitte für Neutrinos aus 'Beam dump' Quellen in 10^{-42}cm^2 ; ($\nu = \nu_e + \bar{\nu}_\mu$).

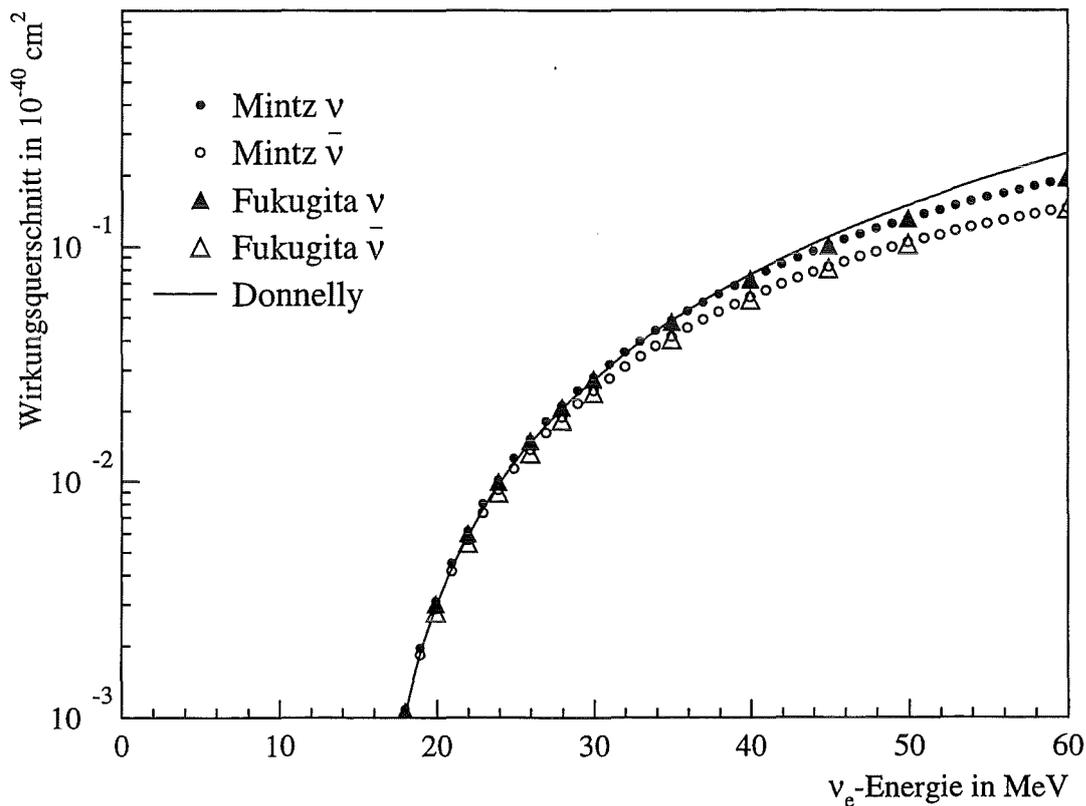


Abbildung 3.1: Theoretische energieabhangige *Neutral Current* Wirkungsquerschnitte, getrennt nach Modellen.

Kapitel 4

Untergrundsituation im Prompten Fenster

4.1 Allgemeines

Für eine Analyse der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion und Bestimmung eines totalen Wirkungsquerschnittes ist es für die Trennung von Signal und Untergrund wichtig, die Untergrundsituation präzise zu kennen und den Ursprung und die Herkunft des Untergrundes zu verstehen.

Im Rahmen der Datenanalyse lassen sich drei verschiedene Arten von Untergrund innerhalb des Prompten Fensters (0-600 ns) konstatieren:

1. Strahlkorrelierter Untergrund:

Ereignisse durch hochenergetische Neutronen (E_N : 10-400 MeV), die beim Spallationsprozeß zeitgleich mit den Neutrinos produziert werden.

2. Kosmischer Untergrund:

Ereignisse induziert durch die kosmische Höhenstrahlung und daher zeitlich gleichverteilt.

3. Neutrinoinduzierte Ereignisse:

Neutrinos aus dem μ^+ -Zerfall wechselwirken über neutralen und geladenen Strom im Zeitbereich der ν_μ . Vor allem Ereignisse aus der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion bilden einen nicht vernachlässigbaren Untergrund.

Dieses Kapitel analysiert die Untergrundarten mit ihren Reaktionsmechanismen und stellt Hilfsmittel zur ihrer Identifikation und Reduktion bereit. Insgesamt wurden die Daten von April 1992 bis Juni 1995 analysiert (Run 40-85). In Anbetracht einer zu großen Unsicherheit in der Zeitnullpunkteichung werden Daten vor Run 40 nicht in Betracht gezogen [Web95], [Wol95]. Run 40 bis 85 entsprechen einer aufintegrierten Ladung von 6366 Coulomb an Protonen, die auf das Target geschossen wurden. Bis auf einen Run (Run 85) wurde ausschließlich Tantal als Targetmaterial verwendet. Bei 800 MeV Protonen bedeutet dies 0.0459 produzierte π^+ Mesonen pro Proton. Dies resultiert in einem integralen

Fluß von $1.8 \cdot 10^{21}$ Neutrinos bei einer Gesamtmeßzeit des KARMEN Systems von ca. 450 Tagen.

4.2 Kosmischer Untergrund

Eine der Untergrundquellen im KARMEN Detektor sind die durch kosmische Höhenstrahlung induzierte Ereignisse. Die kosmische Höhenstrahlung setzt sich an der Erdoberfläche aus drei unterschiedlich wechselwirkenden Anteilen zusammen:

- Hadronische Komponente (Protonen, Neutronen, Pionen)
- Elektromagnetische Komponente (Elektronen, Photonen)
- Myonische Komponente (μ^+, μ^- im Verhältnis 1.28:1)

Dabei werden die Anteile von hadronischer und elektromagnetischer Komponente hinreichend durch den 7000 t massiven Stahlbunker abgeschirmt. Lediglich gegen die myonische Komponente bietet der Bunker nur bedingten Schutz und reduziert die myonischen Anteile auf ein Drittel der Anfangsintensität. Bei einer Rate von $10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-2}$ an Myonen auf Meereshöhe bedeutet dies für den Detektor immer noch eine Belastung von ca. 1300 Myonen pro Sekunde, wobei davon ca. 140 im Nachweisvolumen und ca. 280 in der inneren passiven Eisenabschirmung gestoppt werden [Ebe92]. Diese gestoppten Myonen bilden trotz des äußeren Shield- und Antizählertriggers eine Untergrundquelle im 'Single-Prong' Modus.

Detaillierte Studien zu den myoninduzierten Ereignissen [Ebe92], [Gra93], [Jan95] führen zu einem sehr guten Verständnis der auftretenden Reaktionen. Sowohl der Myon-Zerfall als auch der Myon-Kerneinfang führen zu ernstzunehmenden Untergrundsignaturen. Das Energiespektrum des kosmischen Untergrundes setzt sich hauptsächlich aus vier Anteilen zusammen [Ebe92] :

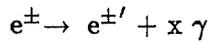
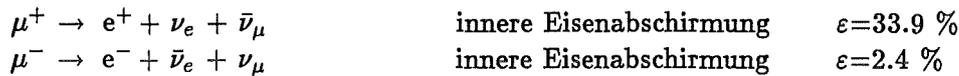
a) Michelelektronen

Michelelektronen dominieren den Bereich 10-52.8 MeV. Sie stammen aus den Myon-Zerfällen im Zentraldetektor. (Prozentangaben sind normiert auf alle auftretenden Reaktionen in a) - d)).

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	Zentraldetektor	$\varepsilon_{e^+} = 22.1 \%$
$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	Zentraldetektor	$\varepsilon_{e^-} = 15.9 \%$

b) Bremsstrahlung

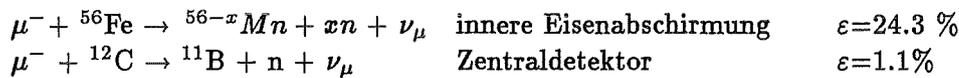
Bremsstrahlungsquanten sind Folgeprodukte von Myonzerfällen in der inneren passiven Eisenabschirmung. Dabei gibt das emittierte Michelelektron seine Energie über Bremsstrahlung ab. Das Bremsstrahlungsspektrum zeigt einen starken Abfall zu höheren Energien und reicht bis maximal 52.8 MeV.



c) Ereignisse durch Myoninduzierte Neutronen

Durch Kerneinfang der Myonen an ^{56}Fe und ^{12}C entstehen Neutronen, die im KAR-MEN Detektor über Einfang am Gadolinium oder an Protonen nachgewiesen werden. Die Neutronen werden durch Stöße mit Protonen thermalisiert. Diese Wechselwirkungen werden im 'Single-Prong' Spektrum registriert. Die thermalisierten Neutronen werden über eine Koinzidenz des Gadoliniumeinfangs oder Protoneinfangs nachgewiesen (siehe Abschnitt 4.3.4).

Entstehungsreaktionen für Neutronen :



Folgereaktionen der Neutronen :

- | | |
|------------------------------|---|
| • Rückstoßprotonen | Wechselwirkung im Zentraldetektor |
| • $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$ | Einfang in der inneren Eisenabschirmung |
| • $\text{Gd}(n,\gamma)$ | Einfang im Zentraldetektor |

d) Zerfallelektronen

Beim Myoneinfang am Kohlenstoff kann auch das langlebige ^{12}B entstehen. Durch seine Lebenszeit von $\tau = 29.1$ ms ist es schwer, die beim Zerfall entstehenden Elektronen durch eine software-technische Reduktion zu unterdrücken.



Abbildung 4.1 zeigt als durchgezogene Linie ein Energiespektrum von 'Single-Prong' Ereignissen, das aufgenommen wurde im 'Prebeam' Window von Run 82. Zu erkennen ist das stark abfallende Bremsstrahlungsspektrum im Bereich 8-12 MeV und das dominante Michelektronenspektrum zwischen 20 und 53 MeV.

4.2.1 Eliminierung des kosmischen Untergrundes in der Offline Datenauswertung

Stack Reduktion

Durch konstruktionsbedingte Lücken im Antizählersystem können nur 99.8% aller Myonen detektiert werden. Dies entspricht einer Rate an unentdeckten Myonen von ca. 0.5 Hz. Bei einer erwarteten Neutrinorate von einem Ereignis pro Tag (≈ 0.01 mHz) ist selbst dieser Anteil zu hoch. Deshalb wird jedes 'Single Prong' Ereignis auf eine zeitliche Koinzidenz zu den vorhergegangenen Data Stack Einträgen geprüft. Dabei stehen im Data Stack alle

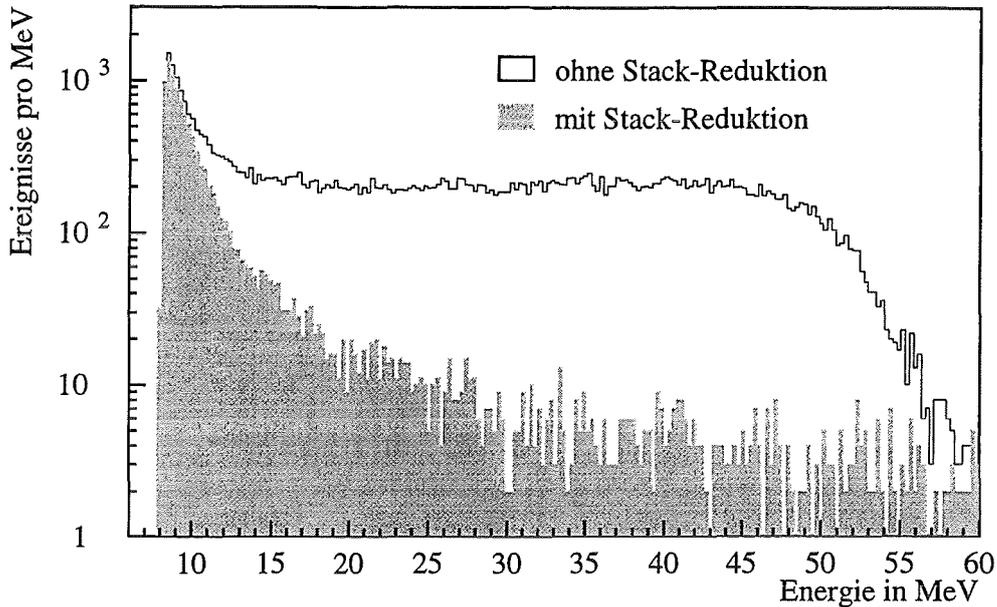


Abbildung 4.1: Vergleich der im Run 82 aufgenommenen 'Single-Prong' Ereignisse des Prebeam Window mit und ohne Stack Reduktion.

Ereignisse mit Ereigniszeit, die die erste Triggerstufe (siehe Abschnitt 2.3.1) überwunden haben. Aufgrund der fehlenden Ortsinformation ist nur eine Suche nach zeitlicher Koinzidenz, mit einer zu wählenden angelegten Softwaretotzeit, möglich. Bei der Stack Reduktion werden sehr effizient Michelelektronen unterdrückt, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Dabei wurden 80.6 % der ursprünglichen 'Single Prongs' verworfen. Als Softwaretotzeit wurden $\Delta t = 20 \mu s$ angelegt, die 9 Lebenszeiten des Myons entsprechen. Durch diese Totzeit entsteht ein Verlust der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutrinosignale, der in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt werden muß. Für die Daten von Run 40 bis 85, bei einer mittleren Rate von Stackeinträgen von $r=4130$ Hz, ergibt sich gemäß

$$\epsilon_{Stack} = e^{-\Delta t \cdot r}$$

ein flußgemittelter Beitrag zur Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit der $^{12}C(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}C^*$ Reaktion von :

$$\epsilon_{Stack} = 0.920$$

Der Nachweisverlust kann sehr genau bestimmt werden, und der statistische wie auch der systematische Fehler kann deshalb vernachlässigt werden.

SMU Reduktion

Über das in Abschnitt 2.3.1 angesprochene Stack Pattern eines Ereignisses wird entschieden, ob es sich um ein im Detektor gestopptes bzw. durchgehendes Myon handelt. Wird

in der Triggerstufe der MLU ein Ereignis als gestopptes Myon (SMU) klassifiziert, so wird zum einen eine hardwaremäßige Totzeit von $10\mu\text{s}$ angelegt und zum anderen Ereigniszeit- und Ort gespeichert. In der Datenauswertung stehen jeweils die SMU Daten der vorangegangenen 5 Strahlperioden zur Verfügung.

Die SMU Reduktion besteht darin, jedes 'Single Prong' Ereignis in der Datenauswertung auf einen möglichen vorhergehenden SMU Eintrag innerhalb eines Koinzidenzvolumens zu kontrollieren. Ist ein solcher Eintrag in den SMU Daten vorhanden, wird das 'Single Prong' Ereignis verworfen.

Auch hier muß der Effizienzverlust für Neutrinoereaktionen durch die Softwaretotzeit berücksichtigt werden. Mit einer mittleren Rate an identifizierten SMU's von 204 Hz, einem Koinzidenzvolumen von ± 1.5 Reihen und Spalten und $\Delta x = \pm 30$ cm und der Suche nach SMU's in den 5 vorherigen Strahlperioden, ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{SMU} für Neutrinoereaktionen bei den in Kapitel 5.2 angegebenen Datenschnitten zu:

$$\epsilon_{SMU} = 0.982$$

Prebeam Analyse

Unter Prebeam Analyse versteht man die Untersuchung von Ereignissen im 'Prebeam Window', das keine strahlkorrelierten Ereignisse enthält und ausschließlich auf kosmisch induzierten Ereignissen basiert. Dabei werden pro Strahlperiode die Daten von $-100\mu\text{s}$ bis $0\mu\text{s}$ mit den gleichen Reduktionsschritten (z.B.: Stack-Reduktion, SMU-Reduktion) wie der Rohdatensatz aufgenommen und ausgewertet.

In der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Analyse ist für den Rohdatensatz, wie noch gezeigt wird, ein Zeitintervall in der Größenordnung von nur 100 ns relevant. Dies bedeutet, daß der kosmisch induzierte Anteil mit einer 10^3 größeren statistischen Sicherheit bestimmt werden kann, und damit ohne signifikante Vergrößerung des statistischen Fehlers sehr genau vom Rohdatensatz abgezogen werden kann.

Räumliche Verteilung des kosmischen Untergrundes

Eine weitere effiziente Möglichkeit den kosmischen Untergrund zu unterdrücken, ist der sogenannte 'Fiducial Cut'. Dabei werden Teile des Detektors mit einer hohen Belastung an kosmischem Untergrund bei der Auswertung nicht berücksichtigt.

Durch das Fehlen von Antizählern an den Stirnseiten ist an den äußeren Stirnflächen eine erhöhte Rate an kosmischem Untergrund zu erwarten. Da an der Bodenseite des Detektors keine äußere Shildeinheit angebracht ist, ist auch in den unteren Modulen mit einer Überhöhung der Zählrate zu rechnen. In Abb. 4.2 sind beide Effekte gut zu erkennen. Obwohl ein Modul exakt 353 cm lang ist, kann es zu Zuordnungen von Ereignissen mit $|x| > 177$ cm kommen, da der Ort entlang der Modulachse über die Zeitdifferenz der Upstream und Downstream Photomultiplier Signale bestimmt wird. Durch die endliche Zeitaufösung sowie durch Walkeffekte sind daher Ereignisorte von $|x| > 177$ cm möglich. Eingezeichnet ist der sogenannte 'Full Fiducial Cut' mit $-150\text{ cm} < x \leq 150\text{ cm}$, der z.B. in der Auswertung der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion angewandt wurde. In der Auswertung der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion wird der Schnitt mit $-70\text{ cm} < x \leq 150\text{ cm}$ nochmals restriktiver gesetzt. Der Grund hierin liegt aber nicht in der Unterdrückung des kosmischen

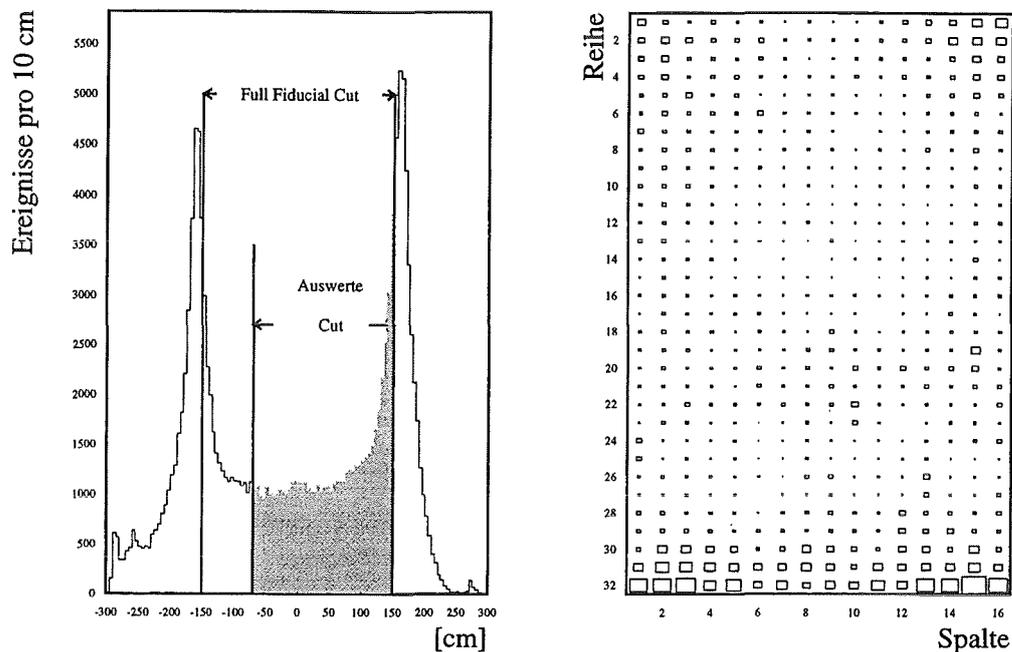


Abbildung 4.2: Räumliche Verteilung des kosmischen Untergrundes :

- (a) Verteilung entlang der x-Achse des Detektors.
- (b) Verteilung über Ebene senkrecht zum Strahl

Untergrundes, sondern der des strahlkorrelierten Untergrundes (siehe Kapitel 4.3.5). Die Ereignisüberhöhung durch das Fehlen eines äußeren Shields an der Bodenseite ist in Abbildung 4.2 gut zu erkennen. Weiterhin erkennt man eine leichte Belastung in den äußeren Modullagen, besonders in den oberen Ecken. Deshalb wird zusätzlich in der Datenauswertung die äußere Modullage entfernt, das einer Verminderung des aktiven Nachweisvolumens um 18.75 % entspricht. Insgesamt wird durch den 'Fiducial Cut' das aktive Nachweisvolumen um 30.5% verringert, aber 63.4% aller kosmischen Ereignisse verworfen.

4.2.2 Rolle des kosmischen Untergrundes in der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Analyse

Durch das kurze Auswertzeitintervall für die $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion von 2×100 ns ist der kosmisch induzierte Anteil sehr stark unterdrückt. Mit Hilfe der Stack Reduktion, SMU Reduktion und dem 'Fiducial Cut' gelingt es, den Anteil an kosmisch induzierten Ereignissen weiter zu minimieren und mit Hilfe der 'Prebeam Analyse' sicher und präzise zu bestimmen. Die Beschränkung der Datennahme auf das Prompte Fenster (0-600 ns) reduziert die aktive Meßzeit des KARMEN Systems von 450 Tagen auf ca. 19 Minuten. Bei den in Kapitel 5.2 angegebenen Auswerteschnitten des Datensatzes Run 40-85 erwartet man nach einer Prebeam Analyse (7.34 ± 0.09) kosmisch induzierte Ereignisse bei 32 theoretisch erwarteten Signalen der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion in den ersten 100 ns des Strahls. Dies entspricht einem Signal- zu Untergrund Verhältnis von etwa 5:1.

4.3 Strahlkorrelierter Untergrund

4.3.1 Entstehung des strahlkorrelierten Untergrundes

Die Neutronenquelle ISIS produziert über den Spallationsprozeß Spallationsneutronen, kühlt diese durch großflächige Moderatoren auf epithermische Temperaturen ab und stellt diese dann verschiedenen Festkörper- und Materialforschungsexperimenten zur Verfügung. Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Übersicht über die ISIS-Experimentierhalle, mit den an KARMEN angrenzenden Festkörperexperimenten. Bei dem weiter unten beschriebenen Spallationsprozeß entstehen pro 800 MeV Proton im Mittel 25 Neutronen. Bei einem mittleren Strahlstrom von $125 \mu\text{A}$ entspricht dies einer Rate an produzierten Spallationsneutronen von $1.95 \cdot 10^{16} \frac{n}{s}$.

Der Spallationsprozeß Der Spallationsprozeß wird ausgelöst, wenn energiereiche Protonen in Atome mit bevorzugt hoher Nukleonenzahl eindringen. Die Energie des Protons ist mit 800 MeV so hoch, daß die Kernstruktur aufgelöst wird und das Proton mit den einzelnen Nukleonen über Stöße in Wechselwirkung treten kann. Durch diese intranuklearen Stöße werden Nukleonen in einen quasi-freien Zustand an die Kernoberfläche gehoben und der Kern damit hoch angeregt. Im Verlauf einer intranuklearen Kaskade können Teilchen (Nukleonen, erzeugte Mesonen) den Kern verlassen. Die so emittierten Nukleonen können nun ihrerseits einen neuen Spallationsprozeß initialisieren oder aus dem Target austreten. Die hochangeregten Kerne kehren über das Abdampfen der quasi-freien Nukleonen (Spallationsneutronen) in den Grundzustand zurück. Die mittlere Energie eines Spallationsneutrons liegt bei 8-10 MeV und stellt keine Untergrundgefahr für das KARMEN System dar. Anders liegen die Verhältnisse bei herausgeschlagenen Neutronen, die keinen weiteren Spallationsprozeß starten und aus dem Target heraustreten. Aufgrund der Stoßkinematik ist zwar die Streuung unter 90 Grad zum KARMEN Detektor stark unterdrückt, jedoch ist auch dieser Vorgang bei der kleinen erwarteten Signalrate der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion relevant und wird durch multiple Neutronenstreuung verstärkt. Eine weitere Möglichkeit für Neutronen das Target zu verlassen, sind 'Abschirmlecks' in den Strahlrohren. Strahlrohre führen die Neutronen zu Moderatoren, in denen die Spallationsneutronen auf epithermische Temperaturen ($\sim\text{keV}$) gesenkt werden.

Der Spallationsprozeß findet an zwei Stellen des Protonstrahls statt. Zum einen und in dominanten Ausmaße am Target selbst, aber auch das ca. 20 Meter strahlaufwärts liegende μSR -Target stellt eine Quelle des strahlkorrelierten Untergrundes dar. Beim μSR Experiment wird zur Produktion eines μ^+ -Strahles ein Kohlenstofftarget unter 45 Grad in den Strahl gefahren. Durch die geometrische Lage von μSR zu KARMEN (siehe Abb. 4.3) liegt der KARMEN Detektor im Einzugsbereich der vorwärts herausgeschlagenen Neutronen mit einem erheblich kleineren Streuwinkel. In [Ebe92],[Web95] konnte ein Zusammenhang zwischen Targetdicke des μSR Targets und der Zählrate schneller Neutronen nachgewiesen werden.

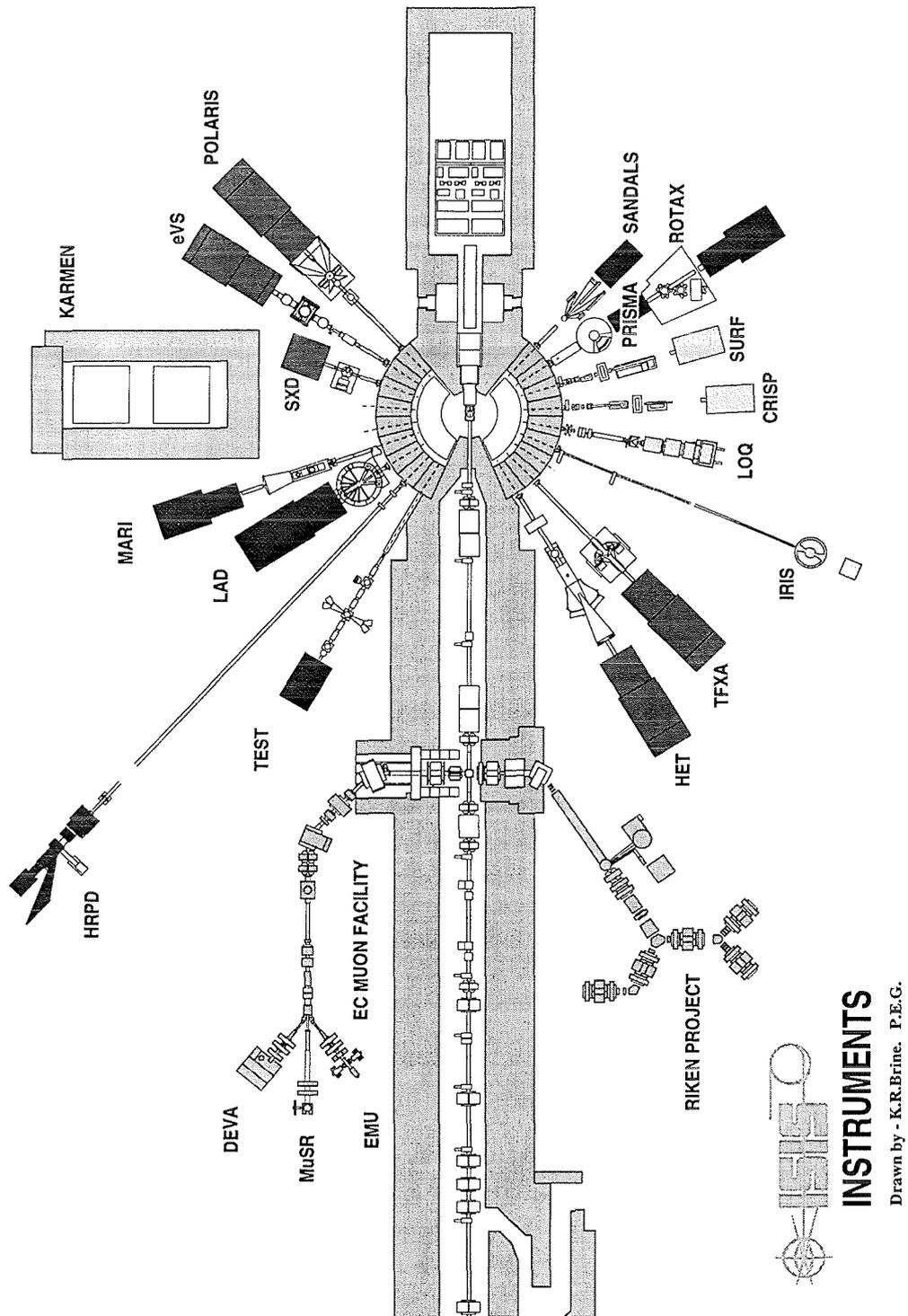


Abbildung 4.3: ISIS Experimentierhalle mit Haupttarget, μ SR-Target, Neutronenstrahlrohre und dem KARMEN Experiment.

4.3.2 Abschirmmaßnahmen

Bauliche Maßnahmen zur Verstärkung der passiven Abschirmung stellen das wichtigste Hilfsmittel in der Neutronenunterdrückung dar. Die in den ersten Runs unerwartet hohe Zählrate an strahlkorrelierten Neutronen konnte auf eine Unterdimensionierung der Abschirmungen zurückgeführt werden und erforderte zusätzliche Abschirmmaßnahmen. Als Faustregel zur Abschätzung der Absorption von Neutronen in Eisen gilt, daß bei einer Neutronenschwächlänge von $\lambda=21.8$ cm für Eisen eine 1 Meter tiefe Eisenwand die Intensität um den Faktor 100 senkt.

Die folgende Aufzählung gibt eine Zusammenfassung der Abschirmmaßnahmen gegen strahlkorrelierte Neutronen und Quellen über Untersuchungen zu ihrer Effektivität an:

1. ISIS Target: Biologische Abschirmung

Zur Abschirmung hochenergetischer Neutronen, die das Target ohne weitere Initialisierung eines Spallationsprozesses verlassen, existiert eine ringförmige Abschirmung aus 4.2 m Eisen und 0.15 m Beton. Nach oben hin ist das Target durch 5 m Eisen geschlossen und nach unten schützt das 1.5 m tiefe Fundament.

2. In einem unter der Experimentierhalle verlaufenden Tunnel mit 3×3 m² Querschnitt wurde eine $6 \text{ m} \times 1.2 \text{ m} \times 3 \text{ m}$ Eisenmauer errichtet. Die seit Run 32 fertiggestellte Maßnahme brachte eine Reduktion um 30% der schnellen Neutronen [Web95].

3. Über die Runs hinweg wurden zahlreiche Strahlrohre in ihrer Abschirmung verbessert [Ebe92].

4. Errichtung einer 3 m hohen und 1.2 m starken Eisenmauer an der targetzugewandten Frontseite des KARMEN Bunkers. Fertigstellung: Run 40 [Web95].

5. Ab Run 75 erfolgte die Errichtung einer zusätzlichen Seitenabschirmung. Diese Maßnahme erzielte einen Rückgang in der Neutronenzählrate um 28 %.

Rate schneller Neutronen im Prompten Fenster

Im Vorgriff auf Abschnitt 4.3.5, in dem Methoden zur Bestimmung des strahlkorrelierten Untergrundes diskutiert werden, wird hier ein Überblick über die Zählrate schneller Neutronen gegeben. Dabei wurde die Zählrate der Ereignisse über 10 MeV (in den Zeiten der Neutronenpulse liegend) über den gesamten Detektor aufgenommen und auf die Coulombzahl des jeweiligen Run normiert (Abb. 4.4). Die aufgetragene Rate repräsentiert nicht exakt die tatsächliche Rate an schnellen Neutronen, da der Datensatz eine SMU- und Stackreduktion beinhaltet. Von einer Korrektur wurde abgesehen, da der Datensatz zur $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse ebenfalls SMU- und Stackreduktion beinhaltet. Grau eingezeichnet ist die Summe der Anteile der erwarteten Neutrinosignale und des kosmischen Untergrundes in den definierten Zeitintervallen der Neutronenpulse. Für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion wurde zur Berechnung der erwarteten Ereignisse ein theoretischer Wirkungsquerschnitt verwendet (Donnelly), für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion und geladenen Stromreaktionen die in [Schi96] und [Fai96] bestimmten Wirkungsquerschnitte (siehe Abschnitt 4.4). Der kosmische Untergrund wurde separat für jeden Run mit Hilfe

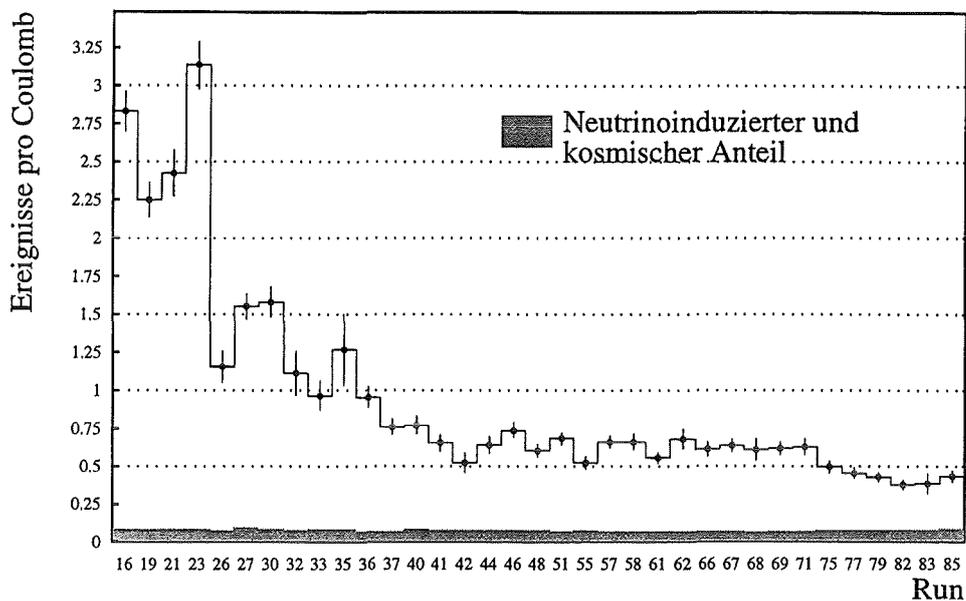


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der Neutronenzählrate. Es wurde auf die Coulombzahl des jeweiligen Runs normiert.

einer Prebeam Analyse bestimmt. Die verbleibenden Ereignisse werden als strahlkorrelierter Untergrund definiert. Dabei zeigt sich ein Absenken in der Rate ab Run 37/40. Dies ist der Zeitpunkt, an dem die Eisenmauer an der Vorderseite des Detektors komplett aufgebaut war, und Strahlrohrleitungen zusätzlich abgeschirmt worden waren. Danach bleibt die Belastung des Detektors bis Run 75 nahezu konstant. Abzüglich der Neutrinoreaktionen und des kosmischen Untergrundes verbleibt während Run 40-75 eine flußgemittelte Neutronenrate von 0.50 ± 0.01 schnellen Neutronen pro Coulomb. Ab Run 75 sinkt die Rate aufgrund der zusätzlichen Seitenabschirmung auf 0.36 ± 0.02 Neutronen pro Run.

4.3.3 Wechselwirkungen prompter Neutronen im Detektor

Für die Analyse der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion sind alle Ereignisse strahlkorrelierter Neutronen über den gesamten Energiebereich von 10 bis 200 MeV relevant. Aufgrund der γ -Quanten aus der neutralen Stromanregung von 15.1 MeV ist der Energiebereich von 10-16 MeV ein für die Datenanalyse besonders wichtiges Intervall, in dem ein präzises Verständnis der Wechselwirkung wichtig ist. Der Bereich über 20 MeV spielt bei verschiedenen Auswertemethoden für die Normierung des Untergrundspektrums schneller Neutronen eine weitere wichtige Rolle.

Die sichtbaren Wechselwirkungen von Neutronen im Szintillator, der hauptsächlich aus Kohlenstoffatomen und Protonen besteht, lassen sich in zwei Klassen einteilen:

- elastische $n - p$ Streuung an den freien Protonen
- inelastische $n - ^{12}\text{C}$ Streuung

Primärenergie Neutronen [MeV]	σ_{np} [mbarn]	σ_{inel} [mbarn]	σ_{el} [mbarn]	σ_{nC} [mbarn]
11	780	550	-	1520
14	700	572	775	1280
21	450	490	-	1410
51	152	309	-	930
95	74	223	173	498
140	48.5	221	-	349
220	41	-	-	296

Tabelle 4.1: Wirkungsquerschnitte für verschiedene Neutronstreuungsprozesse. Quelle : [Gue76].

In Anbetracht der komplexen Neutronwechselwirkungen ist keine kalorimetrische Energiemessung und damit ein Rückschluß auf die Primärenergie der Neutronen möglich. Neutronen verlieren ihre Energie über mehrere elastische Streuungen an Protonen und Kohlenstoffatomen oder über inelastische $n - {}^{12}C$ Prozesse. Dabei kann es vorkommen, daß Protonen bei einem Stoß nur wenig kinetische Energie erhalten und somit unter die Nachweisschwelle fallen. Grundsätzlich ist es auch nicht möglich, den Energieverlust durch elastische Neutron-Kohlenstoff Streuung nachzuweisen, da das schwere Kohlenstoffatom aufgrund der Stoßkinematik nur eine geringe Rückstoßenergie erfährt.

Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Wirkungsquerschnitte der Streuprozesse in Abhängigkeit von der Primärenergie der Neutronen [Gue76]. Dabei bezeichnet σ_{np} den Wirkungsquerschnitt für $n - p$ Streuung. σ_{nC} setzt sich aus den Anteilen σ_{inel} (inelastische Neutron - Kohlenstoffprozesse) und σ_{el} (elastische Neutronstreuung an ${}^{12}C$) zusammen. Wie bereits oben erwähnt, kann der σ_{el} Anteil im KARMEN Experiment nicht beobachtet werden. Die Werte stammen aus verschiedenen Experimenten, deshalb ist es nicht zwingend, daß σ_{nC} die exakte Summe aus σ_{el} und σ_{inel} ergibt.

Im Energiebereich unterhalb von 20 MeV Primärenergie der Neutronen dominieren die elastischen $n - p$ Wechselwirkungen. Bei einer Primärenergie von ca. 20 MeV sind die Wirkungsquerschnitte für $n - p$ Stoß und inelastische Kohlenstoffstreuung gleich groß. Ab einer Energie von 50 MeV dominieren die inelastischen Anteile, deren Wirkungsquerschnitt nur noch langsam mit der Energie abfällt. Dabei gliedern sich die inelastischen Prozesse wie folgt auf:

Kanal	Reaktion	Q-Wert
$(n, n'\gamma)$	$n + {}^{12}C \rightarrow n' + {}^{12}C + \gamma$	-4.43 MeV
(n, α)	$n + {}^{12}C \rightarrow \alpha + {}^9Be +$	-5.7 MeV
$(n, n'3\alpha)$	$n + {}^{12}C \rightarrow n' + 3\alpha$	-7.3 MeV
(n, p)	$n + {}^{12}C \rightarrow p + {}^{12}B + \gamma$	-12.6 MeV

Tabelle 4.2: inelastische Neutron-Kohlenstoffreaktionen

Die dominierenden Prozesse der inelastischen Reaktionen sind dabei der $(n, n'\gamma)$ Kanal und die $(n, n'3\alpha)$ Aufbruch-Reaktion (siehe Tabelle4.3).

$(n, n'\gamma)$ Kanal:

Innerhalb der inelastischen Prozesse ist unterhalb von 14 MeV der $(n, n'\gamma)$ -Kanal der am häufigsten vorkommende. Dabei bleibt das Neutron erhalten und regt den Kohlenstoffkern zu einer Emission eines γ -Quants an. Dabei dominieren die 4.43 MeV Quanten aus dem niedrigsten anregbaren Kernniveau. Allerdings ist bei diesem Mechanismus auch die Anregung des 15.1 MeV Niveaus möglich wie bei der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion. Dadurch entsteht ein gefährlicher Untergrund, da die Anregung durch Neutronen nicht von der Anregung durch ν_μ im Energiespektrum zu trennen ist.

$(n, n'3\alpha)$ Reaktion:

Die $(n, n'3\alpha)$ Reaktion produziert drei α 's und erhält ebenfalls das streuende Neutron. Bevorzugt läuft diese Aufbruch-Reaktion bei Primärenergien der Neutronen unterhalb 15 MeV ab. Der Nachweis der emittierten α Teilchen ist in der derzeitigen experimentellen Konfiguration nicht möglich, da sich die niedere Primärenergie abzüglich des Q-Wertes von 7.3 MeV und der verbleibenden Neutronenenergie auf drei Körper verteilt. Zusätzlich unterliegen die α 's einem Pulshöhendefizit im Szintillator und besitzen daher nur eine geringe Lichtausbeute. Die α 's sind damit kaum nachzuweisen und spielen keine entscheidende Rolle im Energiespektrum über 10 MeV.

$^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ Reaktion:

Die (n, p) Reaktion (Ladungsaustauschreaktion an ^{12}C) besteht darin, daß ein hochenergetisches Neutron ein Proton aus dem Kern schleudert. Es ist der dominierende Prozeß bei Primärenergien über 80 MeV. Das Neutron kann zwar nicht mehr nachgewiesen werden, aber das entstehende ^{12}B zerfällt wieder nach 29.1 ms unter e^- Emission. Der Zerfall kann in Koinzidenz zum Proton nachgewiesen werden. Eine genaue Analyse der Reaktion findet sich in Kapitel 4.3.4.

(n, α) Reaktion:

Diese Reaktion liefert ein 'Single Prong' Ereignis durch das emittierte α -Teilchen. Das Ereignis zeigt keine Koinzidenz zu einer Folgereaktion. Damit ist der Anteil dieses inelastischen Streukanals nicht über die sequentielle Suche zugänglich. Die Ereignisrate dieser Reaktion kann jedoch im Vergleich zur (n, n') und (n, p) Reaktion aufgrund ihres Wirkungsquerschnittes (Tabelle 4.3) und unter Berücksichtigung des Pulshöhendefizit der α 's vernachlässigt werden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß nur Prozesse die Neutronstreuung dominieren, bei denen die Neutronen nicht absorbiert werden. Die gestreuten Neutronen sollten dann über eine Koinzidenz zum Einfang am Gadolinium oder Proton nachzuweisen sein. Der (n, p) Kanal liefert zwar kein Neutron im Ausgangskanal, jedoch ist auch hier eine Koinzidenz durch den anschließenden ^{12}B -Zerfall nachweisbar (siehe Abschnitt 4.3.4). Der einzige Kanal, bei dem kein Folgeprodukt produziert wird, der zu einer weiteren nachweisbaren Reaktion führen kann ist der (n, α) Prozeß, dessen Wirkungsquerschnitt allerdings klein ist im Vergleich zu den übrigen Reaktionen.

Primärenergie Neutronen	$\sigma_{(n,n'\gamma)}$ [mb]	$\sigma_{(n,n'3\alpha)}$ [mb]	$\sigma_{(n,p)}$ [mb]	$\sigma_{(n,\alpha)}$ [mb]
8.5	445±25	-	-	34±10
14.0	260±39	230±50	-	62±15
15.0	210±7	-	5.69±0.68	-
90	-	39±10	182±27	4±2
96	13.75±2.5	-	-	-

Tabelle 4.3: Wirkungsquerschnitte der inelastischen Streuprozesse aus verschiedenen Experimenten [Gue76].

4.3.4 Sequentielle Strukturen des strahlkorrelierten Untergrundes

Einfang am Gadolinium / freien Proton

Zum Nachweis von Neutronen im KARMEN Detektor dient das zwischen den Modulwänden eingelegte Gd_2O_3 -Papier. Gadolinium besitzt mit $\sigma = 49000$ b den höchsten Einfangquerschnitt für thermische Neutronen. Nach Einfang eines Neutrons befindet sich der Gadolinium-Kern in einem angeregten Zustand, der nach der Emission von im Mittel 3 γ -Quanten mit einer Summenenergie von 8 MeV in den Grundzustand zurückkehrt. Da sich diese Energie auf drei oder mehr γ -Quanten aufteilen kann, können niederenergetische γ -Quanten dieses Prozesses teilweise unter der Nachweisschwelle des Detektors liegen. Strahlkorrelierte Neutronen müssen allerdings erst thermalisiert werden, bevor sie eingefangen werden können. Die Neutronen kühlen sich hauptsächlich über elastische Stöße mit Protonen ab, aber auch mit elastischer bzw. inelastischer Streuung an den ^{12}C -Kernen, wie in Abschnitt 4.3.3 ausführlich beschrieben wurde. Zum Einfang am Gadolinium tritt ein konkurrierender Prozeß auf. Die thermalisierten Neutronen können, während sie zum Gadolinumpapier diffundieren, über einen Einfang an Protonen einen Deuterium-Kern bilden, wobei die Bindungsenergie als ein einzelnes γ -Quant mit $E_\gamma = 2.2$ MeV abgegeben wird. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des 2.2 MeV γ -Quants hängt stark von den Energieschwellen der Detektormodule ab. Für einen effizienteren Nachweis der 2.2 MeV γ -Quanten wie auch von γ -Quanten des $Gd(n,\gamma)$ -Einfanges mit niedrigen Energien, wurden ab Run 82 (Juni '95) die Modulschwellen von 15 mV auf 12 mV abgesenkt. Durch diese Maßnahme ergab sich eine Steigerung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit um 50% [Jan95b]. Zu beachten ist, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Gadoliniumeinfanges ortsabhängig ist, da in der Segmentierung der Antizähler und der äußeren Modullage kein Gadolinumpapier eingelegt wurde. Weiterhin ergibt sich eine grundsätzliche Ortsabhängigkeit bei Nachweiswahrscheinlichkeiten von sequentiellen Ereignissen, da es in den Randbereichen des Detektors zu einer Verminderung des effektiven Koinzidenzvolumens durch Überlappen des Koinzidenzvolumens und den Rändern des Detektors kommt.

Zusammenfassend ergibt sich folgende sequentielle Struktur für schnelle Neutronen :

Promptes Ereignis :

Rückstoßproton oder γ -Quant
aus inelastischer Neutronenstreuung mit
 $E \geq 8$ MeV im aktiven Volumen.

Sequentielles Ereignis :	<ul style="list-style-type: none"> • $Gd(n, \gamma)$ Reaktion, Nachweis von mindestens einem γ-Quant der Kernabregung <p style="text-align: center;"><i>oder</i></p> <ul style="list-style-type: none"> • Einfang am freien Proton $p(n, \gamma)d$ Nachweis des 2.2 MeV γ-Quants
Energie seq. Ereignis:	$E_{vis} \leq 8 \text{ MeV}$
Koinzidenzzeit	$10 \mu s \leq t_k < 500 \mu s$
Koinzidenzvolumen	$ \Delta x_k \leq 100 \text{ cm}$ $ \Delta Spalten_k \leq 2.5 \text{ Spalten}$ $ \Delta Reihen_k \leq 2.5 \text{ Reihen}$

Suche nach sequentiellen Strukturen

Im Datensatz der Runs 40-85 wurde jedes neutrale Ereignis auf eine Koinzidenz mit den oben angegebenen Schnitten geprüft. War eine Suche erfolgreich wurde das prompte Ereignis als Ereignis durch ein schnelles Neutron interpretiert. Dadurch besteht die Möglichkeit Zeit-, Energie-, Multiplizitätsspektren und räumliches Verhalten des strahlkorrelierten Untergrundes zu bestimmen.

In dieser Analyse wurde nicht zwischen Einfach- und Mehrfachkoinzidenzen unterschieden, da in [Web95] gezeigt wurde, daß sich die Verteilungen von Einfach- und Mehrfachkoinzidenzen nicht unterscheiden. Mehrfachkoinzidenzen entstehen z.B. durch $(n, 2n)$ Kernreaktionen. Innerhalb der ersten 600 ns des Strahls wurden bei 4877 untersuchten Ereignissen insgesamt 698 Koinzidenzen gefunden.

Kosmischer sequentieller Untergrund

Der kosmische sequentielle Untergrund muß bei der Analyse der strahlkorrelierten Ereignisse subtrahiert werden. Er entsteht durch Neutronen aus Myoneinfangreaktionen (siehe Abschnitt 4.2) und wurde über eine analoge Suche im 'Prebeam' Fenster bestimmt. Dabei zeigt sich, daß der Anteil des kosmischen sequentiellen Untergrundes an den Gesamtkoinzidenzen je nach räumlichem Schnitt zwischen 3% und 5% variiert. Bei der Bestimmung ohne räumlichen Schnitt betrug der kosmisch induzierte Anteil 19.6 Ereignisse im Vergleich mit oben genannten 698 Ereignissen.

Zufälliger Untergrund

Bei der Untersuchung der 'wahren' sequentiellen strahlkorrelierten Sequenzen muß noch schließlich der zufällige Untergrund bestimmt und ebenfalls subtrahiert werden. Er wird nach Bestimmung der Rate von Ereignissen, die den Anforderungen der sequentiellen Ereignisse genügen, berechnet. Eine Analyse der Daten ergibt eine gemittelte freie Rate an

Gesamtereignissen über den gesamten Detektor von 262.8 Hz. Dabei stieg die Rate von 217.3 Hz bei 15 mV Modulschwellen seit Einstellen der Schwellen auf 12 mV auf 634.3 Hz an. Bei einem Koinzidenzintervall von $490\mu\text{s}$ und einem effektiven Volumen von 5 Reihen und Spalten und $|\Delta X| \leq 100$ cm bedeutet dies eine Wahrscheinlichkeit P , daß das sequentielle Ereignis zufälliger Natur ist:

$$P = \text{Rate} \cdot \text{Koinzidenzzeit} \cdot V_{\text{eff}} = 0.23\%$$

Dabei ist V_{eff} das effektive Nachweisvolumen. Es ist nur in grober Näherung dem räumlichen Verhältnis von Koinzidenzvolumen zu Gesamtdetektorvolumen gleich, da es an den Randseiten des Detektors zu Nachweiswahrscheinlichkeitsverlusten der sequentiellen Ereignisse kommt. Das effektive Nachweisvolumen wird über eine Simulation bestimmt, bei der die räumlichen Verteilungen des prompten und des sequentiellen Ereignisses unabhängig voneinander gewürfelt wird. Anschließend wird überprüft, ob eine Koinzidenz vorliegt; diese Prozedur wird 500 mal mit je 100000 simulierten Ereignissen durchgeführt und anschließend der Mittelwert der 500 Ergebnisse gebildet. In allen in dieser Arbeit vorkommenden sequentiellen Bestimmungen wurde das effektive Nachweisvolumen auf diese Weise bestimmt.

Mit der berechneten Wahrscheinlichkeit von $P=0.23\%$ bei 4877 untersuchten Ereignissen entspricht dies 11.2 zufälligen Koinzidenzen. Bezogen auf die 698 gefundenen Koinzidenzen des Gesamtvolumens ergibt sich ein zufälliger Anteil von 1.6 %. Der Einfluß der zufälligen Koinzidenzen auf die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes wird in Abschnitt 5.1 weiter aufgegriffen.

Zeitverteilung der Koinzidenzen

Abbildung 4.5 zeigt die Zeitverteilungen der prompten und sequentiellen Ereignisse. Die prompten Ereignisse zeigen klar die Doppelpack-Struktur, hervorgerufen durch den Doppelpuls der Protonenpulse. Deutlich zu sehen ist mit den Ereignissen $T < 0$ der nur geringe, gleichverteilte, kosmische sequentielle Anteil. In Abbildung (b) sind die zugehörigen Differenzzeiten zwischen prompten und sequentiellen Ereignissen aufgetragen. In die Messung ist die Monte Carlo Erwartung mit eingezeichnet, die den Verlauf gut beschreibt, und im wesentlichen die Diffusionszeit der Neutronen zum Gadoliniumpapier widerspiegelt. Deutlich ist auch zu sehen, daß die beiden Neutronenpulse klar getrennt sind und nicht überlappen. Die Abbildung impliziert, daß praktisch keine verzögerten Neutronenereignisse des 1. Pulses im 2. Puls zu finden sind.

Energieverteilung der Koinzidenzen

Die Energien der prompten Ereignisse (Abbildung 4.6 (a)), also Ereignisse durch schnelle Neutronen, zeigen eine abfallende Tendenz zu höheren Energien. Der Abfall ist analytisch nicht zugänglich und ist nur ungenau zu parametrisieren. Eine detailliertere Diskussion des Energiespektrums erfolgt im Abschnitt 4.3.5. Das Energiespektrum der sequentiellen Ereignisse (Abbildung 4.6 (b)) zeigt den monoenergetischen Anteil der 2.2 MeV Quanten und das überlagerte kontinuierliche Energiespektrum durch die γ -Quanten der

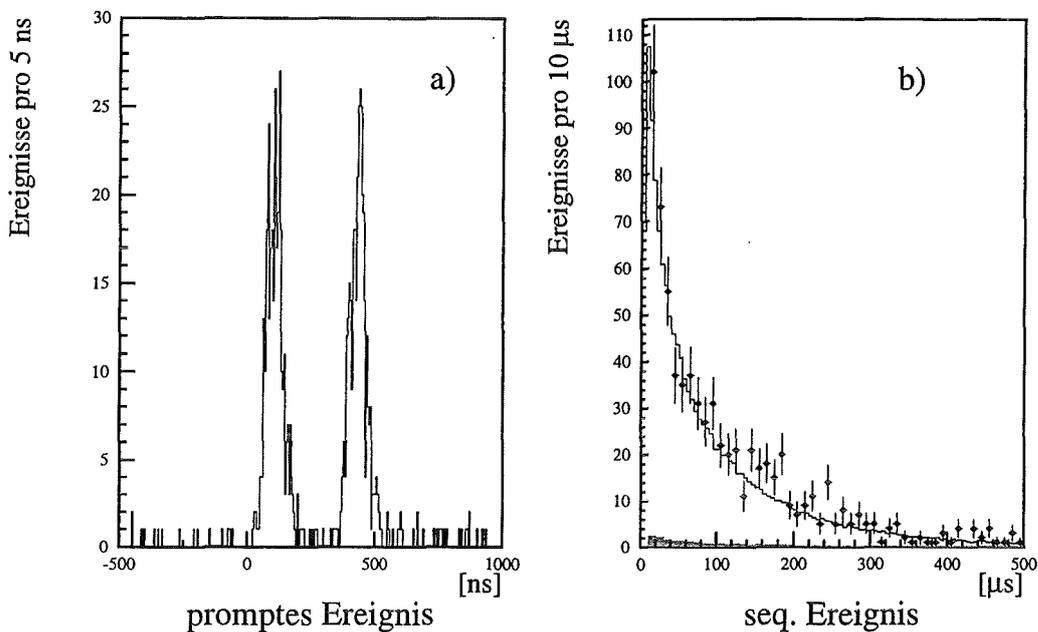


Abbildung 4.5: (a) Zeitverteilung der prompten Ereignisse der Gadolinium Sequenzen. (b) Koinzidenzzeiten der sequentiellen Ereignisse mit Monte Carlo Simulation (—). Grau unterlegt ist der Anteil durch kosmisch induzierte Neutronen.

Gadoliniumkernabregung. Als Vergleich ist das auf gleiche Zählrate normierte Energiespektrum kosmisch induzierter Neutronen eingezeichnet. Das Energiespektrum der kosmisch induzierten Neutronen wird mit Hilfe der SMU Daten gewonnen und basiert auf hoher Statistik [Jan95].

Ortsverteilung der Koinzidenzen

In der Verteilung entlang der Modullängsachse (x-Achse) zeigt sich, daß die Neutronen im vorderen Drittel des Detektors konzentriert sind. Auch hier erfolgt eine genauere Untersuchung im Kapitel 4.3.5. Der Abstand zwischen promptem und sequentiellm Ereignis in x-Richtung läßt sich annähernd durch eine Gaußfunktion beschreiben. Ein χ^2 -Fit ergibt $\sigma_x = 33.7$ cm bei einem χ^2 von 1.08. Ein Vergleich mit der Simulation ergibt hier eine Differenz in den Halbwertsbreiten. Der Gauß-Fit des Monte Carlo liefert einen geringeren Wert von $\sigma_x = 26.9$ cm. Grund dafür ist, daß ein schnelles Neutron nach seiner ersten detektierten Wechselwirkung bis zum Einfang noch größere Strecken zurücklegen kann, und es damit zu einer breiten Verschmierung des Startortes kommt. In der MC-Simulation ist diese Verschmierung nur für den Fall von kosmisch induzierten Neutronen berücksichtigt.

Mit den Gadolinium Sequenzen ist man also in der Lage strahlkorrelierte Neutronen zu identifizieren, und somit Aussagen über Zeit-, Energie-, Orts- und Multiplizitätsverteilungen schneller Neutronen zu erhalten.

Kosmisch induzierter sequentieller Untergrund und zufälliger sequentieller Untergrund

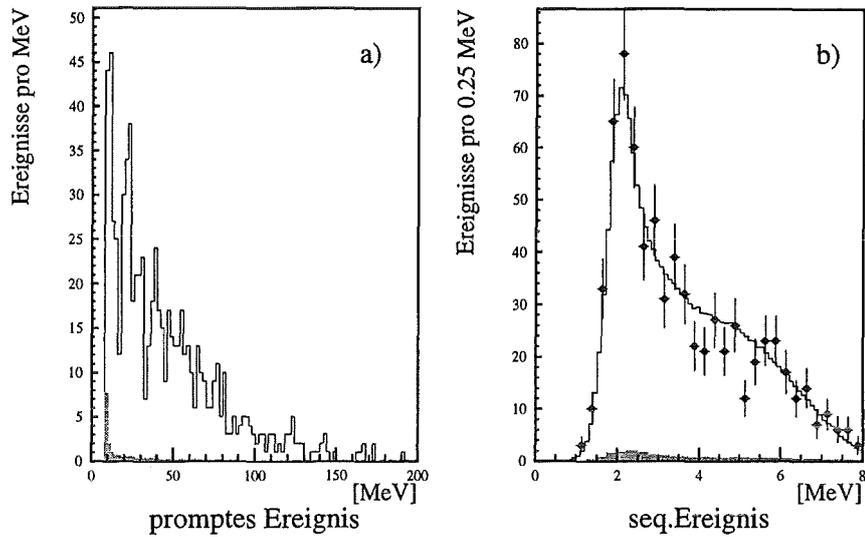


Abbildung 4.6: (a) Energieverteilung der prompten Ereignisse der Gadolinium Sequenzen mit Anteil des kosmisch sequentiellen Untergrundes (grau). (b) Energieverteilung der sequentiellen Ereignisse mit Anteil der kosmisch induzierten Neutronen (grau) und Vergleich mit sequentiellen Ereignissen aus kosmisch induzierten Neutronen.

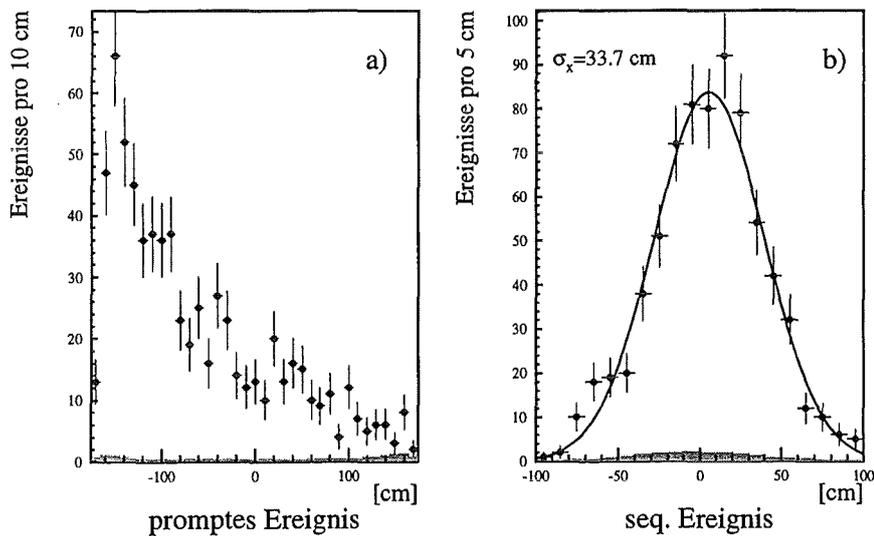


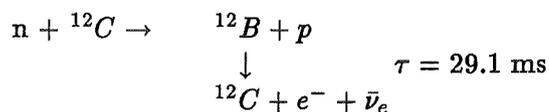
Abbildung 4.7: (a) Ortsverteilung der prompten Ereignisse der Gadolinium Sequenz mit Anteil durch kosmisch induzierte Neutronen (grau). (b) Ortskorrelation der sequentiellen Ereignisse. Die Verteilung wurde mit einer Gauß Kurve (—) angepaßt. In Grau der kosmisch induzierte Anteil.

sind dabei im einstelligen Prozentbereich und können mit guter Statistik gemessen und korrigiert werden.

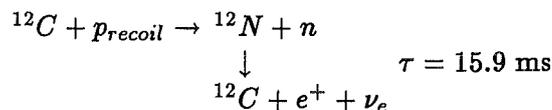
In Kapitel 4.3.5 werden diese Neutronenspektren bezüglich ihrer Signaturen analysiert und daraus resultierende Softwareschnitte begründet. Weiterhin eignen sich die Spektren zur Bestimmung des Untergrundes schneller Neutronen in der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse, wie in Kapitel 5.4 und 5.6 gezeigt wird. Durch die sequentielle Struktur dieses Untergrundes kann dieser schon frühzeitig aus den Daten eliminiert werden, und somit das Signal- zu Untergrundverhältniss verbessert werden (Kapitel 5.1).

Ladungsaustauschreaktionen

Eine weitere Möglichkeit von Untergrundreaktionen schneller Neutronen mit sequentieller Struktur sind die beiden Ladungsaustauschreaktionen:



und



Dabei ist die zweite Reaktion nur möglich, wenn das Proton durch Rückstoß eine kinetische Energie von mindestens 17.3 MeV aufgenommen hat.

Als Sequenz wurde folgende Struktur gesucht :

Promptes Ereignis	Neutrales Ereignis mit $E_{vis} \geq 8 \text{ MeV}$ im aktiven Volumen.
Sequentielles Ereignis	<ul style="list-style-type: none"> • Elektron aus dem ^{12}B-Zerfall oder • Stickstoffpositron aus dem ^{12}N-Zerfall
Energie seq. Ereignis	$3.0 \text{ MeV} < E_{vis} \leq 14 \text{ MeV}$
Koinzidenzzeit	$0.5 \text{ ms} < t_k < 36 \text{ ms}$ (2 Strahlperioden)
Koinzidenzvolumen	$ \Delta x_k \leq 50 \text{ cm}$ $ \Delta Reihen_k \leq 1.5 \text{ Reihen}$ $ \Delta Spalten_k \leq 1.5 \text{ Spalten}$

Dabei wurde das Koinzidenzvolumen bewußt kleiner als bei der Gadoliniumeinfangsuche gewählt, um zufälligen Untergrund zu unterdrücken. Es wurden insgesamt 175 Ereignisse

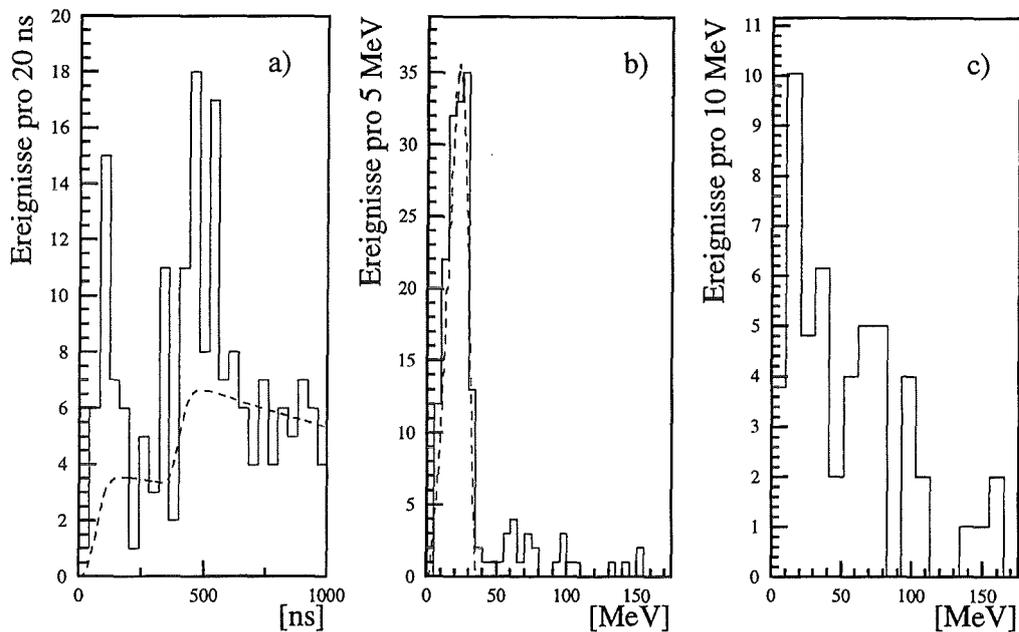
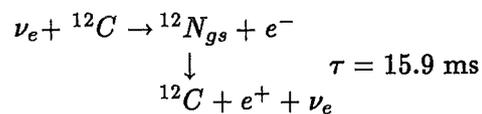


Abbildung 4.8: Verteilungen der prompten Ereignisse der Ladungsaustauschreaktion
 (a) Zeitverteilung der prompten Ereignisse mit eingezeichneter Monte Carlo Erwartung (- - -) der Charged Current Reaktionen der Art $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{gs}$.
 (b) Energieverteilung mit erwartetem Elektronenspektrum aus Charged Current Reaktion.
 (c) Charged Current korrigiertes Energiespektrum der Ladungsaustauschsequenz.

innerhalb der ersten 1000 ns über das gesamte Detektorvolumen gefunden, die die Koinzidenz erfüllen. Allerdings können nicht alle Ereignisse als Ereignisse durch schnelle Neutronen identifiziert werden. Durch die von ν_e aus dem Myonzerfall induzierten Charged Current Reaktionen der Art



läßt sich eine Beimischung durch ν_e induzierte Ereignisse beobachten. Diese Beimischung ist in den Zeit- und Energiespektren der prompten Ereignisse zu sehen (Abb. 4.8). Die Erhöhung in der Zählrate und die Verschmierung des Zeitspektrums im zweiten Neutronenpuls steht im Einklang mit der erwarteten Zeitverteilung der geladenen Stromreaktion. Sie ist normiert auf 119 berechneten Ereignisse innerhalb der ersten 1000 ns. Für die 118 Ereignisse der ersten 600 ns müssen 60.9 Ereignisse dem exklusiven geladenen Strom zugerechnet werden. Somit verbleiben 57.2 Sequenzen für die Ladungsaustauschreaktion.

Diesen 57.2 Ereignisse an gefundenen Ladungsaustauschsequenzen stehen 724 detektierten Gadolinium Sequenzen gegenüber. Daher können die Ladungsaustauschreaktionen in einer ersten Näherung gegenüber den Neutronenreaktionen mit nachfolgendem Neutronennachweis vernachlässigt werden.

In Abb. 4.8 (c) ist das Spektrum der Protonen des Ladungsaustausches zu sehen. Es entsteht durch Abzug des erwarteten Charged Current Energiespektrums vom prompten Energiespektrum (Abb. 4.8(b)). Ein Vergleich mit dem Energiespektrum der prompten Ereignisse des Gadoliniumeinfanges zeigt, daß das Ladungsaustauschspektrum flacher abfällt (harte Komponente). So befinden sich im Ladungsaustauschspektrum 22% aller Ereignisse im Bereich über 80 MeV. Bei den Gadoliniumsequenzen findet man nur noch 13.5 %. Dies untermauert die Erwartung aus Kapitel 4.3.3, daß die Ladungsaustauschreaktion bevorzugt mit hochenergetischen Neutronen abläuft und dementsprechend die aus dem Kern herausgeschlagenen Protonen höhere Energien besitzen. Im Energiespektrum (Abb. 4.8 (b)) ist die rechte Flanke des Elektronspektrums aus der Charged Current Reaktion mit seiner Endpunktenergie von 35.5 MeV zu erkennen. Daher werden die prompten Ereignisse dieser Sequenz nicht als reine Ereignisse der schnellen Neutronen eingestuft, sondern nur als Untergründereignis der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_{\mu'})^{12}\text{C}^*$ Reaktion. Die prompten Ereignisse werden nicht zur Bestimmung von Zeit, Energie- und Ortsverteilungen der schnellen Neutronen herangezogen. Die Sequenzen dienen nur zur Verbesserung des Signal- zu Untergrundverhältnisses (Kapitel 5.1).

Zufälliger Untergrund

Da die Anzahl der zufälligen Sequenzen proportional zum Koinzidenzzeitintervall und der Rate der verzögerten Ereignisse ist, wird bei der Ladungsaustauschreaktion die geforderte Minimalenergie für das sequentielle Ereignis auf 3.0 MeV gesetzt. Damit sinkt die Rate an neutralen Ereignissen von 262.8 Hz auf 30.2 Hz. Durch das gegenüber der Gadoliniumsequenz auf 18 % verkleinerte Nachweisvolumen gelingt es, das lange Koinzidenzzeitintervall von 2 Strahlperioden zu kompensieren. Die Wahrscheinlichkeit P , daß ein Ereignis zufälliger Natur ist beträgt hier:

$$P = \text{Rate} \cdot \text{Koinzidenzzeit} \cdot V_{eff} = 0.28\%$$

Hierbei wurde wieder das effektive Koinzidenzvolumen V_{eff} über eine Simulation bestimmt. Bei 4877 auf eine Koinzidenz hin untersuchten Ereignisse sind damit 13.7 zufällige Ereignisse zu erwarten. Dies entspricht einem Anteil von 11.6 % der insgesamt gefundenen 118 Koinzidenzen.

4.3.5 Signaturen des strahlkorrelierten Untergrundes

Für eine effiziente Unterdrückung und 'offline' Eliminierung eines Untergrundprozesses ist es notwendig, die Charakteristiken des Untergrundes zu kennen. Durch optimierte Schnitte auf Zeit, Ort und Multiplizität ist es möglich, für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_{\mu'})^{12}\text{C}^*$ Reaktion das Signal- zu Untergrundverhältnis signifikant zu verbessern.

Grundsätzlich stehen drei Möglichkeiten zur Bestimmung des strahlkorrelierten Untergrundes zur Verfügung:

1. Ereignisse mit Energie > 36 MeV

Die höchstmögliche Energie, induziert durch ein Neutrinoereignis, liegt bei 35.5 MeV. Es ist die Endpunktenergie des emittierten e^- aus der exklusiven geladenen Stromanregung. Alle Ereignisse über dieser Energieschwelle sind entweder kosmisch induziert oder strahlkorreliert. Der kosmische Anteil ist über eine Prebeam Analyse exakt zu bestimmen. Der kleine Anteil an ν - e^- Streuereignisse und ν_e - ^{13}C Wechselwirkungen mit Energien bis 50 MeV kann hier vernachlässigt werden.

2. Ereignisse festgelegt durch einen Zeitschnitt

Bei einer Wahl der Ereigniszeiten von $100 \text{ ns} < t < 200 \text{ ns}$ und $425 \text{ ns} < t < 525 \text{ ns}$ dominieren Ereignisse verursacht durch schnelle Neutronen. Diese Intervalle entsprechen jeweils den zweiten Hälften der Neutronenpulse. Die Neutronenpulse sind zeitlich gegen die ν_μ -Pulse verschoben, da Neutrinos als lichtschnelle Teilchen den Detektor früher erreichen wie Abbildung 4.9 illustriert. In diesen Zeiten werden nur 20.0 % aller ν_μ und 6.08 % aller ($\nu_e, \bar{\nu}_\mu$) erwartet.

3. Prompte Ereignisse der Gadolinium Sequenzen

Wie in Kapitel 4.3.4 gezeigt wurde, lassen sich die prompten Ereignisse der Gadolinium Sequenz als schnelle Neutronenwechselwirkungen identifizieren.

Nachteil der ersten Methode ist, daß man von hochenergetischen Ereignissen ($E > 36 \text{ MeV}$) auf Ereignisse mit geringerer Energie extrapolieren muß. Dies kann vor allem Multiplizitätsverteilungen verfälschen. Ferner ist das Energiespektrum im niederenergetischen Bereich nicht zugänglich.

Bei der zweiten Möglichkeit wird ein Fehler durch die Vernachlässigung der ν_μ Ereignisse begangen. Eine Trennung von Ereignissen im Bereich 10-16 MeV durch ν_μ Anregung und ($n, n' \gamma$) Anregung ist nicht möglich.

Bei der Methode der prompten Ereignisse der Gd-Sequenzen ist man in der Lage das Spektrum des strahlkorrelierten Untergrundes mit den korrespondierenden Schnitten des Rohspektrum $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse aufzunehmen. Schwerpunkt bei der hier anschließenden Signaturbestimmung soll auf die dritte Methode gelegt werden. Um zu prüfen, in wie weit das Gd-Spektrum das tatsächliche Neutronenspektrum beschreibt, wird jeweils mit einer der beiden anderen Methoden verglichen.

Zeitverteilung schneller Neutronen

Abbildung 4.9 zeigt die Zeitverteilung schneller Neutronen. Dabei ist das transparente Spektrum durch Ereignisse mit Energien größer 36 MeV bestimmt, und das graue Spektrum entspricht den prompten Ereignissen der Gadolinium Sequenz. Um den Erwartungswert der Ankunftszeiten zu bestimmen, wurden die Neutronenpulse jeweils mit einer Gaußkurve angefitet. Innerhalb der Fehler des Fits entsprechen sich die Ergebnisse und reproduzieren den zeitlichen Abstand der Neutronenpulse von 325 ns.

In Abbildung 4.9 wurden die erwarteten Signale der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion mit eingezeichnet. Der hellgraue Bereich zeigt dabei die in der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse verwendeten Zeitbereiche an. Da die Neutrinos sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, werden sie vor den strahlkorrelierten Neutronen im Detektor erwartet. So benötigt zum

	1.Puls [ns]	2.Puls [ns]	Δt_{Pulse} [ns]
prompte Ereignisse Gd-Sequenz	103.5 ± 2.0	428.0 ± 1.9	324.6 ± 2.8
Ereignisse mit $E > 36$ MeV	104.2 ± 1.2	429.0 ± 1.2	324.8 ± 1.7

Tabelle 4.4: Ankunftszeiten schneller Neutronen

Beispiel ein Neutron mit 200 MeV kinetischer Energie, ohne Berücksichtigung der Energieverluste beim Durchqueren der Abschirmungen, rund 40 ns länger, um den Detektor zu erreichen. Der Erwartungswert des Maximums der ν_μ -Verteilung liegt bei 75 ns und 400 ns, also in den vorderen Hälften der Neutronenpulse. Durch einen Zeitschnitt auf die Ereigniszeit läßt sich das Signal- zu Untergrundverhältnis optimieren. Diese Optimierung wird in Abschnitt 5.2.2 genau beschrieben. Tabelle 4.5 gibt eine Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Zeitschnitte, ihre Zeiteffizienz für ν_μ und der über die Gadolinium Sequenzen bestimmten Anteile der Neutronen.

Zeitschnitt	Anteil ν_μ in % pro Puls	Anteil Ntr. in % pro Puls
$0 < t < 100$ ns	79.6	23.4
$100 < t < 200$ ns	19.8	73.4
$325 < t < 425$ ns	79.6	20.8
$425 < t < 525$ ns	19.8	76.2

Tabelle 4.5: Zeitschnitte und Zeiteffizienzen für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse.

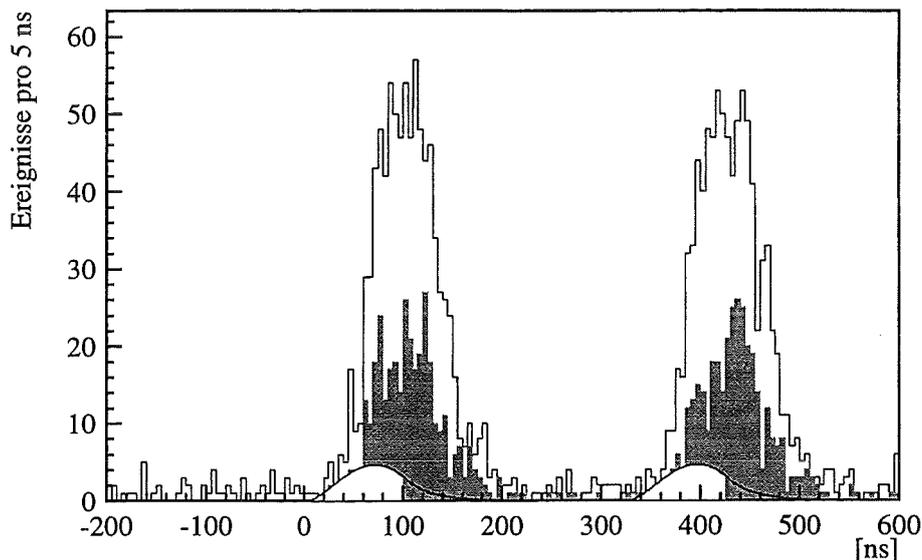


Abbildung 4.9: Vergleich der Zeitverteilungen der ν_μ (hellgrau) und der schnellen Neutronen (transparent und dunkelgrau).

Energieverteilung schneller Neutronenwechselwirkungen

Abbildung 4.10(a,b) zeigt das Energiespektrum des strahlkorrelierten Untergrundes bis zu 200 MeV sichtbarer Energie. Der Abfall des Spektrums zu hohen Energien ist verursacht durch das Primärenergiespektrum der schnellen Neutronen, das in erster Näherung mit

$$dN/dE = \Phi_0 E^{-\gamma}$$

und $\gamma = 1.8$ beschreibbar ist [Bur94]. Diesem Abfall sind Anteile aus inelastischen Neutronenreaktionen überlagert. Von besonderem Interesse ist der Bereich von 10-16 MeV für die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion. In diesem Bereich ist mit einer Überlagerung durch die $(n, n'\gamma(E=15.1\text{MeV}))$ Reaktion der schnellen Neutronen zu rechnen. Abbildung 4.10 (c) zeigt den Bereich 10-16 MeV der prompten Ereignisse der Gd-Sequenz. Neben dem allgemeinen Abfall ist eine leichte Überhöhung im Bereich um 15 MeV durch γ -Quanten der $(n, n'\gamma(E=15.1\text{MeV}))$ Reaktion zu erkennen. Eine sichere Bestimmung dieses Anteiles aus dem Spektrum ist jedoch nicht möglich. In Abschnitt 4.3.3 wurde darauf hingewiesen, daß Prozesse die Neutronenwechselwirkungen dominieren, bei denen das Neutron nicht vernichtet wird, und später auch nachgewiesen werden kann. Zur Prüfung dieser Hypothese wurde das Neutronenenergiespektrum zum einen mit Hilfe eines Zeitschnittes (s.o.) bestimmt und zum anderen durch die prompten Ereignisse der Gadolinium Sequenzen. Abbildung 4.10(a,b) zeigt die beiden Spektren. Die Energiespektren wurden auf gleiche Einträge ab 20 MeV normiert und dann von einander abgezogen. Würden sich die Spektren in ihrer Form nicht entsprechen, müßten in manchen Energieintervallen eine konstante Überhöhung oder ein Defizit zu erkennen sein. Im Bereich 10-16 MeV existiert ein Überschuß von (36.5 ± 10.6) Ereignissen. Davon müssen aber unter Berücksichtigung der Skalierung 14.3 Ereignisse dem Neutralen Strom durch $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ zugerechnet werden. Die verbleibenden (22 ± 10.7) Ereignisse liegen in der Größenordnung der zu erwarteten ν_μ Ereignisse. Der Überschuß im Bereich 20-36 MeV ist auf geladene Stromereignisse zurückzuführen. Der Überschuß von (19 ± 10.9) Ereignissen entspricht den erwarteten 14.35 Ereignissen aus der geladenen Stromreaktion. Ansonsten ist das Differenzspektrum flach verteilt, und es kann davon ausgegangen werden, daß die prompten Ereignisse der Gadolinium-Sequenz ein repräsentatives Bild bezüglich der Energie der schnellen Neutronen geben.

Räumliche Verteilung schneller Neutronen

Über die räumliche Verteilung der schnellen Neutronen gelingt es, durch geeignete geometrische Schnitte auf den Detektor einen Großteil der neutroneninduzierten Ereignisse zu eliminieren.

Abbildung 4.11 zeigt die räumliche Verteilung schneller Neutronen. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Neutrons über den Gadoliniumeinfang ortsabhängig ist, wurde ein Neutron über seine Ereigniszeit bei Vernachlässigung des kosmischen Untergrundes und der Neutrinoreaktion definiert. Durch die Projektion auf die Detektorseiten können drei Neutronenschwerpunkte lokalisiert werden.

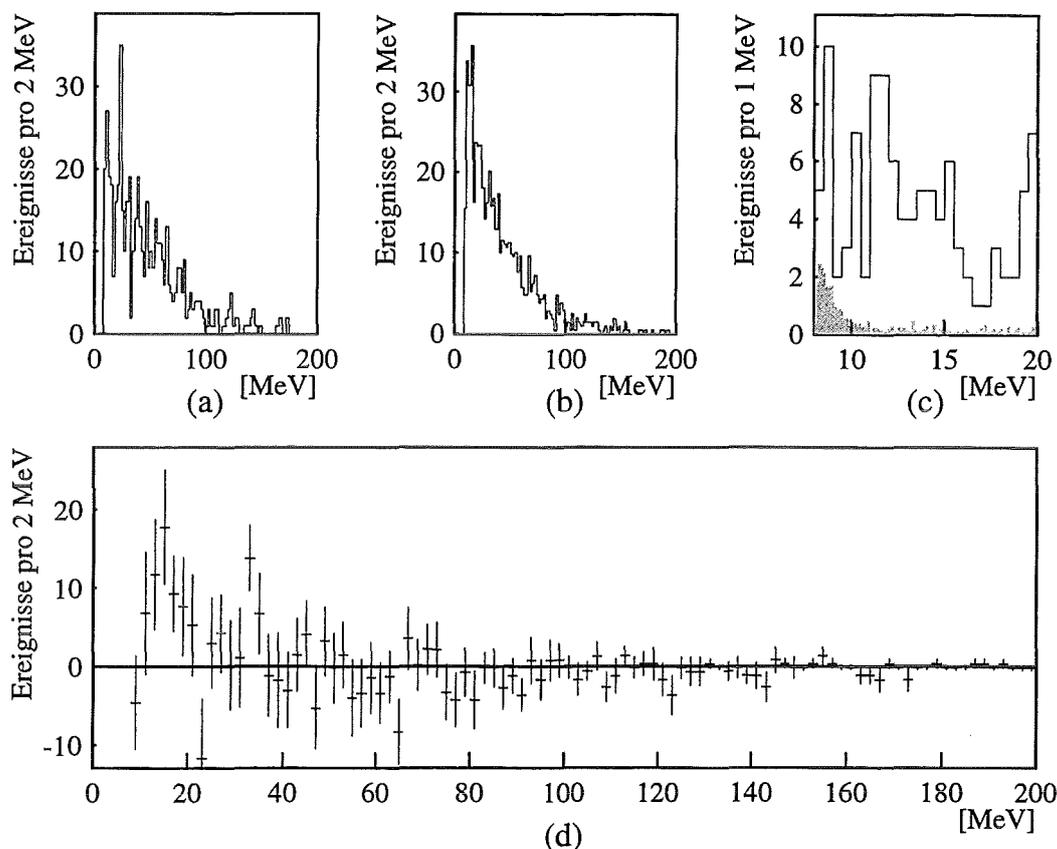


Abbildung 4.10: Energiespektren des strahlkorrelierten Untergrundes :

- (a) Neutronen bestimmt mit Hilfe der Gadolinium Sequenz.
- (b) Neutronen bestimmt über Zeitschnitt im Prompten Fenster, normiert auf gleiche Ereigniszahl ($E > 20$ MeV) wie (a).
- (c) Vergrößerung des Bereiches 8-20 MeV von (a) mit seq. kosmischen Untergrund (grau).
- (d) Differenzspektrum von (a) und (b), Überhöhungen in den Bereichen 10-16 MeV und 20-40 MeV sind erklärbar durch Neutrino induzierte Ereignisse (siehe Text).

1. 50% aller Ereignisse liegen im Bereich -200 cm bis -105 cm. Im Bereich -70 cm bis 150 cm findet man nur noch 40.5 % aller Ereignisse. Wurde bei der Diskussion des kosmischen Untergrundes ein Auswertintervall von -150 cm bis 150 cm als ausreichend zur Unterdrückung angegeben, so wird wegen der starken Neutronenkonzentration des im Target zugewandten Teils des Detektors ein restriktiveres Limit mit $x_{Ereignis} > -70$ cm gesetzt.
2. Eine deutlich sichtbare Konzentration an Ereignissen zeigt sich in der rechten unteren Ecke. Hier verläuft unter dem Detektor ein Versorgungstunnel, der nicht hinreichend abgeschirmt werden kann. Die Kontamination, mit aus dem Tunnel kommenden

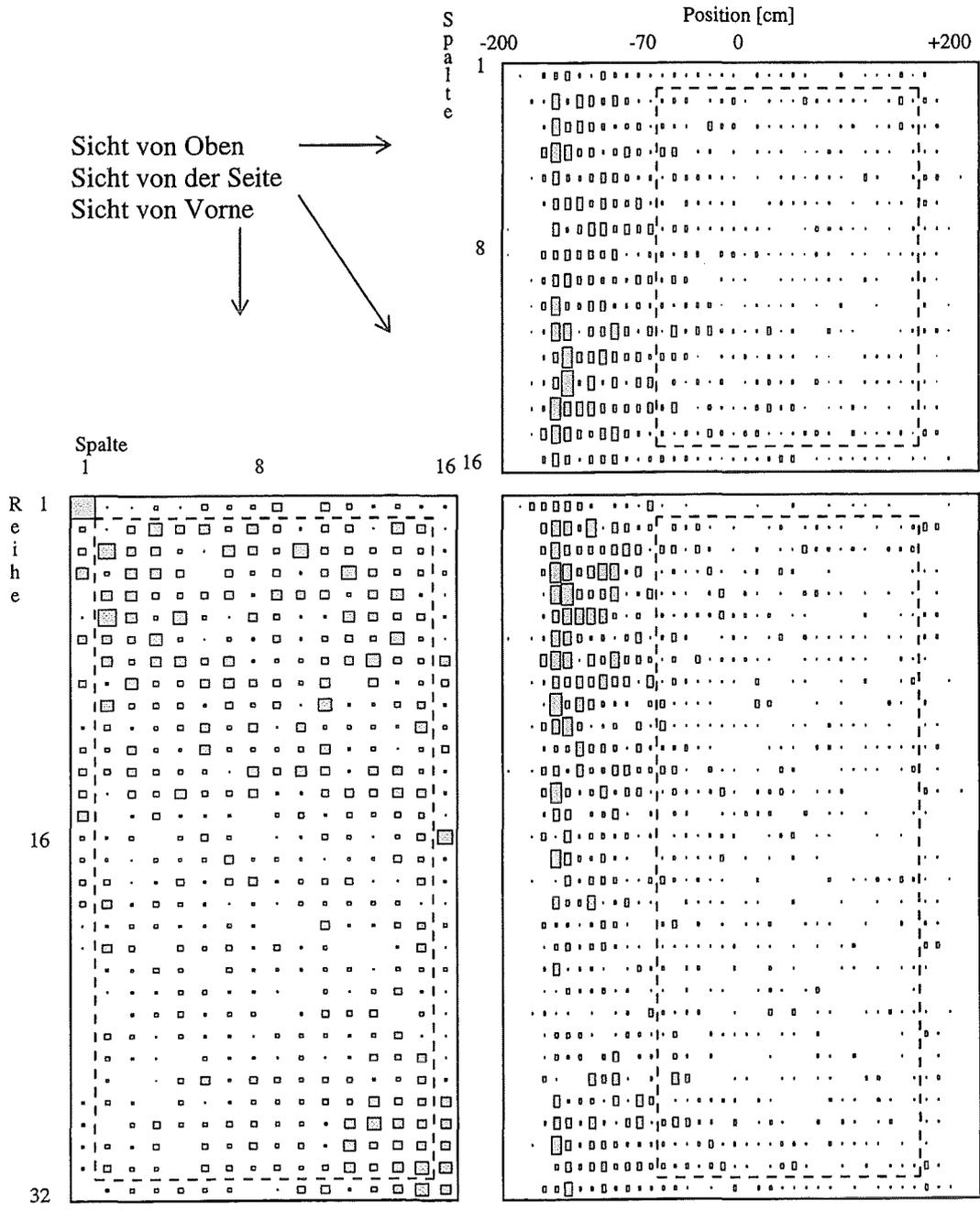


Abbildung 4.11: Räumliche Verteilung der Neutronen seit Run 40. Die gestrichelte Linie deutet den für die Neutrinoanalyse verwendeten 'Fiducial Cut' an.

Neutronen, ist ebenfalls auf dem ersten Meter in Längsrichtung konzentriert.

3. In den oberen Lagen des Detektors ist eine weitere Überhöhung der Neutronenzählrate auszumachen. Diese Ereignisse stammen bevorzugt von Neutronen aus dem μ SR Target [Web95]. Auch hier gilt, daß diese Ereignisse innerhalb den ersten 100 cm des Detektors lokalisiert sind.

Die gestrichelten Rechtecke in Abbildung 4.11 zeigen das für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse verwendete aktive Nachweisvolumen. Vor allem in der Draufsicht und Seitenansicht ist zu erkennen, daß ein Datenschnitt mit der Forderung $x_{\text{Ereignis}} > -70$ cm die Neutronenereignisse effizient unterdrückt. Wird zusätzlich die äußere Lage von der Auswertung ausgeschlossen, verbleiben nur noch 35.2% der strahlkorrelierten Neutronen, bei einer Verringerung des aktiven Volumens um 50.6%.

Multiplizitätsverteilung schneller Neutronen

Die Multiplizität eines strahlkorrelierten Ereignisses, also die Anzahl der angesprochenen Module, steigt linear mit der deponierten Energie [Web95]. Abbildung 4.12 zeigt die Multiplizitätsverteilung in drei verschiedenen Energiebereichen. Der Erwartungswert der angesprochenen Module steigt dabei von 1.8 Modulen bei 10-16 MeV auf 2.6 Module im Bereich 16-80 MeV und auf 4.2 Module im hochenergetischen Bereich von 80-200 MeV. Bei den Verteilungen wurde keine 'leakage' Korrektur vorgenommen. Unter 'leakage' versteht man das Überkoppeln von Licht in ein benachbartes Modul. Dabei gelangen bis zu 6% des Lichts in ein benachbartes Modul. In der Verteilung 10-16 MeV besitzen nur 13.3% der Ereignisse mehr als zwei angesprochene Module, wobei im mittleren Energiebereich schon 47.9% der Ereignisse Multiplizitäten größer zwei besitzen. Auf diese Relationen wird in Kapitel 5.2 zurückgegriffen werden.

4.4 $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen

Wie im Kapitel 2.1 erwähnt wurde, erreichen innerhalb der ersten 550 ns 13.6 % der Elektron- und Myonantineutrinos aus dem μ^+ -Zerfall den Detektor und verursachen Reaktionen, die für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse als Untergrund einzustufen sind. Abbildung 4.13 (Quelle: [Schi96]) zeigt als Neutrinoereignisse identifizierte Ereignisse im späten Zeitfenster ($0.6\mu\text{s} < t < 90.6\mu\text{s}$), in dem keine ν_μ mehr vorhanden sind. Dabei gliedern sich die Neutrinoereignisse in neutrale und geladene Stromreaktionen auf.

$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion

Die Wechselwirkung des Neutralen Stromes ist 'blind' gegenüber dem Flavour-Zustand des Neutrinos. Alle drei im Experiment vorkommenden Neutrinosorten $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ partizipieren nach dem Standardmodell mit gleicher Stärke am Neutralen Strom. Durch die Zerfallskinetik der π^+ -Zerfallskette besitzen jedoch die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ im Mittel eine höhere Energie als das monoenergetische 29.79 MeV Myon neutrino. Damit besitzen die ν_e ,

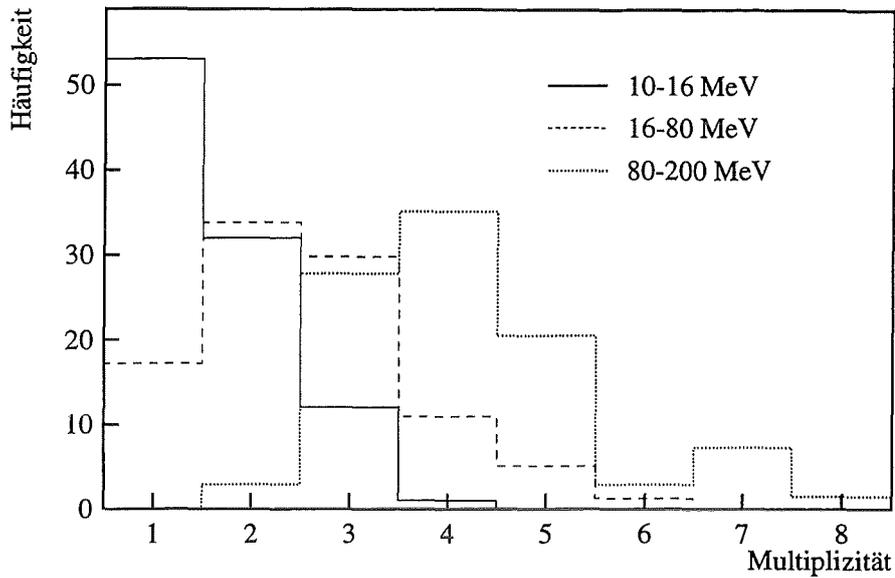


Abbildung 4.12: Multiplizitätsverteilung der Neutronenereignisse in verschiedenen Energiebins. Die Zählraten wurden auf das 10-16 MeV Bin normiert.

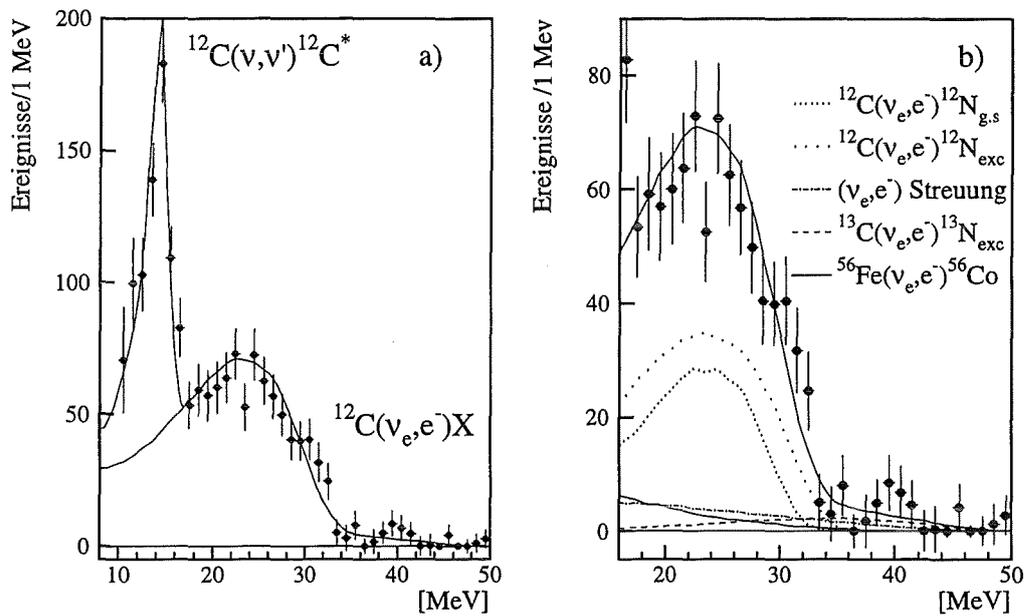


Abbildung 4.13: (a) Neutrinoereignisse im späten Zeitfenster. Eingezeichnet ist die Trennung der neutralen Stromereignisse durch ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ von weiteren ν_e induzierten Reaktionen. (b) Aufgliederung der ν_e induzierten Reaktion. Die CC-Reaktionen zu ^{12}N bilden den Hauptanteil der Neutrinoereignisse ab 20 MeV.

$\bar{\nu}_\mu$ einen größeren totalen NC-Wirkungsquerschnitt. Allerdings ist nur die Bestimmung eines flußgemittelten Wirkungsquerschnittes für die Summe von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ zugänglich, da keine Möglichkeit besteht, die beiden Flavours voneinander zu trennen oder die Energie des einlaufenden Neutrinos zu bestimmen. Der erstmalige Nachweis dieser Reaktion wurde 1992 in [Ebe92] durchgeführt. Basierend auf einer Likelihood Methode mit Trennung von Signal und Untergrund über ihre verschiedenen Zeitstrukturen, ergibt sich ein von [Schi96] bestimmter Wirkungsquerschnitt von:

$$\sigma_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}^{NC} = [10.8 \pm 0.7(stat.) \pm 1.4(sys.)] \times 10^{-42} \text{cm}^2$$

Wie bereits erwähnt wurde, ist dieser experimentell bestimmte Wert in sehr guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen. Durch die Kenntnis dieses Wirkungsquerschnittes ist man in der Lage, zu erwartende Ereignisse über die Anzahl N_{Target} der Targetkerne, des Raumwinkels Ω des Detektors, des Neutrinoflusses Φ und der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ε_{ges} zu berechnen, und durch Subtraktion von der Gesamtzählrate im in dieser Arbeit analysierten prompten Zeitfenster zu korrigieren.

$$N_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}^{NC} = \sigma_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}^{NC} \cdot N_{Target} \cdot \Omega \cdot \Phi \cdot \varepsilon_{ges}$$

Die Bestimmung der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion setzt sich analog der in Abschnitt 5.3.4 durchgeführten Nachweiswahrscheinlichkeit der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion zusammen. Lediglich die verschiedenen Zeiteffizienzen der Neutrinosorten führen zu einem Unterschied in der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit der Reaktion. Wie in Abbildung 4.13 zu sehen ist, beschreibt die Simulation des 15.1 MeV Peak die Messung gut, und sollte damit ein vertrauenswürdiges Hilfsmittel für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse sein.

Charged Current Reaktionen

Die Charged Current Reaktionen von ν_e aus dem μ^+ -Zerfall spielen für das 10-16 MeV Energieintervall keine entscheidende Rolle, da in diesem Energiebereich nur 14.8 % aller Charged Current Ereignisse erwartet werden. Wichtig ist die Korrektur dieser Ereignisse im Bereich über 20 MeV, da dieser zur Normierung des Neutronenuntergrundes dient. Dabei setzt sich der Anteil der Charged Current Reaktionen aus drei Anteilen zusammen.

1. $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$

Diese Reaktion zeigt eine sequentielle Struktur, die schon in Abschnitt 4.3.4 diskutiert wurde. Durch den sequentiellen Zerfall des ^{12}N und den Nachweis des dabei emittierten Positrons ist KARMEN in der Lage, den zugehörigen Wirkungsquerschnitt nahezu untergrundfrei zu bestimmen [Fai96]:

$$\sigma_{excl}^{CC} = [9.2 \pm 0.4(stat.) \pm 0.8(sys.)] \times 10^{-42} \text{cm}^2$$

Dieser experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitt ist ebenfalls in guter Übereinstimmung mit theoretischen Modellen, die diesen mit Werten zwischen 8.0 und $9.4 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$ vorhersagen. Durch die sequentielle Struktur dieser Reaktion ist man

in der Lage, diesen von 'Single Prong' Ereignissen zu trennen. Allerdings können nicht alle Elektronen aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion durch die Sequenz identifiziert werden. Die Zahl der verbleibenden Ereignisse kann mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt und dem zugehörigen korrigierten Gesamtnachweis über folgende Beziehung berechnet werden:

$$N_{\text{excl}}^{CC} = \sigma_{\text{excl}}^{CC} \cdot N_{\text{Target}} \cdot \Omega \cdot \Phi \cdot \varepsilon_{\text{prompt}} \cdot (1 - \varepsilon_{\text{seq}})$$

Dabei werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten für das prompte Elektron $\varepsilon_{\text{prompt}}$ und dem sequentiellen Finden des Positron ε_{seq} aus Monte Carlo Simulationen [Eit95] bestimmt.

2. $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$

Wird bei einer Absorption eines ν_e an ^{12}C der Stickstoffkern in einem angeregten Zustand erzeugt ergibt sich keine sequentielle Struktur. Der angeregte Stickstoffkern ist instabil und zerfällt sofort unter Emission eines Protons. Analysen der Daten von Run 16-85 ergeben einen Wirkungsquerschnitt von [Schi96]:

$$\sigma_{\text{exc}}^{CC} = [5.6 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.6(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{cm}^2$$

3. $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}^*$

Die in [Ruf95] analysierte Reaktion spielt nur eine untergeordnete Rolle aufgrund des geringen Isotopenanteiles von ^{13}C von nur 1.1%. Der genaue Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu:

$$\sigma_{^{13}\text{N}}^{CC} = [0.6 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{sys.})] \times 10^{-40} \text{cm}^2$$

Die Beiträge dieser Reaktion werden aufgrund der extrem kleinen Ereigniszahl im ν_μ -Zeitfenster daher im folgenden vernachlässigt.

Kapitel 5

ν_μ Kernanregung durch neutralen schwachen Strom

Der Nachweis der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ Reaktion besteht im Nachweis der Kernabregung des $J^\pi T=1^+1$ Zustandes. Dabei fällt der Kohlenstoffkern zu $(95.9 \pm 0.4)\%$ über Emission von γ -Quanten in den Grundzustand zurück. Die restlichen 4.1% bilden Zerfälle unter Emission von α -Teilchen, die im KARMEN Detektor nicht nachweisbar sind. In diesem Kapitel werden drei unabhängige Methoden vorgestellt, um γ -Quanten aus dem 15.11 MeV Niveau aus den Daten der Runs 40-85 zu extrahieren. Aus der Bestimmung der Ereigniszahl wird schließlich mit Hilfe weiterer ebenfalls in diesem Kapitel bereitgestellten Parameter der Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnet. Aus dem Vergleich mit theoretischen Modellrechnungen werden dann Aussagen bezüglich der isovektoriellen-axialen Kopplungskonstante β gezogen.

5.1 Datenreduktion

Der analysierte Datensatz umfasst die Daten von April '92 (Run 40) bis Juni '95 (Run 85). Aufgrund einer zu hohen Unsicherheit in der Eichung des Zeitnullpunktes [Web95], [Wol95] werden Daten früherer Runs nicht berücksichtigt. Die Auswertung der neutralen Stromreaktion durch ν_μ benötigt eine sichere Eichung des Zeitnullpunktes, da die Zeiteffizienz der ν_μ extrem sensitiv auf diesen Parameter ist.

Im Rahmen einer mehrstufigen Datenanalyse werden zuerst aus den Rohdaten neutrale Ereignisse mit einer Mindestenergie von 8 MeV im Zeitintervall $0 < t < 1000 \text{ ns}$ selektiert. Danach wird zur Reduktion der kosmisch induzierten Ereignisse jedes Ereignis einer Stack-Reduktion und einer SMU-Reduktion unterzogen.

Auf den resultierenden Datensatz wird anschließend eine weitere sequentielle Suche angewandt. Da die 15.1 MeV γ -Quanten der neutralen Stromanregung reine 'Single Prong' Ereignisse sind und damit keine sequentielle Struktur aufzeigen, werden alle Ereignisse verworfen, die innerhalb einer bestimmten Zeitspanne und eines angelegten Koinzidenzvolumen eine Korrelation zu einem nachfolgenden Ereignis zeigen. Dabei werden zwei Fälle unterschieden:

1. Gd-Sequenz

Das sequentielle Ereignis muß folgende Bedingung erfüllen :

Energie seq. Ereignis	$E_{vis} \leq 8 \text{ MeV}$
Koinzidenzzeit	$10\mu\text{s} \leq t_k < 500\mu\text{s}$
Koinzidenzvolumen	$ \Delta x_k \leq 100 \text{ cm}$
	$ \Delta \text{Reihen}_k \leq 2.5 \text{ Reihen}$
	$ \Delta \text{Spalten}_k \leq 2.5 \text{ Spalten}$

Wie in Abschnitt 4.3.4 gezeigt wurde, können die prompten Ereignisse der Sequenz als schnelle Neutronen identifiziert werden. Durch ihre Eliminierung aus dem Datensatz steigt das Signal- zu Untergrundverhältnis. Im Vorgriff auf die Ergebnisse der Likelihood Analyse mit den im nächsten Abschnitt angelegten Softwareschnitten konnten über die Gd-Sequenz ca. 25% aller strahlkorrelierten Neutronen auf diese Weise aus dem Datensatz eliminiert werden und damit das Neutrino- zu Neutronenverhältnis um 28% von 1:0.43 auf 1:0.33 gesteigert werden. Definiert man die Nachweiswahrscheinlichkeit strahlkorrelierter Neutronen als Verhältnis der gefundenen Sequenzen zur Anzahl der untersuchten Ereignisse mit jeweils $E > 36 \text{ MeV}$ kann abgeschätzt werden, wie effektiv strahlkorrelierte Neutronen aus dem Datensatz eliminiert werden. Dabei wurde auf den Datensatz der in der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse angelegte räumliche Schnitt (Entfernen der äußeren Modullage und $-70\text{cm} < x < 150 \text{ cm}$) angewendet.

Run	Modulsschwellen [mV]	Nachweis- wahrscheinlichkeit
40-79	15	$22.2 \pm 1.1\%$
82-85	12	$34.8 \pm 6.6\%$

Tabelle 5.1: Nachweiswahrscheinlichkeit strahlkorrelierter Neutronen für unterschiedliche Modulschwellen.

Der flußgemittelte Wert der in Tabelle 5.1 angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten ergibt sich zu $(23.6 \pm 1.2)\%$. Aus den Werten ist ersichtlich, daß man durch die Senkung der Modulschwellen auf 12 mV in der Lage ist, jedes dritte strahlkorrelierte Neutron zu erkennen und zu eliminieren. Bei einer angestrebten weiteren Herabsetzung der Schwellen auf 10 mV zeigen Untersuchungen an SMU Daten, daß eine weitere Steigerung der Nachweiswahrscheinlichkeit um ca. 66% möglich ist [Jan95c]. Jedoch werden die prompten Ereignisse nicht nur aus dem Datensatz verworfen, sondern dienen im weiteren zur Bestimmung der Neutronenspektren (Zeit, Energie, Ort, Multiplizität). Die so gewonnenen Neutronenspektren finden in der Auswertemethode 'Gd-Sequenz Methode' ihre Anwendung.

Allerdings muß in der Analyse berücksichtigt werden, daß es auch zu zufälligen Koinzidenzen kommt. Der Nachweiswahrscheinlichkeitsverlust $(1 - \varepsilon_{Rnd})$ durch zufällige Koinzidenzen ist berechenbar über:

$$\varepsilon_{Rnd} = e^{-\Delta t_k \cdot r_{seq} \cdot V_{eff}}$$

Dabei beinhaltet der Volumenfaktor V_{eff} die verschiedenen räumliche Verteilungen von prompten Ereignissen (in diesem Falle Neutrinoereignissen) und sequentiellen Ereignissen (Neutrale Ereignisse). Der Volumenfaktor wird über eine Monte Carlo Simulation bestimmt und beinhaltet räumliche Schnitte auf das prompte Ereignis, sowie die räumliche Koinzidenzbedingung.

Die einzelnen Parameter sind:

Zeitintervall:	$\Delta t_k = 490 \mu s$
Rate seq. Ereignisse:	$r_{seq} = 262.8 \text{ Hz}$
Volumenfaktor:	$V_{eff} = 0.012$

Mit diesen Werten ergibt sich der Beitrag zur Nachweiswahrscheinlichkeit zu:

$$\varepsilon_{Rnd}^{Gd} = 0.998$$

2. **Ladungsaustauschsequenz** $^{12}C(n, p)^{12}N$; $^{12}N \rightarrow ^{12}C + e^- + \bar{\nu}_e$

Für die Ladungsaustauschsequenz wurden folgende Bedingungen gefordert:

Energie seq. Ereignis	$3.0 \text{ MeV} < E_{vis} \leq 12 \text{ MeV}$
Koinzidenzzeit	$0.5 \text{ ms} \leq t_k < 36.1 \text{ ms}$
Koinzidenzvolumen	$ \Delta x_k \leq 50 \text{ cm}$
	$ \Delta Reihen_k \leq 1.5 \text{ Reihen}$
	$ \Delta Spalten_k \leq 1.5 \text{ Spalten}$

Aufgrund der in Abschnitt 4.3.4 diskutierten Beimischung an geladenen Stromreaktionen in den Sequenzen können prompte Ereignisse der Ladungsaustauschsequenz nicht eindeutig als schnelle Neutronen eingestuft werden und dienen nicht zur Bestimmung der schnellen Neutronenspektren. Jedoch werden auch hier alle Ereignisse mit sequentieller Struktur aus dem Datensatz entfernt. Der Schwerpunkt dieser Koinzidenzen liegt im Erkennen von geladenen Stromereignissen im Energiebereich $E > 20 \text{ MeV}$, der in zwei von drei Auswertemethoden, wie später noch gezeigt wird, eine wichtige Rolle spielt.

Auch bei dieser sequentiellen Suche entsteht ein geringer Verlust der Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{Rnd}^{Lad} durch zufälliges Verwerfen von Neutrinoereignissen, der berücksichtigt werden muß. Mit analoger Vorgehensweise wie bei den Gadolinium Sequenzen findet man:

Zeitintervall:	$\Delta t_k = 32.8 \text{ ms}$
Rate seq. Ereignisse:	$r_{seq} = 30.2 \text{ Hz}$
Volumenfaktor:	$V_{eff} = 0.002$

Mit diesen Werten ergibt sich der Beitrag zur Nachweiswahrscheinlichkeit zu:

$$\varepsilon_{Rnd}^{Lad.} = 0.998$$

Nach den beiden sequentiellen Suchen werden die verbleibenden Daten in einen N-Tupel geschrieben und mit Hilfe der Softwarepakete PAW und HBOOK der CERN-Bibliothek weiterverarbeitet.

5.2 Softwareschnitte

Aufgabe der Softwareschnitte ist es, eine Untermenge mit optimalem Signal- zu Untergrundverhältnis des bis zu diesem Zeitpunkt bestimmten Datensatzes zu bilden. Einige der anzulegenden Schnitte wurden bereits im Untergrundkapitel diskutiert. Dieser Abschnitt soll alle Softwareschnitte zusammenfassen und diskutieren, und dadurch bedingte Nachweiswahrscheinlichkeitsverluste für die $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion darstellen.

5.2.1 Energieschnitte

In Abbildung 5.1 ist das Ergebnis einer GEANT Simulation der Signatur der Kernabregung des ($J^{\pi}T=1^{+}1;15.1\text{MeV}$) Zustandes von ^{12}C zu sehen. Dabei kehrt der Kern bevorzugt über die Emission eines einzigen 15.1 MeV γ -Quants in den Grundzustand zurück (92% aller γ -Übergänge des 15.1 MeV Niveaus). Jedoch existieren noch andere, nicht so häufig vorkommende Abregungsprozesse, die zu einer Verbreiterung des 15.1 MeV Peak im Energiespektrum bei niederen Energien führen. Das Termschema (Abbildung 5.1 (b)) zeigt die weiteren möglichen Kernabregungen und gibt ihre relative Häufigkeit bezogen auf alle γ -Übergänge des 15.1 MeV Niveaus an.

Zum Vergleich wurde die Monte Carlo Simulation der 15.11 MeV Kernabregung des LSD [Bad84] und LVD [Alb86] Experimentes miteingezeichnet. LSD als auch LVD sind Untergrundexperimente zum Nachweis von 'Neutrino Bursts' aus Supernovae. Die Detektoren mit ihrer Modul-Strukturierung sind im Aufbau vergleichbar dem des KARMEN Detektors und weisen Neutrinowechselwirkungen ebenfalls über einen organischen Flüssigszintillator nach. Allerdings ist bei beiden Experimenten Stahl das Trennmateriale der Module, die mit nur drei Photomultipliern ausgelesen werden. Beim Lichttransport kann hier keine Totalreflektion genutzt werden. Im Vergleich zeigt sich die bessere Energieauflösung des KARMEN Detektors, bei dem 84% der Ereignisse ($E_{\gamma} > 5\text{ MeV}$) im Bereich 10-16 MeV stattfinden, im Vergleich zu 72% im LSD/LVD Experiment. Tabelle 5.2 gibt einen Überblick über die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit der neutralen Stromereignisse vom ausgewerteten Energieintervall. Dabei sind die Werte nun bezogen auf alle Ereignisse mit $E_{\gamma} > 0\text{ MeV}$.

Für den Auswertebereich der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion werden die Grenzen des Energieintervalls auf 10 und 16 MeV gesetzt. In diesem Bereich werden 80.3 % aller elektromagnetischen Übergänge über den gesamten Detektor erwartet. Ein räumlicher Schnitt auf den Detektor hat auch geringe Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Energieintervalls. Deshalb wird die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Energieschnitte mit einer Simulation bestimmt, die auch die räumlichen Schnitte beinhaltet. Den Ortsschnitt

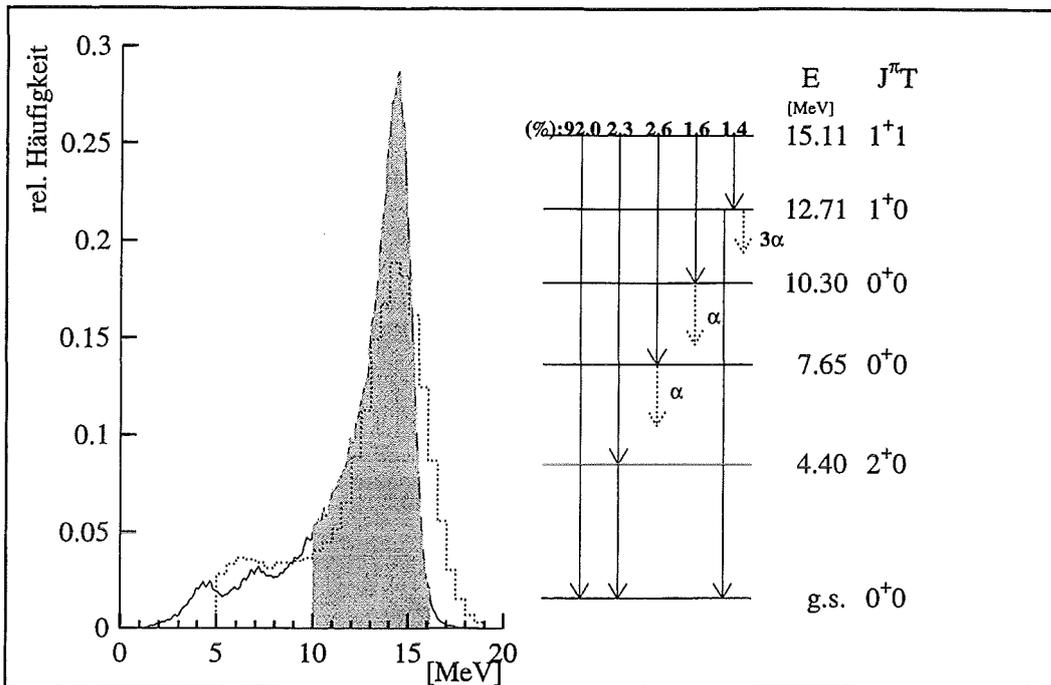


Abbildung 5.1: (a) Simulation der 15.11 MeV Kernabregung mit dem dominierenden Peak der 15.11 MeV γ -Quanten aus dem direkten Übergang in den Grundzustand. Grau eingezeichnet ist der Auswertebereich zwischen 10 und 16 MeV.

(- · - ·) Simulation der gleichen Signatur im LVD Experiment [Ant91].
 (b) Termschema des 15.11 Kernniveau des ^{12}C . Die Prozentangaben beziehen sich auf das 15.11 MeV Niveau. Gestrichelte Pfeile deuten Zerfälle unter Emission von α -Teilchen an. Diese Zerfälle können nicht nachgewiesen werden [Ajz90].

Energie [MeV]	Effizienz
8-16	0.869
9-16	0.845
10-16	0.803
11-16	0.745
12-16	0.665

Tabelle 5.2: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom ausgewerteten Energieintervall

(siehe Abschnitt 5.2.3) berücksichtigend, ergibt sich der Beitrag $\varepsilon_{\Delta E}$ zur Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit durch Beschränkung des Auszählbereichs von 10 bis 16 MeV zu:

$$\varepsilon_{\Delta E} = 0.831$$

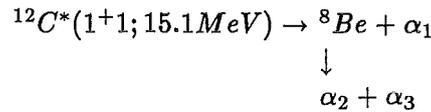
Bei Energieschwellen unter 10 MeV steht der Gewinn an Zählrate der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion nicht mehr im Verhältnis zur stark ansteigenden Rate schneller Neutronen und

des kosmischen Untergrundes.

Durch Schwellen- und Randeﬀekte können nicht alle γ -Quanten der Kernabregung detektiert werden. Die Nachweiseﬃzienz ε_γ der γ -Quanten wird mit Hilfe der GEANT Simulation bestimmt zu:

$$\boxed{\varepsilon_\gamma = 0.681}$$

Ein in die Simulation nicht eingehender Nachweisverlust der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Signale ist die bereits erwähnte Tatsache, daß der Kohlenstoffkern in $(4.1 \pm 0.9)\%$ aller Fälle über



zerfällt [Bal74]. Die α -Teilchen sind im KARMEN Detektor wegen ihres Pulshöhendefizits (Quenching) nicht sichtbar und werden bei der Simulation nicht berücksichtigt. Dieser Tatsache wird für die Nachweiswahrscheinlichkeit durch den Faktor:

$$\boxed{\varepsilon_{\gamma/\Gamma} = 0.959 \pm 0.09}$$

Rechnung getragen.

5.2.2 Zeitschnitte

Zur Festlegung des zeitlichen Auswertintervalles der ν_μ induzierten Pulse werden die Zeitgrenzen so gewählt, daß der relative statistische Fehler der erwarteten Neutrinoereignisse und des Untergrundanteiles minimiert wird. Mit den relevanten Parametern

- S: Signale der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion
- N: Gesamtzahl der Ereignisse
- U: Untergrundereignisse
- S₀: erwartete $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ -Signale im Prompten Fenster
- U₀: erwartete Untergrundereignisse im Prompten Fenster

ergibt sich als zu minimierende Funktion :

$$S = N - U \quad (5.1)$$

$$\Delta S = \sqrt{N + U} = \sqrt{S + 2U} \quad (5.2)$$

$$\frac{\Delta S(\Delta T)}{S(\Delta T)} = \sqrt{\frac{1}{S(\Delta T)} + 2 \frac{U(\Delta T)}{S(\Delta T)^2}} \quad (5.3)$$

$$\frac{\Delta S(\Delta T)}{S(\Delta T)} = \sqrt{\frac{1}{S_0 \cdot \varepsilon^{\nu_\mu}(\Delta T)} + 2 \frac{U_0 \cdot \varepsilon^{Ugr.}(\Delta T)}{(S_0 \cdot \varepsilon^{\nu_\mu}(\Delta T))^2}} \quad (5.4)$$

Dabei entsprechen:

- $\varepsilon^{\nu_{\mu}}(\Delta T)$: ν_{μ} -Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des betrachteten Zeitintervalles
 $\varepsilon^{Ugr.}(\Delta T)$: Nachweiswahrscheinlichkeit der Untergrundereignisse in Abhängigkeit des Zeitintervalles. $\varepsilon^{Ugr.}(\Delta T)$ setzt sich aus den Effizienzen für schnelle Neutronen, kosmisch induzierten und $(\nu_e, \bar{\nu}_{\mu})$ induzierten Ereignissen zusammen.
 $S_0 \cdot \varepsilon^{\nu_{\mu}}(\Delta T)$: Anzahl der erwarteten ν_{μ} -Ereignisse im Zeitintervall ΔT
 $U_0 \cdot \varepsilon^{Ugr.}(\Delta T)$: Anzahl aller erwarteten Untergrundereignisse im Zeitintervall ΔT

Dabei bedeutet die Variable ΔT den oberen Zeitwert des Zeitintervalles, da die untere Grenze mit 0 ns für den 1. Puls bzw. 325 ns für den 2. Puls festgesetzt wird. Für die Minimierung des relativen Fehler muß das erwartete Signal-zu Untergrundverhältnis eingebracht werden. Mit der Verwendung von theoretischen Wirkungsquerschnitten für die Neutrinoreaktionen und der Bestimmung des kosmischen Anteils durch eine 'Prebeam' Analyse wird der Anteil schneller Neutronen über die Differenz zum Rohdatenspektrum der ersten 600 ns abgeschätzt. Mit 273 Ereignissen nach Anlegen aller restlichen Softwarecuts und theoretisch erwarteten 80 $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$, 48 $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ und 45 kosmisch induzierten Ereignissen verbleiben 100 schnelle Neutronen im Prompten Fenster. Zur Bestimmung der zeitlichen Nachweiswahrscheinlichkeit der schnellen Neutronen wird

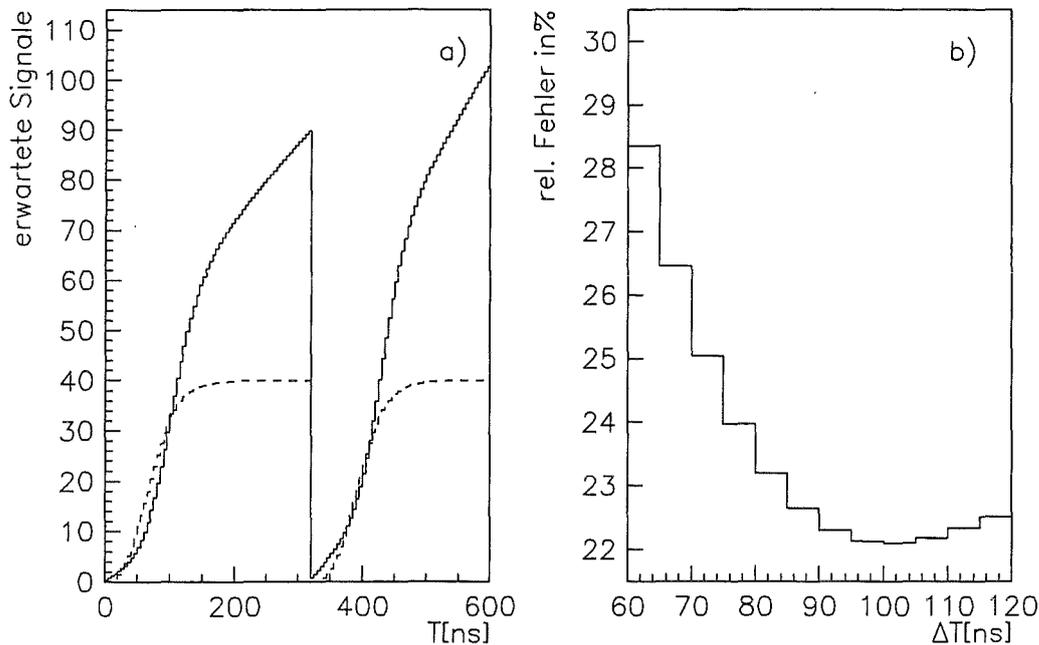


Abbildung 5.2: (a) erwartete Signale der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion (gestrichelt) und der Untergrundreaktionen (durchgezogen) in Abhängigkeit vom oberen Zeitschnitt eines Pulses.
(b) erwarteter relativer statistischer Fehler der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Analyse in Abhängigkeit der Zeitintervalllänge ΔT .

die Zeitverteilung der Gd-Sequenzen benutzt. Abbildung 5.2(a) zeigt die Erwartung der Zählraten von $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Ereignissen und Untergrundeignissen in den einzelnen Pulsen. Die Zählratenerwartung wurde gegen die obere Zeitschranke des Zeitschnittes aufgetragen. Zu erkennen ist eine allgemein ungünstigere Signal- zu Untergrund Situation im 2. Puls. Der Zuwachs an Untergrundeignissen beruht dabei auf $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Reaktionen. Mit diesen Verteilungen kann die Funktion 5.4 minimiert werden. Der Verlauf von Funktion 5.4 ist in Abbildung 5.2(b) aufgetragen und beinhaltet als Nebenbedingung gleich lange Auswertintervalle für den 1. und 2. Puls. Der erwartete relative statistische Fehler zeigt ein flaches Minimum bei $\Delta T = 100$ ns.

Diese Intervalllänge von 100 ns wird in die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Analyse übernommen und führt zu folgenden Zeitschnitten:

Zeitschnitt	ε_{ti}	$\Delta T_0 =$ -2ns	rel. Fehler	$\Delta T_0 =$ +2ns	rel. Fehler
$0\text{ns} < t < 100\text{ns}$	$\varepsilon_{Zeit} = 0.398$	0.390	-2.04%	0.401	+1.88%
$325\text{ns} < t < 425\text{ns}$	$\varepsilon_{Zeit} = 0.398$	0.390	-2.04%	0.401	+1.88%

Tabelle 5.3: Zeitschnitte und Zeiteffizienzen für $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Analyse

In einem weiteren Schritt wurde noch das Signal- zu Untergrundverhältniss zwischen ν_μ und schnellen Neutronen variiert, um von der Annahme der theoretisch berechneten Anteile unabhängig zu werden. Die Variation des Verhältnisses führt allerdings nur zu einem leichten Verschieben des ohnehin flachen Minimums. Ausgehend von einem Verhältnis Myon-Neutrinos zu schnellen Neutronen von 1:3 ergibt sich ein Minimum im 1.Puls bei 90 ns und 95 ns im 2. Puls. Würde man den Zeitschnitt nur auf den Wert des Signal- zu Untergrundverhältnisses optimieren, müßte das Auswertzeitintervall 60 ns betragen.

Der Fehler der zeitlichen Nachweiswahrscheinlichkeit ist bedingt durch die Unsicherheit in der Zeitnullpunkteichung und wurde in [Wol95] zu $\Delta T_0 = 2$ ns bestimmt. Der systematische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit wird durch Verschieben der unteren und oberen Zeitgrenze um jeweils 2 ns bestimmt und führt zu asymmetrischen Fehlern, die in Tabelle 5.3 angegeben werden. Im Einbinden in den gesamten systematischen Fehler werden die Fehler gemittelt. Tabelle 5.4 zeigt die Abhängigkeit des systematischen Fehlers von der T_0 -Unsicherheit bei einem Zeitschnitt auf die ersten 100 ns des ν_μ Pulses.

ΔT_0	$\frac{\Delta \varepsilon_{Zeit}}{T - T_0}$	$\frac{\Delta \varepsilon_{Zeit}}{T + T_0}$	$\overline{\Delta \varepsilon_{Zeit}}$
1 ns	-0.99%	+0.97%	± 0.98 %
2 ns	-2.04%	+1.89%	± 1.97 %
3 ns	-3.12%	+2.78%	± 2.95 %
4 ns	-4.23%	+3.62%	± 3.93 %

Tabelle 5.4: Auswirkung einer systematischen Unsicherheit in der Zeitnullpunkteichung auf den systematischen Fehler der zeitlichen Nachweiswahrscheinlichkeit.

5.2.3 Ortsschnitte

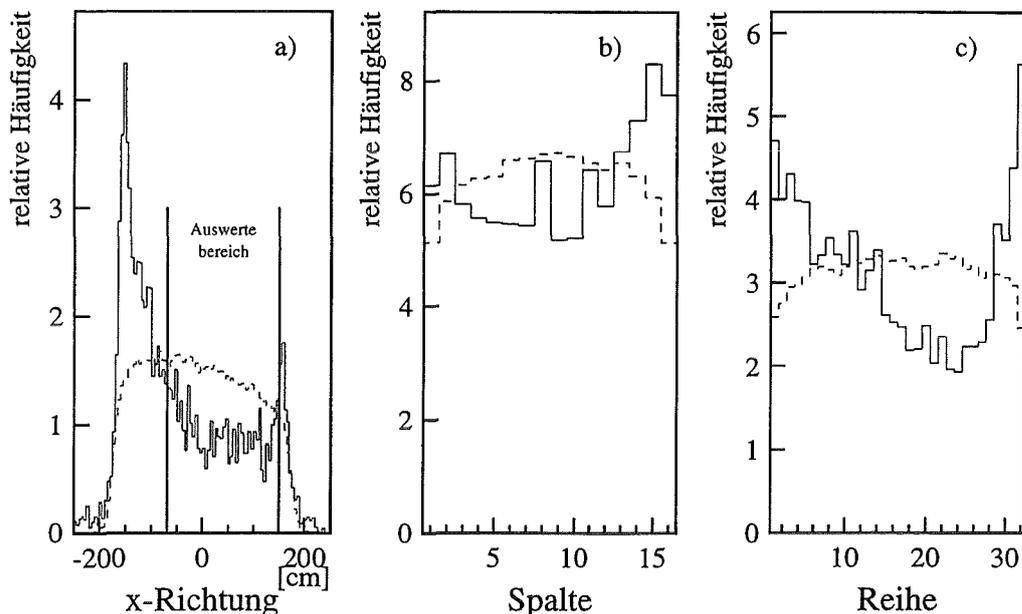


Abbildung 5.3: Vergleich der Neutronenverteilungen(—) mit simulierten Neutrinospektren (- - -) bei einem Neutron zu Neutrinoverhältnis von 1:1.
 (a) Längsschnitt des Detektors mit eingezeichnetem Auswertebereich $-70 \text{ cm} < x < 150 \text{ cm}$ (b) Spaltenverteilung (c) Reihenverteilung

Wie im Untergrundkapitel geschildert wurde, können mit den Forderungen, daß das Ereignis im Intervall $[-70 \text{ cm}, +150 \text{ cm}]$ zu finden ist, und dem Entfernen der äußeren Modullage, 64.8 % der schnellen Neutronen aus den Daten entfernt werden. Abbildung 5.3 gibt einen Vergleich der erwarteten Ortsverteilung der Neutrinoereignisse und der experimentell bestimmten Neutronenereignisse. Dabei wurden die Spektren auf gleichen Inhalt normiert. Vor allem im Längsschnitt des Detektors unterscheiden sich die Spektren durch die hohe Konzentration schneller Neutronenereignisse im vorderen Drittel des Detektors signifikant. Die Situation der Belastung an Neutronenereignissen in den äußeren Modullagen, wird durch Entfernen der äußersten Lage verbessert. Eine zweite Lage wurde aufgrund eines zu hohen Nachweiswahrscheinlichkeitsverlustes der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktion nicht entfernt, da die beiden äußeren Lagen 35% des Gesamtvolumens des Detektor beinhalten. Die Verluste der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund der geometrischen Schnitte werden gleichzeitig mit der Nachweiswahrscheinlichkeit der γ -Quanten aus der Kernabregung bestimmt, da die Monte Carlo Simulation die Ortsauflösung beinhaltet.

Die Simulation liefert für den Nachweis der Kernanregung mit folgenden Schnitten :

- Reihen : 2.....31
- Spalten : 2.....15

- $-70 \text{ cm} \leq x < 150 \text{ cm}$

einen Effizienzfaktor $\varepsilon_{\gamma}^{-70\text{cm}}$ für den Volumenschnitt von:

$$\varepsilon_{\gamma}^{-70\text{cm}} = 0.359$$

5.2.4 Multiplizität

Abbildung 5.4 zeigt die Multiplizitäten aller Ereignisse mit Energien zwischen 10 und 16 MeV, innerhalb des oben definierten aktiven Nachweisvolumens, und mit Ereigniszeiten innerhalb der jeweils ersten 100 ns der Neutrinopulse. Während die Monte Carlo Simulation 98% der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse Multiplizitäten von eins oder zwei zuschreibt, zeigen 9% der Meßdaten höhere Multiplizität. Durch die hohe prozentuale Erwartung an $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Ereignissen mit Multiplizitäten 1 oder 2 wurde die maximal erlaubte Anzahl an angesprochenen Modulen auf zwei gesetzt. Die geringe Korrektur durch Ereignisverluste mit Multiplizität 3 wird bei der Bestimmung der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit durch den Faktor:

$$\varepsilon_{\text{multi}} = 0.982$$

berücksichtigt, der mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt wurde.

Die Multiplizitätsforderung wird für Ereignisse ($E > 20 \text{ MeV}$), die zur Bestimmung von

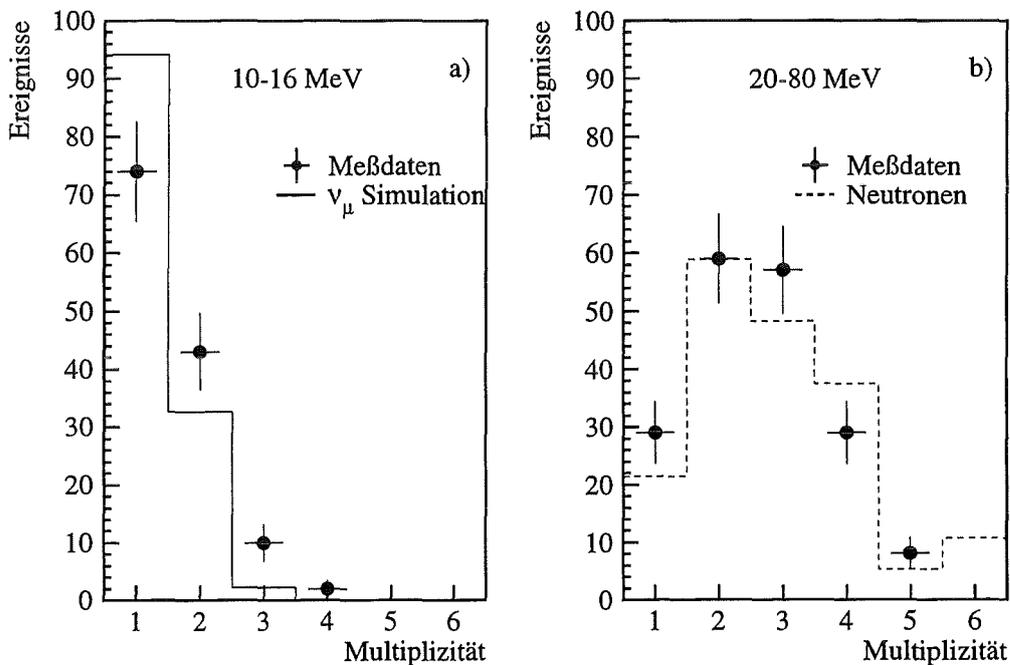


Abbildung 5.4: Multiplizitätsverteilung der Meßdaten, Simulation und Neutronenuntergrund in verschiedenen Energiebereichen.

Normierungen der schnellen Neutronen relevant sind, nicht aufrechterhalten. Da die Anzahl der Ereignisse dieses Bereiches im Rahmen der Auswertemethoden 'Gd-Sequenz Methode' und 'Fenster Methode' zur Normierung des Neutronenuntergrundes dienen, wurde hier die Multiplizitätsforderung offen gehalten, um den statistischen Fehler des Normierungskoeffizienten niedrig zu halten. Abbildung 5.4 (b) zeigt, daß bei 51.6% aller Meßdaten mit $20 \text{ MeV} < E < 80 \text{ MeV}$ mehr als 2 Module angesprochen haben. Zum Vergleich wurde die über die Gd-Sequenzen bestimmte Neutronenverteilung miteingezeichnet, die den Verlauf der Messung gut beschreibt. Durch Öffnen des Multiplizitätsschnittes für Ereignisse des Normierungsbereiches kann der relative statistische Fehler des Normierungskoeffizienten um 30% gesenkt werden, wie ergänzende Auswertungen zeigen.

5.3 Parameter zur Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes

Zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion müssen neben der Ereigniszahl noch weitere Parameter bestimmt werden, gemäß

$$\sigma = \frac{N}{N_T \cdot \Omega \cdot \Phi \cdot \varepsilon_{ges}}$$

- N : Anzahl der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse
- N_T : Anzahl der ^{12}C Atome
- Φ : Neutrinofluß
- Ω : Raumwinkelfaktor des Analysevolumens
- ε_{ges} : Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit

5.3.1 Neutrinofluß Φ

Da die Neutrinos aus der π^+ Zerfallskette stammen, ist die Kenntnis der Produktionsrate der positiv geladenen Pionen relativ zu den im Target gestoppten Protonen notwendig. Das π^+/p Verhältnis ist nur über ein Simulationsprogramm [Bur90] zugänglich, das am Los Alamos National Laboratory entwickelt und experimentell kalibriert [All89] wurde. In Tabelle 5.5 sind die π^+/p Verhältnisse für die während Run 40 bis 85 verwendeten Targetmaterialien ersichtlich, ebenso die aufkumulierte Ladung. Durch die gemessene auf-

	Ta-D ₂ O	U-D ₂ O
π^+/p (800MeV)	0.0459	0.0412
Ladung	6046.04 C	320.07 C

Tabelle 5.5: Pionproduktion pro Proton in Abhängigkeit vom Targetmaterial

kumulierte Protonenladung auf das ISIS Target von 6366.1 Coulomb während Run 40 bis

85 ergibt sich der integrale Neutrinofluß zu

$$\Phi_\nu = \sum_i^{40-85} \left(\frac{\pi^+}{p}\right)_i \cdot \frac{Q_i}{e} = (18.04 \pm 1.26) \cdot 10^{20} \nu_\mu \text{'s}$$

Die systematische Genauigkeit des Neutrinoflusses ist durch den Fehler des Kalibrationsexperimentes gegeben und beträgt 6.7% [Bur95].

5.3.2 Raumwinkel

Der über das Simulationsprogramm bestimmte integrale Neutrinofluß wird als isotrop verteilt angenommen. Der zur Berechnung des ν -Flusses am Ort des Detektors benötigte effektive Abstand r_{eff} von ISIS Target zu Detektor wurde mit Hilfe eines Monte Carlo Programmes, das Detektorgeometrie und die räumliche Targetatomverteilung berücksichtigt, bestimmt [Kle94]:

$$r_{eff} = (1772 \pm 10) \text{cm}$$

Damit ergibt sich für diesen Abstand ein Raumwinkel von :

$$\Omega = \frac{1}{4\pi \cdot r_{eff}^2} = (2.53 \pm 0.028) \cdot 10^{-8} \text{cm}^{-2}$$

5.3.3 Anzahl der ^{12}C Atome

Die Anzahl der ^{12}C Targetkerne wird getrennt für Szintillator und Plexiglas bestimmt. Dabei stammt die benutzte mittlere chemische Summenformel des Szintillators aus einer Analyse der Firma Merck (Darmstadt). Die spezifische Dichte des Szintillators wurde in [Rap91] bestimmt. Die Werte für die aktiven Volumina wurden dem Monte Carlo Programm entnommen. Der Isotopenanteil von ^{12}C beträgt 98.9%.

Szintillator	Strukturformel	$\text{C}_1\text{H}_{1.767}$
	Dichte	$0.873 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
	aktives Volumen	64.829 m^3
Plexiglas	Strukturformel	$\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$
	Dichte	$1.18 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
	aktives Volumen	2.495 m^3

Mit diesen Werten ergibt sich die Zahl der ^{12}C Targetatome mit einem geschätzten systematischen Fehler von 1% zu :

$$N_T = (2.532 \pm 0.025) \cdot 10^{30}$$

5.3.4 Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Produkt der Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten (siehe Tabelle 5.6), die in den vorigen Abschnitten bestimmt wurden.

$$\varepsilon_{ges} = \varepsilon_{Zeit} \cdot \varepsilon_{\gamma}^{-70cm} \cdot \varepsilon_{\Delta E} \cdot \varepsilon_{\gamma/\Gamma} \cdot \varepsilon_{Multi} \cdot \varepsilon_{Stack} \cdot \varepsilon_{SMU} \cdot \varepsilon_{Rnd}^{Gd} \cdot \varepsilon_{Rnd}^{Lad.} \cdot c_{\nu_{\mu}}^{cap}$$

Dabei stellt der zeitabhängige Faktor $c_{\nu_{\mu}}^{cap}$ eine geringe Korrektur des ν_{μ} Flusses dar und entspricht keinem Nachweiswahrscheinlichkeitsverlust. Der Faktor korrigiert die bestimmten $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Reaktionen bezüglich neutraler Stromereignisse von hochenergetischen ν_{μ} aus dem π^- - Zerfall. Die detaillierte Bestimmung dieses Korrekturfaktors ist in Anhang A dargestellt.

Der relative Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit aus der Monte Carlo Simulation nach Energie- und Ortsschnitt beträgt 3% [Wol95]. Mit den zusätzlichen systematischen Fehlern aus dem Verhältnis der γ - Zerfälle zu α - Zerfälle von 0.94% und dem gemittelten Fehler aus der Zeiteichung von 1.96%, ergibt sich ein relativer systematischer Fehler der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit von 5.9%. Mit den aufgelisteten Faktoren ergibt sich die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit zu :

$$\varepsilon_{ges} = 0.101 \pm 0.006$$

	Nachweiswahrscheinlichkeitsverlust durch ...	ε
ε_{Zeit}	Zeitschnitt: 0-100ns oder 325-425ns	0.398
$\varepsilon_{\gamma}^{-70cm}$	räumlicher Schnitt auf Detektor inkl. γ Nachweis	0.359
$\varepsilon_{\Delta E}$	Auswertebereich 10-16 MeV	0.831
$\varepsilon_{\gamma/\Gamma}$	Verhältnis sichtbarer γ Zerfälle zu α Zerfälle	0.959
ε_{Multi}	max. erlaubte Multiplizität = 2	0.982
ε_{Stack}	Stackreduktion	0.920
ε_{SMU}	SMU Reduktion	0.982
ε_{Rnd}^{Gd}	zufällige Koinzidenzen Gd-Sequenzen	0.998
$\varepsilon_{Rnd}^{Lad.}$	zufällige Koinzidenzen Ladungsaustausch	0.998
$c_{\nu_{\mu}}^{cap}$	Korrektur durch ν_{μ} aus π^- Zerfall	1.004

Tabelle 5.6: Berücksichtigte Nachweiswahrscheinlichkeiten der $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu}')^{12}\text{C}^*$ Analyse.

5.4 Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes mit der 'Gd-Sequenz' Methode

Das hier vorgestellte Analyseverfahren zur Identifikation von $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse wird im Folgenden als 'Gd-Sequenz' Methode bezeichnet, da das Energiespektrum des strahlkorrelierten Untergrundes und sein Anteil im Rohdatensatz über die prompten Ereignisse der Gd-Sequenz bestimmt wird. Dabei werden die beiden Neutrinopulse jeweils getrennt ausgewertet und ihre Ergebnisse erst nach Bestimmung der einzelnen Wirkungsquerschnitte gemittelt.

Nach den Reduktionsschritten

- nur neutrale Ereignisse
- Stack-Reduktion
- SMU-Reduktion
- Softwareschnitte
 - Zeitschnitt
 - * $0 \leq t < 100 \text{ ns}$ oder $325 \text{ ns} < t < 425 \text{ ns}$
 - Energieschnitt
 - * $10 \text{ MeV} \leq E < 16 \text{ MeV}$
 - *Fiducial Cut*
 - * keine äußere Modullage
 - * $-70 \text{ cm} \leq x < 150 \text{ cm}$
 - Multiplizitätsschnitt
 - * $m \leq 2$

aber ohne Eliminierung sequentieller Strukturen, verbleiben 60 Ereignisse im ersten ν_μ Puls und 61 Ereignisse im zweiten ν_μ Puls. Über die Gd-Sequenz können nun im ersten Puls 1 Ereignis bzw. 6 Ereignisse im 2. Puls als schnelle Neutronen direkt erkannt und eliminiert werden (siehe Tabelle 5.7). Die Ladungsaustauschsequenz verwirft lediglich ein Ereignis im zweiten Neutrinopuls.

	0-100 ns	325-425 ns
Anzahl der Ereignisse	60	61
Gd-Sequenz	1	6
Ladungsaustausch-Seq.	-	1
Rohdatensatz	59	54

Tabelle 5.7: Direkt erkannte strahlkorrelierte Neutronen in Auswertebereichen der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion.

Die resultierenden Energiespektren (Abbildung 5.5), die im weiteren als Rohdatensatz bezeichnet werden, müssen nun bezüglich des kosmisch induzierten Untergrundes, strahlkorrelierten Untergrundes und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen korrigiert werden.

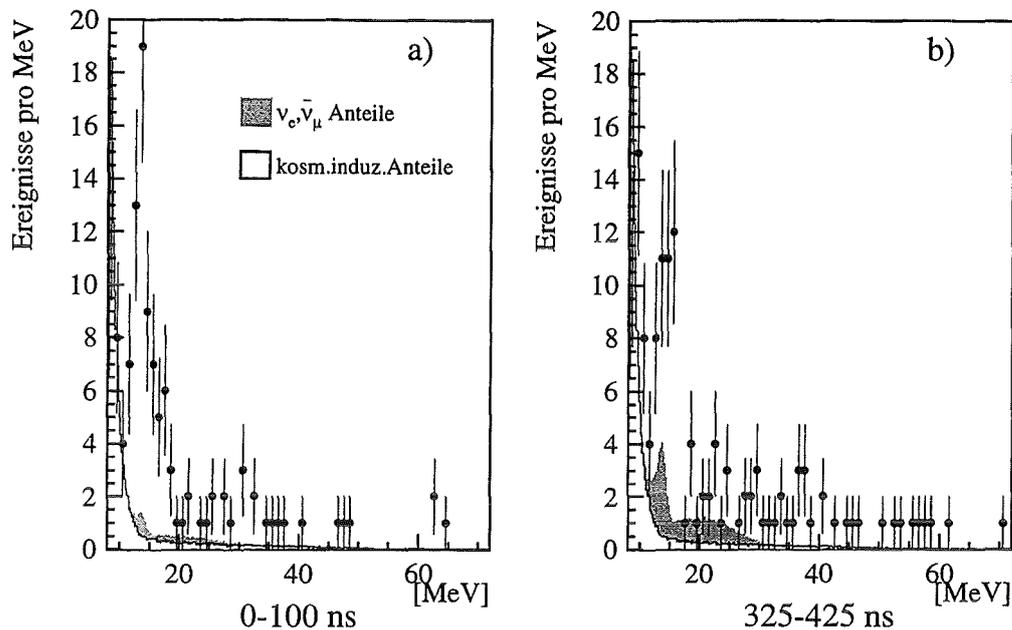


Abbildung 5.5: (a) Rohdatensatz zur $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse des 1. Neutrinopulses mit eingezeichnetem erwarteten Untergrund durch kosmisch induzierte (hellgrau) und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Ereignisse (dunkelgrau). (b) Rohdatensatz zur Analyse des 2. Neutrinopulses mit deutlichem Beitrag der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Neutrinoreaktionen und kosmisch induziertem Anteil.

5.4.1 Abzug des kosmische Untergrundes

Über eine analoge Reduktion der Daten im 'Prebeam' Fensters ($-100\mu\text{s}$, $0\mu\text{s}$) wird das Energiespektrum der kosmisch induzierten Ereignisse aufgenommen und mit dem Verhältnis der Meßzeit Rohdatensatz zu Prebeam Fenster ($0.1\mu\text{s}:100\mu\text{s}$) normiert. Abbildung 5.5 zeigt die Rohdatensätze mit eingezeichnetem, normierten kosmischen Untergrund, der für beide Datensätze aufgrund gleicher Zeitintervallänge gleich groß ist. Im Bereich 10-16 MeV werden :

$$N_{CB} = (7.37 \pm 0.09) \text{ kosmische Untergrundereignisse}$$

erwartet. Für den Energiebereich 20-80 MeV bei offenem Multiplizitätsschnitt ergibt die Prebeam Analyse:

$$N_{CB}^{norm.} = (6.81 \pm 0.09) \text{ kosmische Untergrundereignisse}$$

5.4.2 Abzug der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen

Wie bereits im Abschnitt 4.4 erwähnt wurde, bilden die $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen einen Untergrund für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse. Dabei bildet vor allem der Neutrale Strom

$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ im zweiten Neutrinopuls einen nicht zu vernachlässigenden Anteil der Ereignisse, wie Abbildung 5.5 illustriert. Dies verdeutlichen detailliert die Zahlenwerte von Tabelle 5.8. In den ersten 100 ns werden lediglich 2.2 neutrale Stromereignisse durch $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ erwartet. Im Zeitraum 325-425 ns werden hingegen schon 8.5 Ereignisse erwartet. Der Abzug der Charged Current Reaktionen bedeutet zwar für den Auswertebereich nur eine Korrektur zweiter Ordnung, jedoch wird mit dem Abzug der Charged Current Ereignisse über das gesamte Energiespektrum auch der Bereich 20-80 MeV von Neutrinoreaktionen bereinigt, das zu einer sicheren Bestimmung des Neutronenuntergrundes führt (siehe nächsten Abschnitt). Beim Abzug der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Ereignisse ist zu beachten, daß ein Teil dieser Reaktionen schon über die Ladungsaustausch-Sequenz verworfen wurde. Dieser Anteil wird gemäß der in Abschnitt 4.4 angegebenen Formel berücksichtigt. In allen drei in dieser Arbeit vorgestellten Analysen werden ν_μ, e^- und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)e^-$ Streuereignisse aufgrund ihrer geringen Rate vernachlässigt.

Reaktion	Zeit[ns]	$\varepsilon_{\text{Zeit}}$	$\Delta E[\text{MeV}]$	$\varepsilon_{\Delta E}$	$\sigma[10^{-42}\text{cm}^2]$	N
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	0-100	0.007	10-16	0.831	10.8 ± 0.7	2.2 ± 0.1
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	325-425	0.027	10-16	0.831	10.8 ± 0.7	8.5 ± 0.6
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	0-100	0.007	10-16	0.157	9.2 ± 0.4	0.3 ± 0.01
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	325-425	0.027	10-16	0.157	9.2 ± 0.4	1.1 ± 0.05
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	0-100	0.007	20-80	0.607	9.2 ± 0.4	1.2 ± 0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	325-425	0.027	20-80	0.607	9.2 ± 0.4	4.8 ± 0.4
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0-100	0.007	10-16	0.206	5.6 ± 0.7	0.3 ± 0.04
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	325-425	0.027	10-16	0.206	5.6 ± 0.7	1.3 ± 0.2
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0-100	0.007	20-80	0.495	5.6 ± 0.7	0.8 ± 0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	325-425	0.027	20-80	0.495	5.6 ± 0.7	3.2 ± 0.4

Tabelle 5.8: Anteile der Neutrinoreaktionen durch $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$.

5.4.3 Abzug der Neutronenereignisse

Nach Abzug der kosmisch induzierten Ereignisse und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Neutrinoreaktionen (Tabelle 5.9) sollten über 20 MeV nur noch strahlkorrelierte Neutronenereignisse im Energiespektrum zu finden sein. Um hier an statistischer Sicherheit zu gewinnen, wurde kein Multiplizitätsschnitt angewandt, was beim Abzug des kosmischen Untergrundes und der Neutrinoreaktionen berücksichtigt wurde. Die Energiespektren der strahlkorrelierten Neutronen

	Rohdatensatz 0-100 ns	Rohdatensatz 325-425 ns
Ereignisse 20-80 MeV	77.0 ± 8.8	96.0 ± 9.8
kosmisch ind. Anteil	6.8 ± 0.1	6.8 ± 0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	1.2 ± 0.1	4.8 ± 0.4
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0.8 ± 0.1	3.2 ± 0.4
Ereignisse schneller Neutronen 20-80 MeV	68.2 ± 8.8	81.11 ± 9.8

Tabelle 5.9: Zählrate schneller Neutronen im Normierungsbereich des Rohdatensatzes.

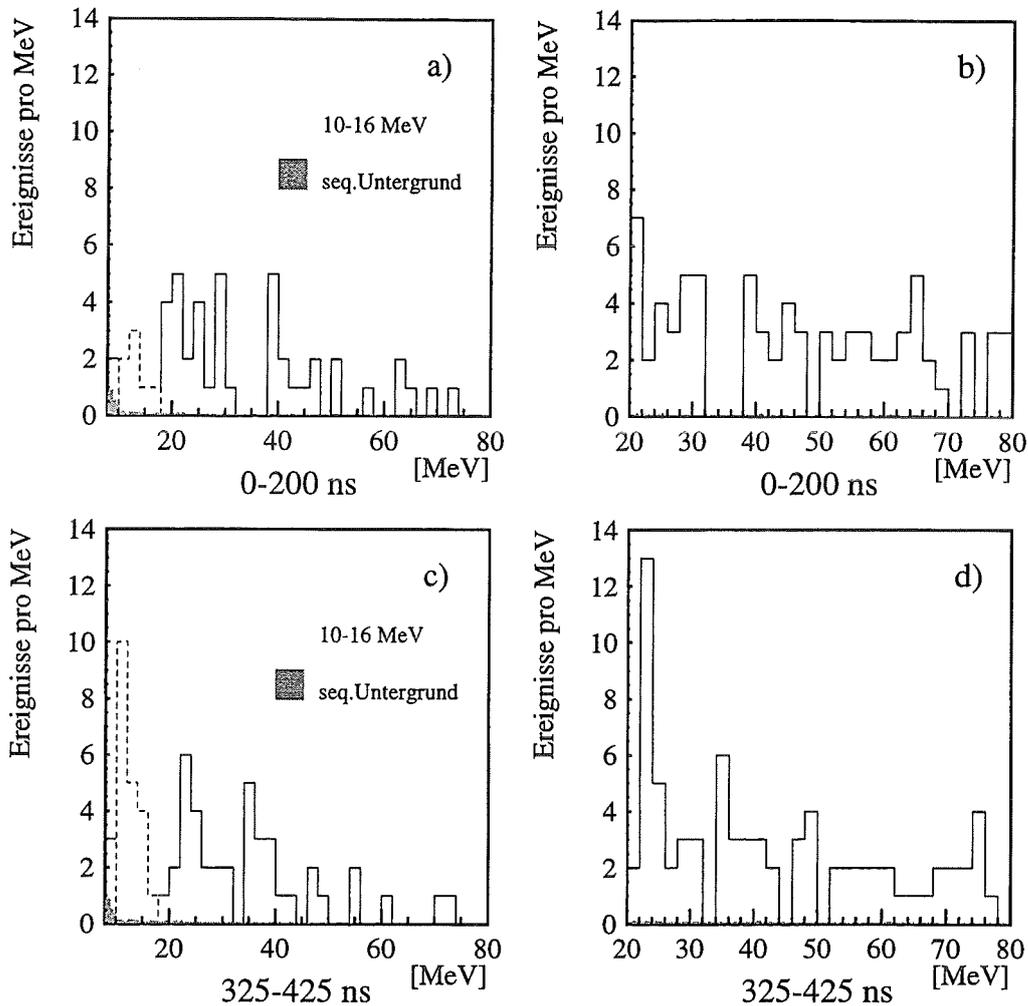


Abbildung 5.6: Energiespektren der strahlkorrelierten Neutronen

- a) Neutronen aus dem ersten 1. Puls zur Bestimmung der Ereignisrate schneller Neutronen im Energiebereich 10-16 MeV.
- b) Neutronen ohne Multiplizitätsschnitt aus dem 1. Puls zur Bestimmung des Normierungskoeffizienten für den Abzug der aus a) bestimmten Neutronen.
- c) Neutronen aus dem 2. Puls zur Bestimmung der Ereignisrate schneller Neutronen im Energiebereich 10-16 MeV.
- d) Neutronen ohne Multiplizitätsschnitt aus dem 2. Puls zur Bestimmung des Normierungskoeffizienten für den Abzug der aus c) bestimmten Neutronen.

werden über die prompten Ereignisse der Gd-Sequenz bestimmt. Dabei muß das prompte Ereignis bis auf den Zeitschnitt den selben Schnitten des Rohdatensatzes genügen. Die Neutronenspektren werden über die Zeitintervalle 0-200 ns und 325-525 ns aufgenommen. Die Öffnung des Zeitschnittes entspricht der Annahme, daß sich die Energieverteilung

der strahlkorrelierten Neutronen in der ersten Hälfte und der zweiten Hälfte der Neutronenpulse nicht ändert. Durch Einbeziehen der Sequenzen aus der zweiten Neutronenpulshälfte kann die statistische Genauigkeit der Form der Neutronenspektren verbessert werden. Auch hier wurde jeweils die Anzahl der Neutronen im Bereich 10-16 MeV mit maximaler Multiplizität 2 und die Anzahl der Neutronen im Normierungsbereich 20-80 MeV mit offenem Multiplizitätschnitt bestimmt. Da das Energiespektrum der strahlkorrelierten Neutronen über die sequentielle Suche bestimmt wird, muß die Verteilung noch bezüglich des geringen kosmischen sequentiellen Anteiles korrigiert werden. Der sequentielle kosmische Untergrund wurde mit einer Prebeam Analyse bestimmt und anschließend subtrahiert. Abbildung 5.6 zeigt die bestimmten Neutronenspektren, deren Ereignisraten in Tabelle 5.10 wiedergegeben sind.

Zeit [ns]	Energie [MeV]	Anzahl der Ereignisse	kosm. seq. Anteil	Anzahl schneller Neutronen
0-200	10-16	6.0 ± 2.5	0.27 ± 0.02	5.7 ± 2.5
325-525	10-16	19.0 ± 4.4	0.27 ± 0.02	18.7 ± 4.4
0-200	20-80	78.0 ± 8.8	1.25 ± 0.05	76.8 ± 8.8
325-525	20-80	76.0 ± 8.7	1.25 ± 0.05	74.8 ± 8.7

Tabelle 5.10: Bestimmung der Zählraten schneller Neutronen aus prompten Ereignissen der Gd-Sequenz.

Auffallend ist hierbei, daß im 1. Puls nur (5.7±2.5) Neutronenergebnisse mit Energien zwischen 10 und 16 MeV nachgewiesen werden, im Gegensatz zu (18.7±4.4) Ereignisse im 2. Puls. Dieser signifikante Zählratenunterschied steht im Widerspruch zur bestimmten Neutronenanzahl mit Energien größer 20 MeV. Hier entsprechen sich die bestimmten Anteile mit guter Genauigkeit. Die Diskrepanz der 10-16 MeV Neutronenergebnisse hat erhebliche Auswirkungen auf die puls-spezifischen Wirkungsquerschnitte.

Durch die Kenntnis der Zählrate schneller Neutronen im Rohdatensatz im Energiebereich 20-80 MeV und dem bestimmten schnellen Neutronenspektrum ist ein Rückschluß auf die Ereignisrate schneller Neutronen im Rohdatensatz 10-16 MeV möglich, da sich die Zählraten wie folgt verhalten:

$$\frac{N_{NtrRohdat.}^{10-16MeV}}{N_{NtrGd}^{10-16MeV}} = \frac{N_{NtrRohdat.}^{20-80MeV}}{N_{NtrGd}^{20-80MeV}}$$

$N_{NtrRohdat.}^{10-16MeV}$	Ereignisse schneller Neutronen im Auswertebereich des Rohdatensatzes
$N_{NtrRohdat.}^{20-80MeV}$	bestimmte Anzahl schneller Neutronen im Normierungsbereich des Rohdatensatzes
$N_{NtrGd}^{10-16MeV}$	Anzahl an Ereignissen im Auswertebereich des Neutronenspektrum, bestimmt mit Hilfe Gd-Sequenzen
$N_{NtrGd}^{20-80MeV}$	Anzahl an Ereignissen des Normierungsbereiches des Neutronenspektrums bestimmt mit Hilfe der Gd-Sequenzen

Energiebereich [MeV]	c_{Norm}	
	1.Puls	2.Puls
20-80	0.89±0.16	1.09±0.20
20-200	0.95±0.14	1.29±0.15

Tabelle 5.11: Normierungskoeffizient in Abhängigkeit des Energieintervalles.

Dabei wird das Verhältnis der rechten Gleichungsseite im folgenden als Normierungskoeffizient c_{Norm} des Neutronenabzuges bezeichnet. Beim Normierungsbereich wurde die obere Energiegrenze auf 80 MeV beschränkt, da bei höheren Energien im Rohdatensatz bevorzugt Ereignisse des Ladungsaustausches zu finden sind. Die prompten Ereignisse des Ladungsaustausches werden aber, wie schon mehrfach erwähnt, nicht zur Bestimmung der Neutronenspektren herangezogen. Damit würde es zu einer falschen Gewichtung zwischen Rohdatensatz und Neutronenspektren kommen, was in einem erhöhten Normierungskoeffizienten resultiert. Allerdings ist der beschriebene Effekt nicht überzubewerten, da im Bereich 80-200 MeV nur ca. 20% aller Ereignisse des Bereiches 20-200 MeV zu finden sind. Aus Tabelle 5.11 ist der Anstieg des Normierungskoeffizienten in Abhängigkeit der oberen Energiegrenze ersichtlich, dessen Werte allerdings noch mit dem Fehlerbereich des verwendeten Normierungskoeffizienten aus dem Energiebereich 20-80 MeV verträglich sind. Damit kann die Bestimmung der schnellen Neutronenereignisse im Energiebereich 10-16 MeV (Tabelle 5.12) erfolgen:

	1.Puls	2.Puls
$N_{Ntr_{Rohdat}}^{20-80MeV}$	68.2 ± 8.8	81.2 ± 9.8
$N_{Ntr_{Gd}}^{20-80MeV}$	76.8 ± 8.7	74.8 ± 8.7
c_{Norm}	0.89 ± 0.16	1.09 ± 0.20
$N_{Ntr_{Gd}}^{10-16MeV}$	5.7 ± 2.5	18.7 ± 4.4
rekonstruierte Neutronen	5.1 ± 2.38	20.4 ± 6.1

Tabelle 5.12: Bestimmung der Ereignisse strahlkorrelierter Neutronen im Rohdatensatz.

5.4.4 Ergebnisse

Abbildung 5.7 zeigt die Energiespektren des neutralen $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Stromes getrennt nach den ν_μ -Pulsen. Die Energiespektren werden konstruiert durch Abzug der oben beschriebenen Energiespektren des kosmisch induzierten, strahlkorrelierten und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Untergrundes. Über die Anzahl der Ereignisse zwischen 10 und 16 MeV kann nun der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.

Tabelle 5.13 gibt eine Zusammenfassung der bestimmten Anteile des 10-16 MeV Bereiches wieder. Ersichtlich ist die erhöhte Untergrundsituation im 2. Puls. Zum einen werden durch die Analyse viermal mehr Neutronen bestimmt und zum anderen steigt auch der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Untergrund um einen Faktor vier an.

	1.Puls	2.Puls
'Single Prong' Rohspektrum	59.0±7.7	54.0±7.4
kosm.induzierte Ereignisse	7.4±0.1	7.4±0.1
strahlkorrelierte Neutronen	5.1±2.4	20.4±6.1
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	2.2±0.1	8.5±0.6
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	0.3±0.01	1.1±0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0.3±0.04	1.3±0.2
$^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$	43.7±8.0	15.3±9.6

Tabelle 5.13: Zählraten des 'Single Prong' Spektrums im Energiebereich 10-16 MeV.

Die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse des 1. Pulses (Abb.5.7(a)) zeigt einen deutlichen 15.1 MeV Peak. Das Energiespektrum spiegelt den deutlichen Abfall der Zählrate bei 16 MeV wieder. Ab 20 MeV sind keine Zählratenüberhöhungen mehr zu erkennen. Auch im niederenergetischen Bereich ($E_{\text{vis}} < 10$ MeV), wird das Energiespektrum korrekt vom Untergrund bereinigt. Die klare Peak-Struktur ist im Zeitintervall 0-325 ns nicht mehr so gut zu erkennen (Abb.5.7(b)), und resultiert in einem deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt. Dennoch verbleibt eine Zählratenüberhöhung im Bereich 10-16 MeV, und ab 20 MeV sind im Energiespektrum keine Hinweise auf verbleibende Ereignisse zu erkennen. Die Summe der Energiespektren aus dem 1. und 2. Puls zeigt eine gute Übereinstimmung mit der GEANT Simulation der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Reaktion. Wieder ist der steile Zählratenabfall bei 16 MeV zu erkennen, und der Energiebereich 20-40 MeV indiziert den korrekten Untergrundabzug. Mit den in Kapitel 5.3 bereitgestellten Parametern kann nun von den (43.7 ± 8.0) Ereignissen des ersten Pulses bzw. den (15.3 ± 9.6) Ereignissen des zweiten Pulses auf ein Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden. Es ergibt sich:

$$\sigma_{1.\text{Puls}} = [3.74 \pm 0.69(\text{stat.}) \pm 0.53(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{cm}^{-2}$$

$$\sigma_{2.\text{Puls}} = [1.32 \pm 0.81(\text{stat.}) \pm 0.20(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{cm}^{-2}$$

Die beiden unabhängig ermittelten Wirkungsquerschnitte werden gemittelt zu:

$$\sigma = [2.55 \pm 0.54(\text{stat.}) \pm 0.37(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{cm}^{-2}$$

Die systematischen Fehler setzen sich gemäß Tabelle 5.14 zusammen.

Neutrinofluss	6.7 %
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit	5.9 %
Targetatome	1 %
Raumwinkel	1.1 %
relativer systematischer Fehler	14.7 %

Tabelle 5.14: systematische Fehler der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse

Es zeigt sich eine Diskrepanz in den Wirkungsquerschnitten des 1. und 2. Pulses. Verursacht wird die Differenz durch die unterschiedliche Anzahl der bestimmten Neutronenergebnisse pro Puls. Durch Veränderungen der Datenschnitte wird im nächsten Abschnitt versucht, die Diskrepanz zu analysieren.

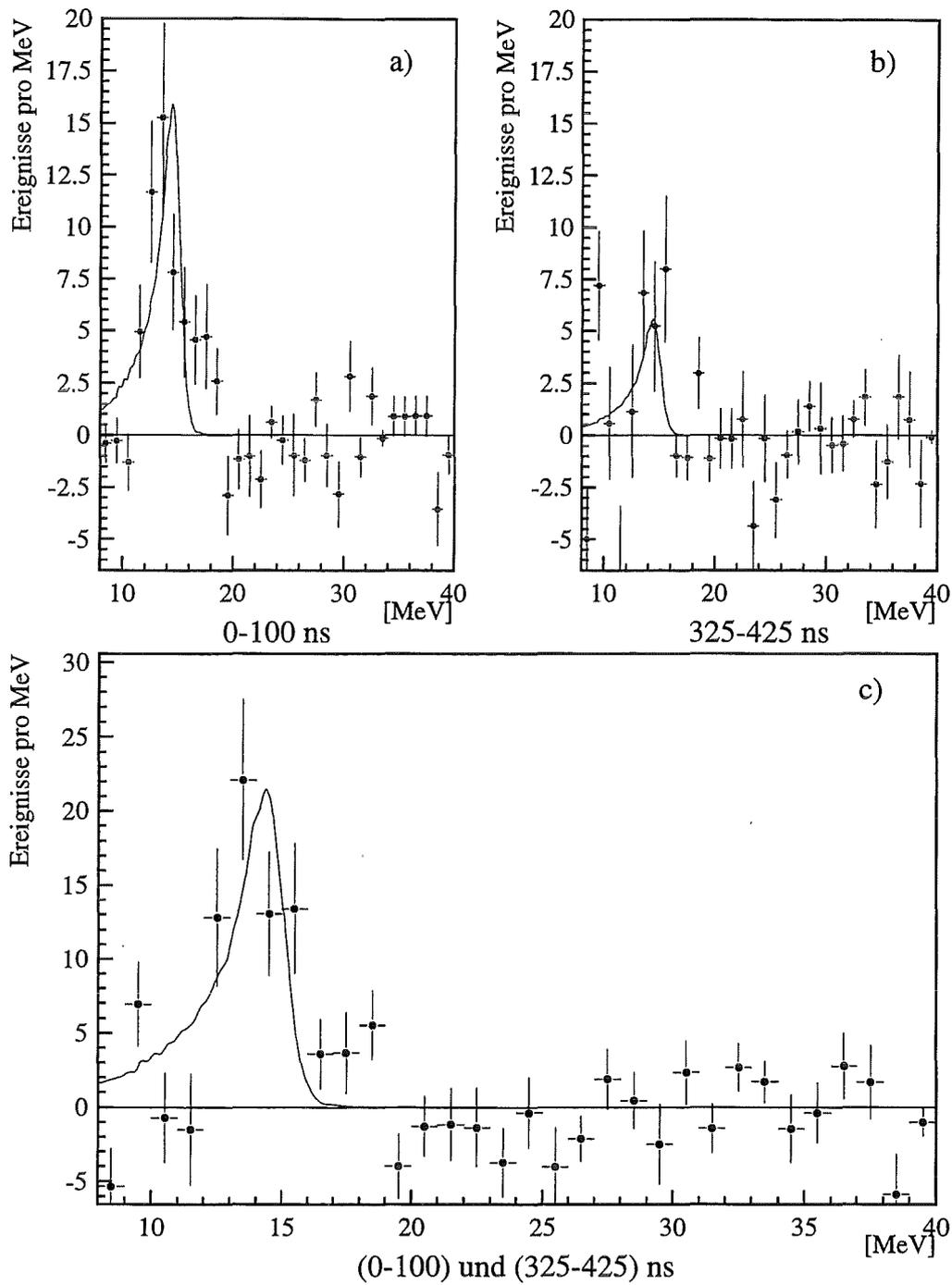


Abbildung 5.7: (a) Energiespektrum der ν_μ aus dem 1. Puls, bestimmt mit Hilfe 'Gd-Sequenz Methode.
 (b) Energiespektrum der ν_μ des 2. Pulses.
 (c) Zusammengefasstes Energiespektrum der Beiträge aus (a) und (b)

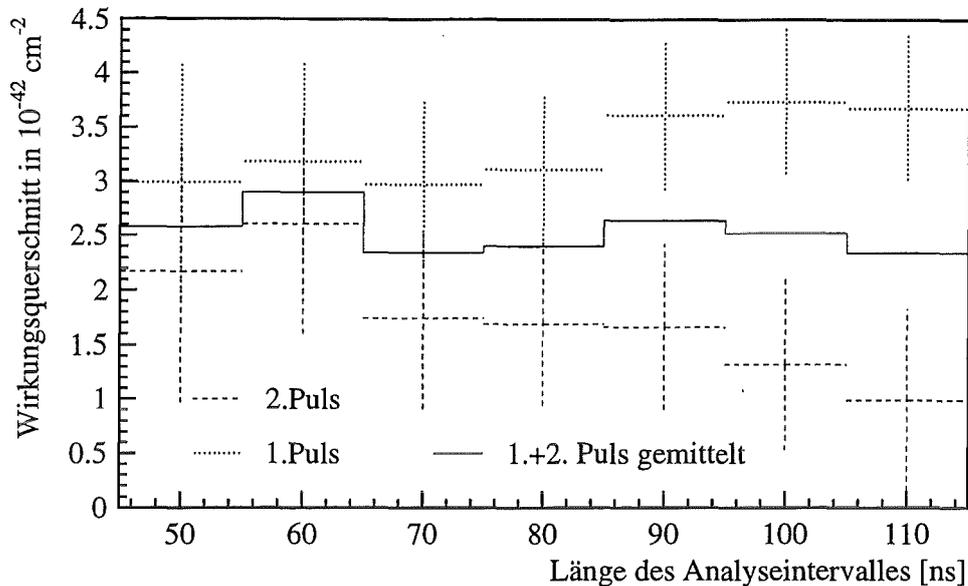


Abbildung 5.8: Verhalten der berechneten Wirkungsquerschnitte unter Variation des ausgewerteten Zeitintervall pro Puls.

5.4.5 Verhalten der Methode unter Änderung der Datenschnitte

Das Verhalten der berechneten Wirkungsquerschnitte wird unter Variation der Datenschnitte Zeit, Energie und Ort untersucht.

Änderung des Zeitintervalles

Untersucht wurde zunächst das Verhalten der berechneten Wirkungsquerschnitte unter Variation der oberen Zeitgrenze pro ausgewertetem Zeitintervall. Die Wirkungsquerschnitte zeigen ein sehr bemerkenswertes Verhalten unter dieser Variation. Ab einer Intervalllänge von 90 ns pro Puls entsteht eine Differenz in den Wirkungsquerschnitten, die eine statistische 1σ Fluktuation überschreitet (siehe Abbildung 5.8). Als eine Ursache wurde vermutet, daß das über den gesamten Puls aufgenommene Neutronenspektrum das tatsächliche Neutronenspektrum im Zeitauswertintervall falsch beschreibt, und es somit bei der Normierung zu einer falschen Gewichtung zwischen hochenergetischen Neutronen (20-80 MeV) und Neutronen im Bereich 10-16 MeV kommt. Deshalb wurde eine Auswertung vorgenommen, bei der das Neutronenspektrum nur im Zeitraum 0-100 ns im 1. Puls und 325 ns bis 425 ns im 2. Puls aufgenommen wurde. Das nun resultierende Neutronenspektrum basiert auf einer äußerst schlechten statistischen Genauigkeit (z.B: nur 1 Ereignis der Gd-Sequenzen im Zeitraum 0-100 ns, 10-16 MeV). Mit dieser Vorgehensweise wurde die Diskrepanz zwischen den Wirkungsquerschnitten der Pulse noch größer und erklärt nicht den Effekt.

Zu einem derart stark zeitabhängigen Verhalten der Wirkungsquerschnitte kann es aber

kommen, wenn das Neutronenspektrum in seiner Form, respektive das Verhältnis der Ereignisse in den Intervallen von 10-16 MeV und 20-80 MeV, nicht dem tatsächlichen Energiepektrum des strahlkorrelierten Untergrundes entspricht. Dann verstärkt sich die falsche Beschreibung des Energiebereiches von 10-16 MeV und führt zu einem zu hohen oder zu niedrigen Neutronenabzug. Diese Über- bzw. Unterbewertung ist proportional dem Normierungskoeffizienten. Da der Normierungskoeffizient bei der 'Gd-Sequenz Methode' mit der ausgewerteten Zeit größer wird, kann dies das Auseinanderdriften der Wirkungsquerschnitte erklären, bei einer Unterschätzung des 10-16 MeV Neutronenbereiches im 1. Puls und einer Überschätzung des 10-16 MeV Bereiches im 2. Puls. Daß im 1. Puls und 2. Puls die angenommen Formen des Neutronenspektrums unterschiedlich sind, sieht man am angesprochenen Verhältnis der Ereignisse 10-16 MeV zu den Ereignissen im Normierungsbereich. Im 1. Puls wurden lediglich 6 Ereignisse (10-16 MeV) bei 77 Ereignissen im Normierungsbereich gefunden, während im 2. Puls schon 19 Ereignisse (10-16 MeV) bei 75 Ereignissen im Normierungsbereich gefunden wurden. Es kann zwar nicht davon ausgegangen werden, daß die Neutronenverteilung im 1. und 2. Puls absolut identisch ist, jedoch scheint diese Diskrepanz zu hoch. Eine Modellrechnung, die alle Werte der Analyse übernimmt, aber die 19 Ereignisse im 2. Puls auf 10 hypothetische Ereignisse reduziert, beobachtet beispielsweise nur einen leichten, unwesentlichen Abfall der Wirkungsquerschnitte im 2. Puls.

Ob hier eine systematische Fehlbeschreibung oder eine statistische Fluktuation im Neutronenspektrum vorliegt, kann erst bei besserer statistischer Genauigkeit des Neutronenspektrums genau beurteilt werden. Eine in diese Richtung gehende Möglichkeit ist das Öffnen des *Fiducial Cut* um das Neutronenspektrum genauer zu bestimmen.

Verhalten unter Änderung des '*Fiducial Cut*'

Eine zweite Analyse der Daten wurde durchgeführt unter Variation der unteren Grenze in x-Richtung. Dabei entspricht der Schnitt bei $x_{min} = -150$ cm einer starken Zunahme der Neutronenkontamination, während der Schnitt $x_{min} = -100$ cm in der Zone liegt, in der die Neutronenkontamination schon stark abgeschwächt ist. Tabelle 5.15 zeigt die bestimmten Wirkungsquerschnitte.

x_{min}	0-100 ns	325-425 ns	gem. Wert
-150 cm	3.6 ± 0.7	2.3 ± 0.8	2.9 ± 0.6
-100 cm	3.6 ± 0.7	1.3 ± 0.8	2.5 ± 0.5
-70 cm	3.7 ± 0.6	1.3 ± 0.8	2.5 ± 0.5
-50 cm	3.8 ± 0.7	1.5 ± 0.8	2.6 ± 0.5

Tabelle 5.15: Verhalten der Wirkungsquerschnitte unter Variation des '*Fiducial Cut*' in Einheiten von 10^{-42}cm^2 .

Auffallend ist die Analyse bei $x_{min} = -150$ cm. Hier verkleinert sich die Diskrepanz zwischen dem Wert des 1. und 2. Pulses und der Wirkungsquerschnitt des 2. Pulses steigt deutlich an. Dieses Verhalten könnte mit obiger Annahme erklärt werden, daß hier das Neutronenspektrum mit hinreichender Statistik für eine sichere Beschreibung bestimmt

wurde. Jedoch herrscht bei dem Datenschnitt $x_{min}=-150$ cm eine weitaus ungünstigere Untergrundsituation bezüglich des strahlkorrelierten Untergrundes.

Weiterhin ist festzustellen, daß keine signifikante Änderung des Wirkungsquerschnittes bei $x_{min}=-70$ cm und $x_{min}=-100$ cm unter leichter Veränderung des 'Fiducial Cut' erkennbar ist.

Verhalten unter Änderung des Energieschnittes

Unter der abschließend durchgeführten Variation des ausgewerteten Energiebereiches zeigen sich Veränderungen im Wirkungsquerschnitt, sowohl im 1. als auch im 2. Puls. Dabei ergibt sich vor allem ein Anstieg des Wertes im 1. Puls beim Übergang von 10 auf 11 MeV als untere Grenze. Innerhalb der 1σ Fehlergrenzen entsprechen sich die Werte jedoch noch.

ΔE -Intervall	0-100 ns	325-425 ns	gem. Wert
9-16 MeV	3.6 ± 0.7	1.9 ± 0.8	2.7 ± 0.6
10-16 MeV	3.6 ± 0.7	1.3 ± 0.8	2.5 ± 0.5
11-16 MeV	4.1 ± 0.7	1.4 ± 0.8	2.7 ± 0.5
12-16 MeV	4.1 ± 0.7	2.2 ± 0.8	3.1 ± 0.5

Tabelle 5.16:

Tabelle 5.17: Änderung des Wirkungsquerschnittes unter Variation des ausgewerteten Energiebereiches in Einheiten von 10^{-42}cm^2 .

Zusammenfassung

Die Gd-Sequenz Methode ist angewiesen auf eine sichere statistische Beschreibung des Neutronenenergiespektrums durch die prompten Ereignisse der Gd-Sequenzen. Da durch einen restriktiven 'Fiducial Cut' ein Großteil der Neutronen aber eliminiert wird, kann das Neutronenspektrum nur mit schwacher Statistik aufgenommen werden. Die 2σ Fluktuation in den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Pulse könnte zurückgeführt werden auf eine unzureichende Beschreibung des Neutronenspektrums aufgrund dieser Statistik. Unter Öffnen der Datenschnitte zur besseren Bestimmung des Neutronenspektrums (z.B.: $x_{min}=-150$ cm) kann die Diskrepanz der Werte verkleinert werden. Mit einer erhöhten Neutroneneffizienz (Modulschwelle 10 mV) kann hier die Statistik zukünftig verbessert werden.

Da kein signifikantes Anzeichen für ein systematisches Fehlverhalten der 'Gd-Sequenz' Methode vorliegt, stellt diese Methode eine hinreichend gute Möglichkeit zur Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes dar. Ihr Vorteil besteht darin, daß das Spektrum des strahlkorrelierten Untergrund direkt zu bestimmen ist, und damit in allen Topologien die gleichen Datenschnitte des Rohdatensatzes angewendet werden können.

5.5 Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes mit 'Fenster-Methode'

Die 'Fenster-Methode' nutzt die verschiedenen zeitlichen Erwartungswerte der ν_μ und strahlkorrelierten Neutronen aus. Analog zu der 'Gd-Sequenz' Methode erfolgt die Bestimmung der Myonneutrino-Ereignisse über das aufgenommenen Energiespektrum nach Abzug der Untergrundreaktionen. Lediglich in der Bestimmung des strahlkorrelierten Untergrundes kommt es zu Unterschieden. Zuerst werden pro Protonenpuls zwei jeweils 100 ns lange Zeitfenster definiert (siehe auch Abbildung 5.9).

Zeitfenster :	A	0-100 ns
	B	100-200 ns
	C	325-425 ns
	D	425-525 ns

Dabei zeichnen sich die Zeitfenster A und C durch eine hohe prozentuale Erwartung an ν_μ -induzierten Ereignissen aus, während in den Zeitfenstern B und D strahlkorrelierte Neutronen dominieren. Auch bei dieser Methode wird für jeden Puls ein unabhängiger

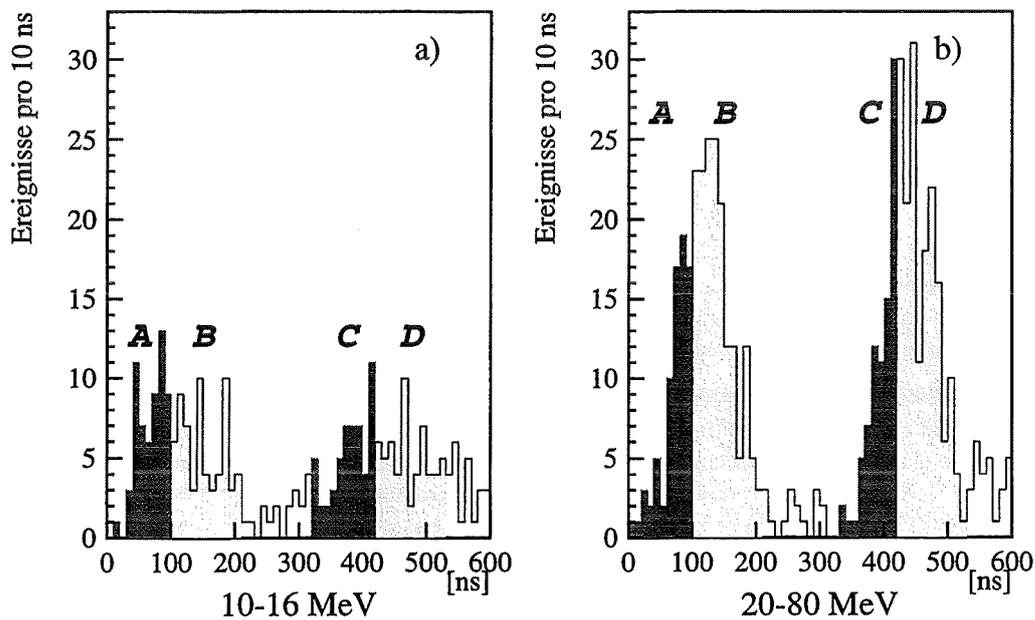


Abbildung 5.9: Definition der vier Zeitfenster A,B,C,D:

a) Ereignisse im Energieintervall 10-16 MeV, die dunkelgrauen Bereiche (A,C) enthalten 79.6% der ν_μ Reaktionen.

b) Ereignisse im Bereich von 20-80 MeV, ohne Multiplizitätsforderung, zur Bestimmung der Neutronenanteile.

Wirkungsquerschnitt berechnet und anschließend gemittelt.

In einem ersten Schritt werden die Energiespektren der vier Zeitfenster bezüglich des kosmisch induzierten Anteiles und der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen korrigiert.

5.5.1 Abzug des kosmischen Untergrundes

Über eine 'Prebeam' Analyse wird wie in der 'Gd-Sequenz' Methode der kosmische Anteil bestimmt. Da alle 4 Zeitfenster die gleiche Intervall-Länge besitzen, ist auch der erwartete Anteil in allen vier Fenstern gleich. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Multiplizitätsschnitte ergibt sich als Erwartungswert :

$$\begin{aligned} 10 \text{ MeV} < E < 16 \text{ MeV} \quad N_{CB} &= 7.37 \pm 0.09 \text{ kosmisch induzierte Ereignisse} \\ 20 \text{ MeV} < E < 80 \text{ MeV} \quad N_{CB} &= 7.09 \pm 0.10 \text{ kosmisch induzierte Ereignisse} \end{aligned}$$

5.5.2 Abzug der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen

Alle vier Zeitfenster werden bezüglich des erwarteten Neutrino untergrundes korrigiert. Für die Zeitfenster A und C entsprechen die Neutrinoereignisse den in der 'Gd-Sequenz' Methode berechneten Ereigniszahlen. Für die zusätzlichen Zeitfenster B und D müssen lediglich die verschiedenen Zeiteffizienzen berücksichtigt werden. Der zweite Puls zeichnet sich dabei durch eine beinahe vierfach erhöhte Untergrunderwartung an neutralen $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Ereignissen gegenüber dem 1. Puls aus. Wie schon bei der 'Gd-Sequenz Methode' bilden die *Charged Current* Ereignisse nur eine kleine Korrektur im Energiebereich 10-16 MeV, sind aber im Normierungsbereich $E > 20$ MeV nicht zu vernachlässigen. Abbildung 5.10 zeigt die Energiespektren der vier definierten Zeitfenster mit erwartetem kosmischen Anteil und den $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Neutrinoereignissen. Schon der optische Vergleich zeigt, daß durch den neutralen Strom der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ in den Zeitfenstern C und D (2. Puls) eine ungünstigere Untergrundssituation zu erwarten ist.

	A	B	C	D
Rohdatensatz (10-16 MeV)	59.0±7.7	59.0±7.9	54.0±7.4	52.0±7.2
kosm. induzierter Anteil	7.4±0.1	7.4±0.1	7.4±0.1	7.4±0.1
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	2.4±0.1	6.6±0.4	8.5±0.6	12.7±0.8
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	0.3±0.01	0.9±0.04	1.1±0.1	1.7±0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0.3±0.04	1.0±0.1	1.3±0.2	1.9±0.2
verbleibende Ereignisse ($^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ und schnelle Neutronen)	48.8±7.7	43.1±7.7	35.7±7.4	28.3 ± 7.3

Tabelle 5.18: Abzug des erwarteten kosmischen und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Untergrundes im Energiebereich 10-16 MeV der Zeitfenster A-D.

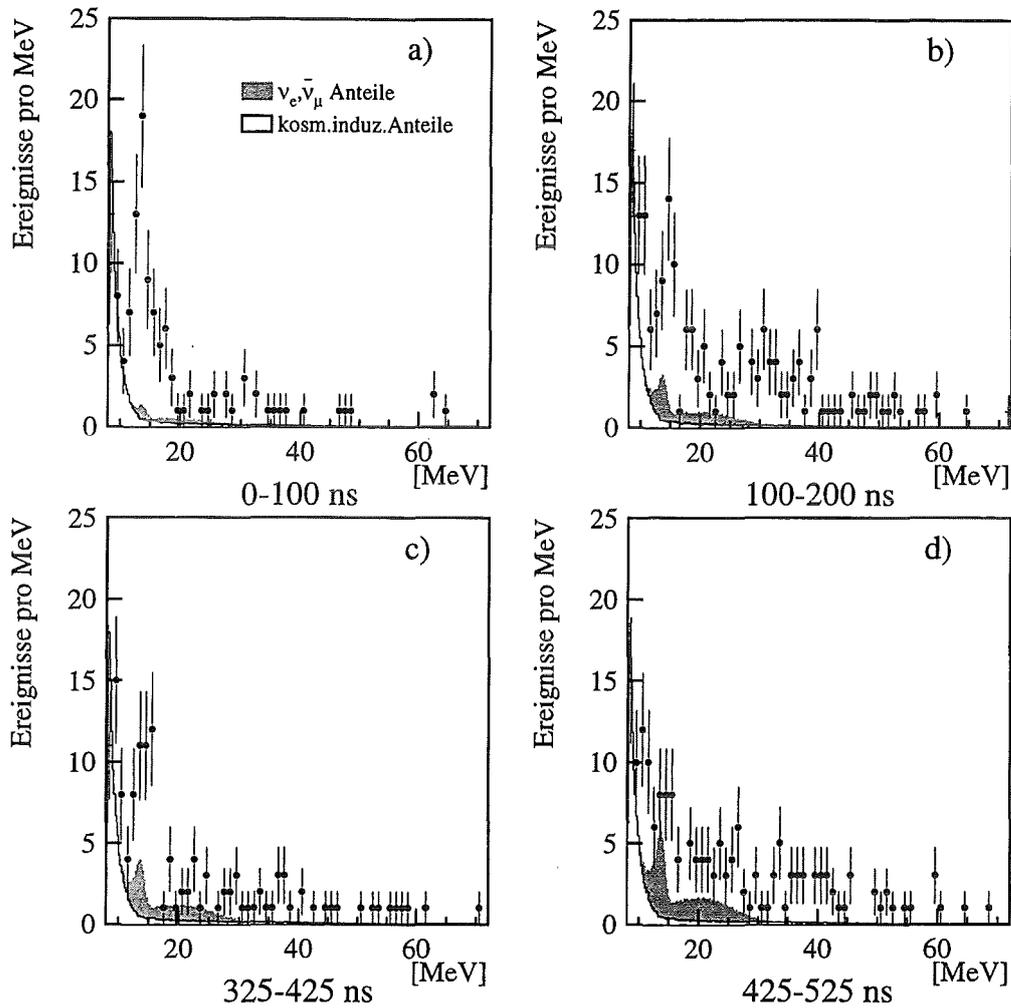


Abbildung 5.10: Energiespektren der vier definierten Zeitfenster A-D mit eingezeichnetem kosmischem Untergrund (hellgrau) und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Reaktionen (dunkelgrau).

	A	B	C	D
Ereignisse (20-80 MeV)	77.0 ± 8.8	163.0 ± 12.8	96.0 ± 9.8	158.0 ± 12.6
kosm. ind. Anteil	6.8 ± 0.1	6.8 ± 0.1	6.8 ± 0.1	6.8 ± 0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	1.2 ± 0.1	3.8 ± 0.3	4.8 ± 0.4	7.2 ± 0.6
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0.8 ± 0.1	2.5 ± 0.3	3.2 ± 0.4	4.8 ± 0.6
schnelle Neutronen	68.2 ± 8.8	149.9 ± 12.8	81.2 ± 9.8	139.2 ± 12.6

Tabelle 5.19: Bestimmung der Anzahl schneller Neutronen im Normierungsbereich 20-80 MeV.

5.5.3 Abzug der Neutronenereignisse

Nach Abzug des kosmischen und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Untergrundes (Tabelle 5.18 und 5.19) enthält der Datensatz nur noch $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse und schnelle Neutronen.

Im Bereich 20-80 MeV ist nur noch strahlkorrelierter Untergrund vorhanden. Für die Neutronenanteile in Zeitfenster A und B wird folgender Ansatz aufgestellt:

$$\frac{N_{NtrA}^{10-16MeV}}{N_{NtrB}^{10-16MeV}} = \frac{N_{NtrA}^{20-80MeV}}{N_{NtrB}^{20-80MeV}} \quad \text{bzw.} \quad (5.5)$$

$$\frac{N_{NtrC}^{10-16MeV}}{N_{NtrD}^{10-16MeV}} = \frac{N_{NtrC}^{20-80MeV}}{N_{NtrD}^{20-80MeV}} \quad (5.6)$$

Diese Annahmen setzen wieder voraus, daß die Energieverteilungen der Neutronen in der ersten und zweiten Pulshälfte in ihrer Form identisch sind. Aus Konsistenzgründen zur Auswertung der 'Gd-Sequenz' Methode wurde die obere Energiegrenze des Normierungsbereiches wieder bei 80 MeV gesetzt. Die rechte Gleichungsseite wird wieder als Normierungskoeffizient c_{norm} bezeichnet, und ermöglicht die Bestimmung der Neutronenanteile in den Auswertzeitbereichen über :

$$N_{NtrA}^{10-16MeV} = c_{norm}^{1.Puls} \cdot N_{NtrB}^{10-16MeV} \quad (5.7)$$

$$N_{NtrC}^{10-16MeV} = c_{norm}^{2.Puls} \cdot N_{NtrD}^{10-16MeV} \quad (5.8)$$

Mit den in Tabelle 5.19 bestimmten Ereigniszahlen schneller Neutronen im Energiebereich 20-80 MeV können die Normierungskoeffizienten berechnet werden. Die Bestimmung ist in Tabelle 5.20 ersichtlich. Innerhalb der 1σ -Fehlerbreite entsprechen sich die Koeffizienten gerade noch.

(20 MeV < E < 80 MeV)	1.Puls	2.Puls
Neutronen 1. Hälfte	68.2 ± 8.8	81.2 ± 9.8
Neutronen 2. Hälfte	149.9 ± 12.9	139.2 ± 12.6
c_{norm}	0.45 ± 0.07	0.58 ± 0.90

Tabelle 5.20: Bestimmung der Normierungskoeffizienten für den Abzug schneller Neutronen.

Mit dem nun bestimmten Normierungskoeffizienten und den Zählraten aus Tabelle 5.18 wird gemäß Gleichung 5.7 und 5.8 die Anzahl schneller Neutronen bestimmt. Dabei werden im Fenster A (19.4 ± 4.6) und im Fenster C (16.4 ± 4.9) schnelle Neutronen identifiziert. Damit entsprechen sich die erwarteten Anteile an strahlkorrelierten Untergrund im 1. und 2. Puls (siehe Tabelle 5.21).

	1.Puls	2.Puls
Neutronen in 2.Pulshälfte (10-16MeV)	43.1 ± 7.7	28.3 ± 7.3
c_{norm}	0.45 ± 0.07	0.58 ± 0.90
Neutronen in 1.Pulshälfte (10-16MeV)	19.4 ± 4.6	16.4 ± 4.9

Tabelle 5.21: Bestimmung des strahlkorrelierten Untergrundes in den Fenstern A und C

Nun ist zwar alles bereit gestellt, um die Untergrundanteile vom Rohdatensatz abzuziehen, die verbleibende Ereignisanzahl entspricht aber *nicht* der Anzahl an ν_μ -Ereignissen, da

auch im zweiten Zeitfenster ν_μ Ereignisse vorhanden sind. Am Beispiel des 1. Pulses soll dieser Sachverhalt erläutert und die zugehörige Korrektur gezeigt werden.

Es gelten die folgenden Bezeichnungen:

$N_{N_A}^{\nu_\mu}$:	Anzahl ν_μ -Ereignisse im Zeitfenster A im Energiebereich 10-16 MeV
$N_{N_B}^{\nu_\mu}$:	Anzahl ν_μ -Ereignisse im Zeitfenster B im Energiebereich 10-16 MeV
$N_{N_{trA}}^{10-16MeV}$:	Anzahl schneller Neutronen im Zeitfenster A im Energiebereich 10-16 MeV
$N_{N_{trB}}^{10-16MeV}$:	Anzahl schneller Neutronen im Zeitfenster B im Energiebereich 10-16 MeV
$\varepsilon_A^{\nu_\mu, Zeit}$:	zeitliche Nachweiswahrscheinlichkeit für ν_μ im Zeitfenster A
$\varepsilon_B^{\nu_\mu, Zeit}$:	zeitliche Nachweiswahrscheinlichkeit für ν_μ im Zeitfenster B

Nachdem die Zeitfenster A und B von kosmisch induzierten und ($\nu_e, \bar{\nu}_\mu$) Ereignissen korrigiert wurden, und die verbleibenden Ereignisse des Fensters B über den Normierungskoeffizienten c_{norm} abgezogen wurden, wird als Ereignisanzahl S' bestimmt:

$$\begin{aligned} (N_A^{\nu_\mu} + N_{N_{trA}}^{10-16MeV}) - c_{norm} \cdot (N_B^{\nu_\mu} + N_{N_{trB}}^{10-16MeV}) &= S' \\ (N_A^{\nu_\mu} - c_{norm} \cdot N_B^{\nu_\mu}) + (N_{N_{trA}}^{10-16MeV} - c_{norm} \cdot N_{N_{trB}}^{10-16MeV}) &= S' \end{aligned}$$

Der Wert der zweiten Klammer verschwindet aber nach Ansatz 5.7, deshalb :

$$\begin{aligned} N_A^{\nu_\mu} - c_{norm} \cdot N_B^{\nu_\mu} &= S' \\ N_A^{\nu_\mu} \cdot (1 - c_{norm} \cdot \frac{N_B^{\nu_\mu}}{N_A^{\nu_\mu}}) &= S' \end{aligned}$$

Das Verhältnis r der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse des Fensters A und Fensters B ist aber gleich dem Verhältnis der bekannten Zeiteffizienzen.

$$\begin{aligned} r = \frac{N_B^{\nu_\mu}}{N_A^{\nu_\mu}} &= \frac{\varepsilon_B^{\nu_\mu, Zeit}}{\varepsilon_A^{\nu_\mu, Zeit}} = 0.251 \\ N_A^{\nu_\mu} &= \frac{1}{1 - c_{norm} \cdot r} \cdot S' \end{aligned}$$

Mit dieser berechneten Anzahl $N_A^{\nu_\mu}$ aus der bestimmten Anzahl S' kann der Wirkungsquerschnitt für den Puls berechnet werden. Die Größe $(1 - c_{norm} \cdot r)^{-1}$ wird im folgenden als Korrekturfaktor bezeichnet. Damit kann die Bestimmung der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse erfolgen, deren detaillierte Aufschlüsselung in Tabelle 5.22 gegeben ist.

Mit den bereitgestellten Parametern des Kapitels 5.3 können aus den 33.2 Ereignissen des 1. Pulses und 22.6 Ereignissen des 2. Pulses zwei unabhängige Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Der relative systematische Fehler ist mit 14.7% identisch zu dem der Gd-Sequenz' Methode Tabelle(5.14).

$$\begin{aligned} \sigma_{1.Puls} &= [2.82 \pm 0.87(stat.) \pm 0.41(sys.)] \times 10^{-42} \text{cm}^{-2} \\ \sigma_{2.Puls} &= [1.92 \pm 0.89(stat.) \pm 0.28(sys.)] \times 10^{-42} \text{cm}^{-2} \end{aligned}$$

	0-100 ns (A)	325-425 ns (B)
Rohdaten 10-16 MeV	59.0±7.7	54.0±7.4
kosm. ind. Ereignisse	7.4±0.1	7.4±0.1
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	2.2±0.1	8.5±0.6
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	0.3±0.01	1.1±0.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0.3±0.04	1.3±0.2
schnelle Neutronen	19.4±4.6	16.4±4.9
S'	29.4±8.1	19.3±8.9
Korrekturfaktor c_{kor}	1.13±0.02	1.17±0.03
$^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse	33.2±10.1	22.6±10.4

Tabelle 5.22: Bestimmung der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Signale in den Zeitfenstern A und C.

Die beiden unabhängig berechneten Wirkungsquerschnitte werden gemittelt zu :

$$\sigma = [2.35 \pm 0.62(\text{stat.}) \pm 0.34(\text{sys.})] \times 10^{-42} \text{cm}^{-2}$$

Abbildung 5.11 zeigt die bestimmten Energieverteilungen mit eingezeichneter Simulation. Dabei sind die Simulationen auf die bestimmten Ereigniszahlen normiert.

Im Zeitintervall 0-100 ns zeigt das Energiespektrum (Abb.5.11(a)) deutlich den 15.1 MeV Peak. Über 20 MeV ist kein statistischer Hinweis auf noch vorhandene oder zuviel subtrahierten Ereignisse zu finden. Im Zeitbereich 325-425 (Abb.5.11(a)) ist ebenfalls deutlich eine Ereignisüberhöhung im 10-16 MeV Intervall zu beobachten. Hier zeigt sich ganz klar der erwartete Zählratenabfall bei 16 MeV. Auch hier manifestiert der Bereich oberhalb von 20 MeV den korrekten Untergrundabzug. Die Summe der beiden Spektren (Abb.5.11(c)) zeigt entsprechend eine sehr gute Formübereinstimmung mit der GEANT Simulation.

5.5.4 Verhalten der Wirkungsquerschnitte unter Variation der Datenschnitte

Wie schon in der vorangegangenen 'Gd-Sequenz' Methode wird das Verhalten der berechneten Wirkungsquerschnitte unter Änderung des Zeitintervalles, 'Fiducial Cut' und Energieschnittes untersucht.

Verhalten unter Variation des Zeitschnittes

In Abbildung 5.12 ist der bestimmte Wirkungsquerschnitt pro Puls aufgetragen gegen die Länge der Zeitintervalle A bzw. C. Hier ist nur eine maximale Intervalllänge von 100 ns möglich, da bei 100 ns bzw. 425 ns die Intervalle C,D beginnen. Es zeigt sich ein konstantes Verhalten der Wirkungsquerschnitte in beiden Pulsen. Eine Auswertung, die die Intervalle B,D erst nach 110 ns bzw. 435 ns beginnen läßt, reproduziert das konstante Verhalten, auch bei einer Intervalllänge von 110 ns für die Zeitfenster A,C.

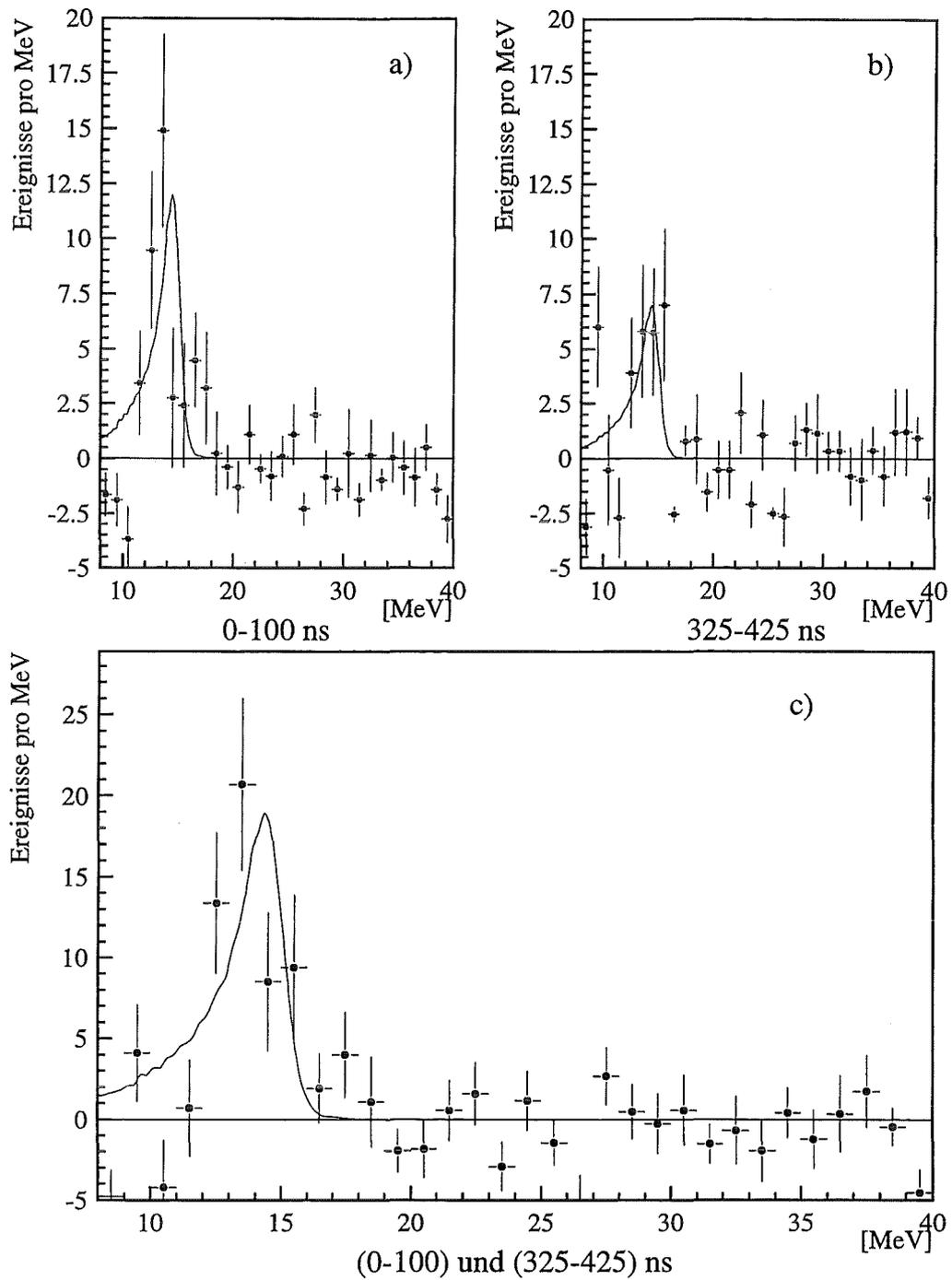


Abbildung 5.11: a) Energiespektrum der ν_μ , in den ersten 100 ns, bestimmt mit 'Fenster'-Methode.
 b) Energiespektrum der ν_μ , in den ersten 100 ns des 2. Pulses.
 c) Zusammengefasstes Energiespektrum aus a) und b).

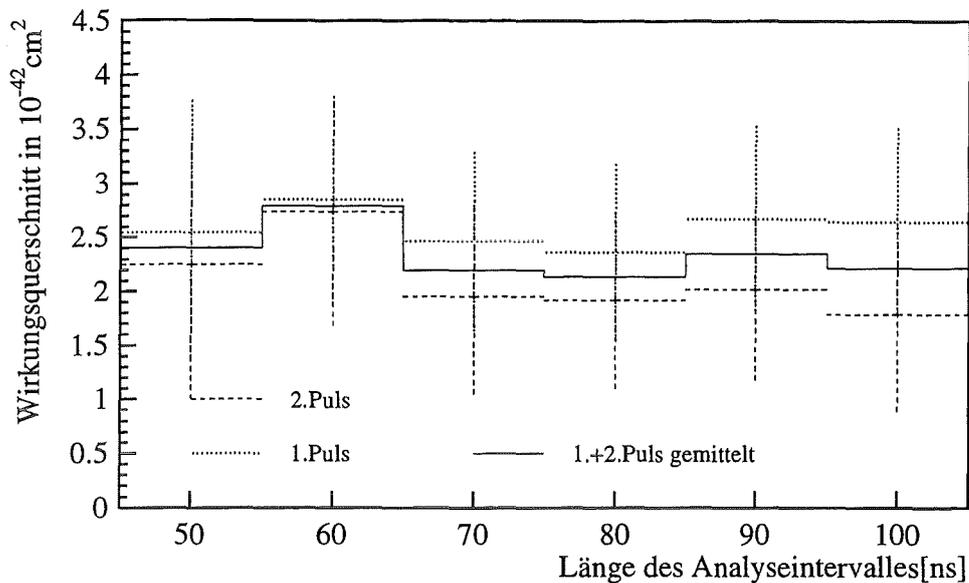


Abbildung 5.12: Verhalten der Wirkungsquerschnitte unter Variation des ausgewerteten Zeitintervall.

Verhalten unter Variation des Ortsschnittes

Wieder wurden vier verschiedene untere Ereignisgrenzen in x-Richtung gesetzt, um das Verhalten der Methodik zu überprüfen. Auffallend an den Werten (Tabelle 5.23) ist, daß diesmal der Wert im 2. Puls höher liegt als der Wert im 1. Puls. Es sei noch einmal auf die verschlechterte Untegrundsituation in diesem Bereich hingewiesen, in dem mehr strahlkorrelierte Neutronen als $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse erwartet werden. Beschränkt man die Veränderung des 'Fiducial Cut' auf einen Bereich, in dem sich die Neutronenkontamination nicht stark ändert, ist die Veränderung der Wirkungsquerschnitte nicht signifikant.

x_{min}	Wirkungsquerschnitt [10^{-42}cm^2]		
	0-100 ns	325-425 ns	gem. Wert
-150 cm	2.0 ± 1.0	2.8 ± 1.0	2.4 ± 0.7
-100 cm	2.6 ± 0.9	2.6 ± 0.9	2.6 ± 0.6
-70 cm	2.7 ± 0.9	2.0 ± 0.9	2.4 ± 0.6
-50 cm	2.7 ± 0.9	2.1 ± 1.0	2.4 ± 0.7

Tabelle 5.23: Verhalten der Wirkungsquerschnitte [10^{-42}cm^2] unter Variation des 'Fiducial Cut'.

Verhalten unter Variation des Energieschnittes

Bei der Änderung der geforderten Minimalenergie eines Ereignisses (Tabelle 5.24) zeigt sich zwar ein Anstieg der Werte im 1. Puls, ein gleiches Verhalten ist im 2. Puls aber nicht zu finden. Innerhalb der 1σ Fehlerbreite entsprechen sich die einzelnen Werte pro Puls.

ΔE -Intervall	Wirkungsquerschnitt [10^{-42}cm^2]		
	0-100 ns	325-425 ns	gem. Wert
9-16 MeV	2.4 ± 0.9	2.5 ± 1.0	2.5 ± 0.67
10-16 MeV	2.7 ± 0.9	2.0 ± 0.9	2.4 ± 0.64
11-16 MeV	3.3 ± 0.9	2.2 ± 0.9	2.8 ± 0.63
12-16 MeV	3.3 ± 0.9	2.8 ± 0.9	3.1 ± 0.64

Tabelle 5.24: Änderung des Wirkungsquerschnittes [10^{-42}cm^2] unter Variation des ausgewerteten Energiebereiches.

Zusammenfassung

Die 'Fenster' Methode zeigt keine statistisch signifikante Schwankung unter Änderung des Zeitschnittes. Die Änderungen der Wirkungsquerschnitte unter Variation von Ort- und Energieintervall ist konform mit den zu erwartenden statischen Schwankungen. Die 'Gd-Sequenz' Methode als auch die 'Fenster' Methode sind in ihrer Funktionsweise ähnlich. Beide Methoden bestimmen den Wirkungsquerschnitt nach Subtraktion der Energiespektren der Untergrundarten vom Rohdatensatz. Dabei unterscheiden sie sich lediglich in der Bestimmung des schnellen Neutronen-Untergrundes. Bei der 'Fenster' Methode werden pro Puls ungefähr die gleiche Anzahl an Neutronen bestimmt ((19.4 ± 4.6) im 1. Puls und (16.4 ± 4.9) im 2. Puls), während in der 'Gd-Sequenz' Methode sich die Neutronenanteile stark unterscheiden ((5.1 ± 2.4) im 1. Puls und (20.4 ± 6.1) im 2. Puls). In der 'Fenster' Methode wird das zu subtrahierende Energiespektrum mit einer besseren Statistik gemessen, und sollte damit sichere Ergebnisse liefern. Nachteil der 'Fenster Methode' ist zum einen die benötigte Voraussetzung gleicher Neutronenenergieverteilung in erster und zweiter Pulshälfte. Zum anderen wird durch den Skalierungsfaktor der statistische Fehler stets vergrößert.

5.6 Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Wirkungsquerschnittes mit Likelihood-Analyse

Bei den bisher vorgestellten Auswertemethoden wurde die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereigniszahl nach 'klassischer' Subtraktion der Untergrundspektren über die Energieverteilungen gewonnen. Einen anderen Weg geht die Likelihood Methode, die Signal und Untergrund über die Zeitstruktur trennt.

Die Likelihood Methode benötigt als Vorgaben die Zeitverteilungen der auftretenden Reaktionen. Die Zeitverteilungen der ν_μ -Reaktionen und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Reaktionen entstehen durch Faltung der Protonenpulse mit den Zerfallskurven der $\pi^+(\tau = 26\text{ns})$ und $\mu^+(\tau = 2.2\mu\text{s})$ und sind analytisch bekannt. Der kosmische Untergrund wird zeitlich gleichverteilt angenommen. Lediglich für die strahlkorrelierten Neutronen muß die Zeitverteilung konstruiert werden, da sie nicht analytisch zugänglich ist.

Parametrisierung der Zeitverteilung strahlkorrelierter Neutronen

Grundsätzlich stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung, die Zeitverteilung strahlkorrelierter Neutronen zu bestimmen. Eine Möglichkeit besteht darin, Ereignisse mit $E > 36$ MeV zu analysieren. Die Likelihood-Analyse wird aber nur auf Ereignisse mit $10 < E < 16$ MeV angewendet, deshalb wird von dieser Möglichkeit abgesehen. Mit Hilfe der prompten Ereignisse der Gd-Sequenzen ist man dagegen in der Lage auch die niederenergetischen strahlkorrelierten Neutronen miteinzubeziehen. Leider ist die Statistik an Ereignissen mit $10 < E < 16$ MeV noch zu niedrig, um den Zeitfit ausschließlich auf diesen Energiebereich zu beschränken. Mittelfristig (vor allem durch Herabsenken der Modulschwellen auf 10 mV) sollte hier aber die Möglichkeit bestehen, für den Zeitfit nur Ereignisse des Auswertebereiches zu verwenden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle prompten Ereignisse der Gd-Sequenz mit $10 < E < 80$ MeV angefitet. Als Fitfunktion wurde für jeden Puls eine Gaußfunktion angesetzt. Nach dem Zeitfit (Tabelle 5.25) werden die Gaußfunktionen auf Inhalt 1 normiert und dienen im weiteren als Zeitverteilungen des strahlkorrelierten Untergrundes. Besonderes Augenmerk beim Zeitfit wurde, neben dem χ^2 -Wert des Gesamtfits, auf die Anpassung der steigenden Flanken gelegt, da sie den Zeitbereich der Likelihoodfunktion abdecken. In Abbildung 5.13 sind die angepaßten Gaußfunktionen zu sehen. Neben der optischen Übereinstimmung rechtfertigen auch die zugehörigen χ_{red}^2 Werte die Anpassung der Daten an eine Gaußfunktion.

Die Likelihood Funktion wird separat für die Zeitbereiche 0-100 ns und 325-425 ns gebildet. In einem zweiten Schritt wird später gezeigt werden, daß das Ergebnis nahezu

	1.Neutronenpuls	2.Neutronenpuls
Zeitbereich des Fit	0-300 ns	300-600 ns
zeitl. Erwartungswert	(122.6 ± 4.0) ns	(448.5 ± 3.6) ns
σ	(38.8 ± 2.8) ns	(36.1 ± 3.7) ns
χ_{red}^2	0.54	0.58

Tabelle 5.25: Gauß-Fit der beiden Neutronenpulse

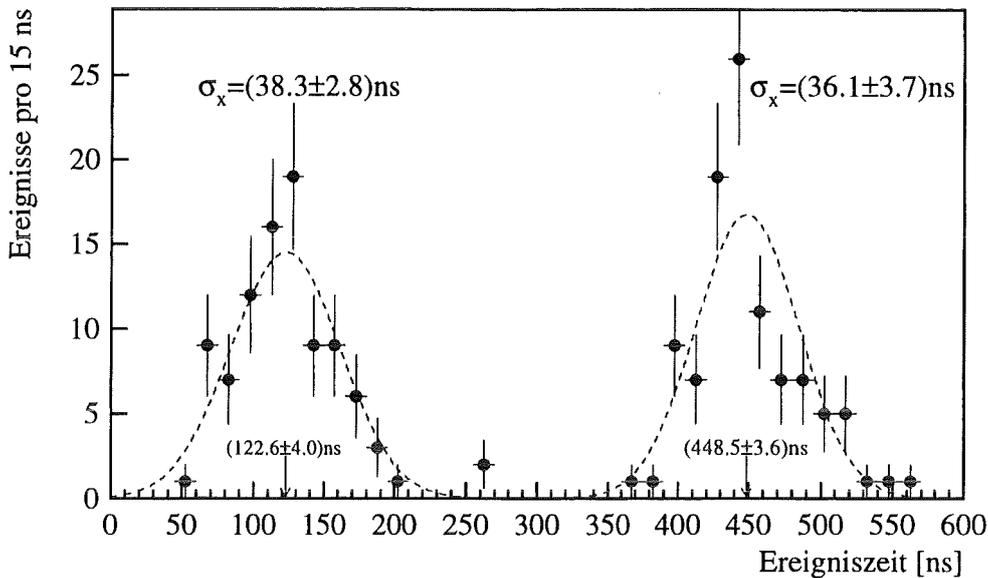


Abbildung 5.13: Anpassung zweier Gaussfunktionen an Zeitverteilung des strahlkorrelierten Untergrundes.

unabhängig vom ausgewerteten Zeitintervall eines Pulses ist. Damit wird als zu minimierende Likelihoodfunktion¹ \mathcal{L} definiert :

$$L = \prod_{i=1}^N P_{ges}(t_i)$$

$$\mathcal{L} = -\text{Log}(L) = -\sum_{i=1}^N \text{Log}[r \cdot P_{\nu_\mu}(t_i) + (1-r) \cdot P_{Ntr}(t_i) + P_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}(t_i) + P_{KU}(t_i)]$$

Dabei sind die Wahrscheinlichkeitsdichten der Myon neutrinos P_{ν_μ} und der schnellen Neutronen P_{Ntr} auf 1 in den relevanten Zeitbereichen normiert und über den Parameter r korreliert. Die Zeitverteilungen des kosmischen Untergrundes P_{KU} und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ induzierten Untergrundes $P_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}$ sind normiert auf den prozentualen erwarteten Anteil dieser Reaktionen an den Gesamt ereignissen. Das Festhalten der Werte von $P_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}$ und P_{KU} bedeutet die Vernachlässigung der Poisson-Schwankung dieser Größen. Ebenso wird durch Vernachlässigung der Poisson-Schwankung der Zahl der Gesamt ereignisse, der Fehler des Wirkungsquerschnittes etwas zu optimistisch abgeschätzt [Lyo86]. Durch Prebeam Analyse und bekannten $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Neutrino reaktionen ergeben sich damit als Randbedingungen am Beispiel des 1. Pulses :

$$\int_{t=0ns}^{t=100ns} dt P_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}(t) = \frac{N_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}}{N_{ges}(0-100ns)}$$

¹Für eine detaillierte mathematische Beschreibung der Likelihood-Analyse und ihre Eigenschaften siehe [Lyo86],[Fro79]

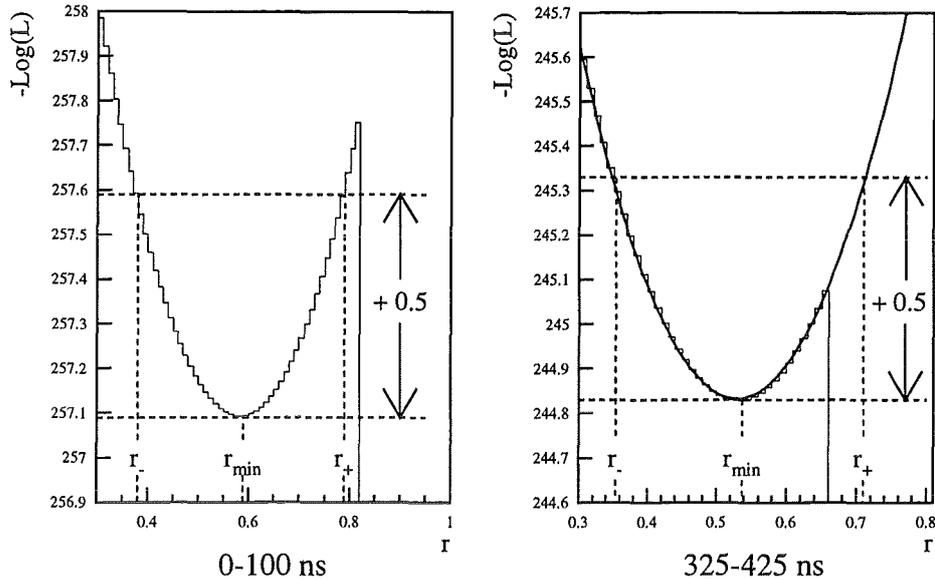


Abbildung 5.14: Verlauf der Likelihoodfunktion unter Variation des Parameters r (relativer Anteil der ν_μ -Reaktionen) in den zwei Auswertzeitintervallen. Zur Fehlerbestimmung werden die Funktionen mit einer Parabel gefittet.

$$\int_{t=0ns}^{t=100ns} dt P_{KU}(t) = \frac{N_{KU}}{N_{ges}(0-100ns)}$$

$$0 < r < 1 - \frac{N_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu} + N_{KU}}{N_{ges}}$$

Diese Beziehungen gelten auch für das zweite Zeitauswertintervall, lediglich mit der Änderung der Zeitgrenzen für die Integrale.

Diese Randbedingungen bedeuten, daß ein gewisser prozentualer Anteil der Gesamtreaktionen festgelegt ist, durch die Erwartung des kosmischen Untergrundes und $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ Reaktionen. Der Parameter r beschreibt den prozentualen ν_μ -Anteil an den Gesamtreaktionen und wird nun solange variiert, bis das Produkt aller Wahrscheinlichkeitsdichten der Ereignisse L maximiert ist. Durch den Anteil r wird automatisch, aufgrund einer Normierungsbedingung (Wahrscheinlichkeitserhaltung), der Anteil schneller Neutronen auf $(1-r)$ festgelegt.

Ergebnisse der Likelihood-Analyse

In Abbildung 5.14 ist die logarithmierte Likelihoodfunktion unter Variation des Parameters r , der den prozentualen ν_μ -Anteil beschreibt, aufgetragen. Sowohl im 1. Zeitfenster als auch im 2. Zeitfenster beschreiben beide Kurven sehr gut eine Parabel mit einem Minimum bei $r_{min} = 0.59$ bzw. im zweiten Zeitfenster bei $r_{min} = 0.54$. Der Fehler der Minima (r_+, r_-) wird durch Bestimmen folgender Gleichung bestimmt [Lyo86] :

	1.Puls 0-100 ns	2.Puls 325-425 ns
N_{ges}	59	54
kosmisch induz.: N_{KU}	7.4	7.4
$(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ induz.: $N_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu}$	2.8	10.8
r_{min}	$0.589^{+0.202}_{-0.209}$	$0.537^{+0.173}_{-0.183}$
LH : schnelle Neutronen	14.1	6.8
$^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse	34.7 ± 12.1	29.0 ± 9.6
χ^2_{red} des Fit	0.74	0.84

Tabelle 5.26: Ergebnis der Zeit-Likelihood-Analyse

$$\mathcal{L}(r_{+,-}) = \mathcal{L}(r_{min}) + \frac{1}{2}$$

Das Parameterintervall $[r_-, r_+]$ enthält mit einer Wahrscheinlichkeit von 68% den wahren Wert des gesuchten Parameters. In Tabelle 5.26 werden obere und untere Fehlergrenze mitangegeben. Da die Fehler in ihren Werten nicht stark asymmetrisch sind und damit der Gauß'schen Erwartung folgen, werden sie für die Umrechnung auf Ereigniszahlen bzw. Wirkungsquerschnitte gemittelt.

Aus den bestimmten Parametern r_{min} kann nun durch Multiplikation mit der Gesamtanzahl N_{ges} der ν_μ Anteil bestimmt werden. (siehe Tabelle 5.26).

Abbildung 5.15(a) zeigt die Zeitverteilungen gemäß den Anteilen, wie sie die Likelihood Funktion in den einzelnen Auswertebereichen minimieren. Mit diesen Verteilungen kann eine Gesamtverteilung zusammengesetzt werden, die den experimentellen Verlauf vor allem in den Auswertebereichen, aber auch über das gesamte Prompte Fenster hinweg, gut beschreibt (Abbildung 5.15(b)). Der optische Vergleich zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung, die durch eine χ^2 -Bestimmung unterlegt wird.

Mit den aus der Likelihood-Analyse stammenden ν_μ Ereignisse werden die Wirkungsquerschnitte bestimmt zu :

$$\begin{aligned}\sigma_{1.Puls} &= [3.0 \pm 1.05(stat.) \pm 0.44(sys.)] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2} \\ \sigma_{2.Puls} &= [2.5 \pm 0.83(stat.) \pm 0.37(sys.)] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2}\end{aligned}$$

Die beiden unabhängig bestimmten Wirkungsquerschnitte werden gemittelt zu :

$$\sigma = [2.75 \pm 0.67(stat.) \pm 0.40(sys.)] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2}$$

5.6.1 Verhalten der Likelihood-Analyse unter Änderung der Schnitte

Das Verhalten der eindimensionalen Likelihood-Analyse wird wie in den vorangegangenen Methoden getestet unter Änderung des Zeitintervalles, des 'Fiducial Cut's und des ausgewerteten Energieintervalles.

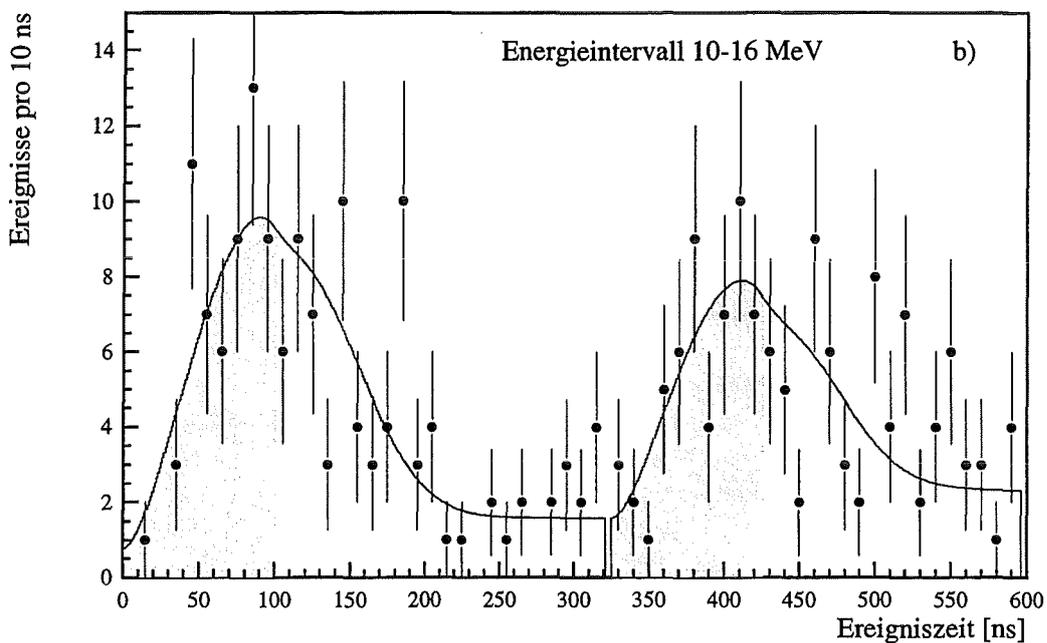
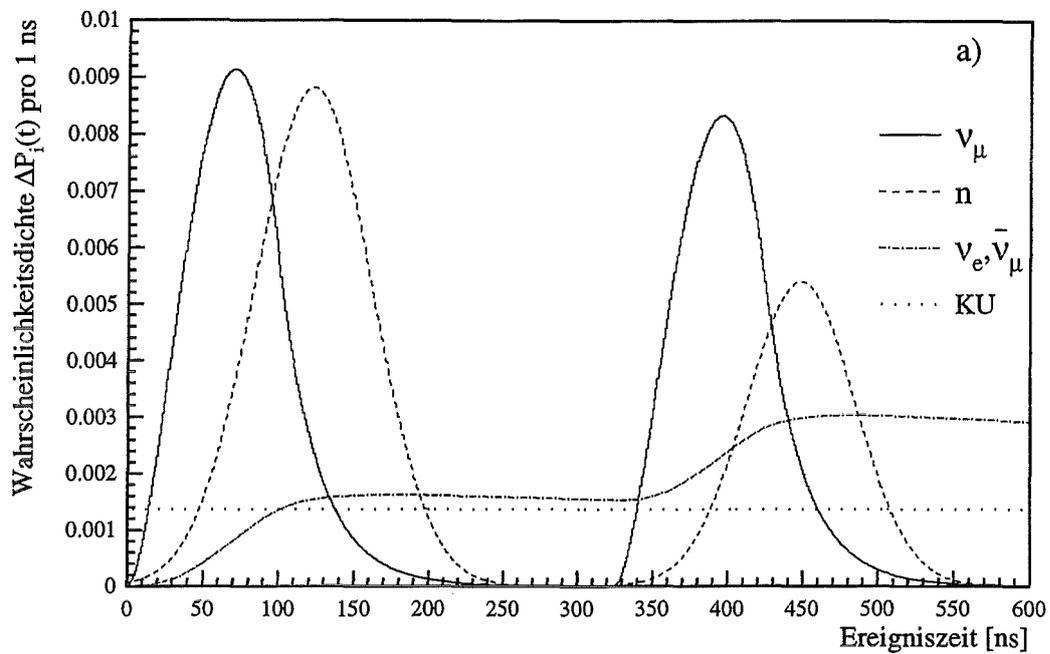


Abbildung 5.15: a) Ergebnis der Likelihood-Analyse. Verteilungen sind in den Auswertebereichen (hellgrau) zusammen auf 1 normiert.
 b) Gesamtzeitverteilung des Likelihood Fits im Vergleich mit den experimentellen Daten.

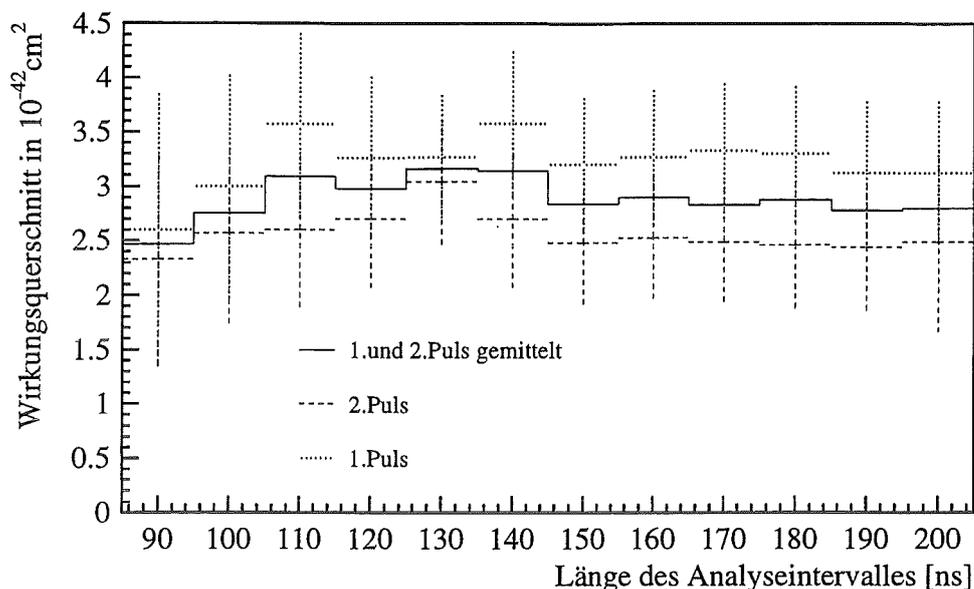


Abbildung 5.16: Verhalten der Likelihood-Analyse unter Variation des ausgewerten Zeitintervall pro Puls.

Änderung des Zeitintervalles

Die Likelihood-Analyse zeigt eine beeindruckende Konstanz unter Variation des ausgewerteten Zeitintervalles pro Puls. Abbildung 5.16 zeigt die berechneten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Länge des Zeitintervalles. Dabei sind die unteren Zeitgrenzen mit 0 ns und 325 ns festgesetzt. Ab einer Mindestauswertzeit von 70 ns pro Puls zeigt sich ein konstantes Verhalten.

Änderung des Ortsschnittes

Die Likelihood-Analyse wurde mit vier verschiedenen Ortsschnitten durchgeführt (Tabelle 5.27). Dabei wurde wieder um die vordere Grenze in x-Richtung variiert. Der Wert bei $x_{min} = -150$ cm ist im 2. Puls höher als bei den restlichen Schnitten. Allerdings ist bei diesem Schnitt der Neutronenuntergrund sehr hoch und ermöglicht damit nur eine relativ unsichere ν_μ Bestimmung. Der Wert für den Schnitt $x_{min} = -100$ cm zeigt zwar ebenfalls leicht erhöhte Werte, ist aber im Rahmen der Fehlerbreite mit den Werten für $x_{min} = -70$ cm bzw. -50 cm verträglich.

Änderung des Energieschnittes

Hier wurde die untere Grenze des ausgewerteten Energieintervalles in 1 MeV Schritten von 9 bis 12 MeV variiert (Tabelle 5.28). Zwar liegt der berechnete Wirkungsquerschnitt im 9-16 MeV Intervall höher als die restlichen drei Werte, allerdings liegt in diesem Bereich

	Wirkungsquerschnitt [10^{-42}cm^2]		
x_{min}	0-100 ns	325-425 ns	gem. Wert
-150 cm	3.5 ± 1.2	3.2 ± 1.0	3.3 ± 0.8
-100 cm	3.2 ± 1.1	2.8 ± 0.9	3.0 ± 0.7
-70 cm	3.0 ± 1.1	2.5 ± 0.8	2.8 ± 0.7
-50 cm	3.2 ± 1.1	2.0 ± 1.0	2.6 ± 0.7

Tabelle 5.27: Änderung des Wirkungsquerschnittes unter Variation des 'Fiducial Cut'.

	Wirkungsquerschnitt [10^{-42}cm^2]		
ΔE -Intervall	0-100 ns	325-425 ns	gem. Wert
9-16 MeV	3.4 ± 1.1	3.1 ± 0.9	3.3 ± 0.7
10-16 MeV	3.0 ± 1.1	2.5 ± 0.8	2.8 ± 0.7
11-16 MeV	3.3 ± 1.1	2.1 ± 0.8	2.7 ± 0.7
12-16 MeV	3.4 ± 1.2	2.8 ± 0.9	3.1 ± 0.8

Tabelle 5.28: Änderung des Wirkungsquerschnittes unter Variation des ausgewerteten Energiebereiches.

auch ein weitaus ungünstigeres Signal zu Untergundverhältnis vor, da durch die Öffnung der unteren Energiegrenze nur 4.8% mehr ν_μ 's erwartet werden, dafür aber die Zahl der Rohdatenereignisse in den ersten 100 ns um 14% und während 325-425 ns um 28% steigt.

Zusammenfassung Likelihood-Analyse

Die Likelihood-Analyse verhält sich ausreichend glatt unter Variation der Datenschnitte. In den ausgewerteten Zeitbereichen können die entsprechenden Flanken des Neutronenzeitpektrums mit einer Gauss-Funktion angefitet werden (gute χ^2 -Werte). Wie in den beiden vorangestellten Auswertemethoden liegt auch hier der Wirkungsquerschnitt aus dem 1. Puls höher als der Wert des 2. Pulses, allerdings beinhaltet die 1σ Fehlerbreite des 1. Pulses den Wert aus dem 2. Puls. Beide Wirkungsquerschnitte überdecken mit ihrem Fehlerband die theoretischen Vorhersagen.

Die Likelihood-Analyse bietet die Möglichkeit, die Datenanalyse mit zusätzlichen Informationen zu erweitern. Neben der Zeitinformation könnte auch gleichzeitig von der Energie- und Ortsinformation eines Ereignisses Gebrauch gemacht werden. Der Gewinn an Sicherheit der ν_μ -Ereignisbestimmung ist aber abhängig von der genauen Parametrisierung des Neutronenuntergrundes. Sollen die Neutronen über Spektren parametrisiert werden, die keine Neutrinoreaktionen beinhalten, stellen die prompten Ereignisse der Gadolinium Sequenz die einzige Möglichkeit zur experimentellen Bestimmung dar.

T-X Likelihood-Analyse Bei der Ortsabhängigkeit der Neutronenereignisse ist es auf jeden Fall unerlässlich, die Zeitschnitte der ν_μ -Analyse für die Neutronenereignisse zu übernehmen, da räumlich verschiedene Quellen in der ISIS Experimentierhalle zu verschiedenen

Zeiten zum Neutronenuntergrund beitragen (z.B.: ISIS Target, μ SR-Target). Mit den Zeitschnitten wird dann jedoch die Statistik der direkt bestimmten schnellen Neutronen (22 Ereignisse im Bereich 0-100 ns, 10-80 MeV, '*Fiducial Cut*') zu schwach, um hier sichere Aussagen zu treffen.

E-T Likelihood-Analyse Ähnliche Argumente wie für den T-X Likelihood sprechen gegen eine E-T Likelihood-Analyse. Eine sichere Parametrisierung der Daten ist mit der derzeitigen Statistik für den Bereich 10-16 MeV nicht möglich (10 Ereignisse im 1. Puls, 10-16 MeV, '*Fiducial Cut*'). Daher wurde auch kein Energie-Zeit Likelihood angewandt.

5.7 Vergleich der Auswertemethoden

Für die Diskussion der mit den drei verschiedenen Analysemethoden bestimmten Wirkungsquerschnitte sind diese noch einmal im tabellarischen Überblick gegeben :

Methode	Wirkungsquerschnitt [10^{-42}cm^2]		
	1.Puls	2.Puls	$\bar{\sigma}$
'Gd-Sequenz'-Methode	3.75 ± 0.69	1.32 ± 0.82	2.5 ± 0.55
'Fenster'-Methode	2.82 ± 0.87	1.92 ± 0.89	2.4 ± 0.62
'Likelihood'-Analyse	3.00 ± 1.05	2.50 ± 0.83	2.75 ± 0.7

Tabelle 5.29: Zusammenfassung der bestimmten Wirkungsquerschnitte in 10^{-42}cm^{-2} .

Jede der drei Methoden zeigt ein zufriedenstellendes Verhalten unter Veränderung der Datenschnitte. Eine Ausnahmestellung stellt allerdings die 'Gd-Sequenz' Methode unter Variation des Zeitschnittes dar. Wie bereits erwähnt wurde, sollte mit Herabsenken der Modulschwellen auf 10 mV das determinierte Neutronenspektrum an Genauigkeit gewinnen. Dann läßt sich beurteilen, ob ein systematischer Fehler der Methode oder eine statistische Fluktuation vorliegt.

Aus der Tabelle 5.29 ist weiterhin folgendes erkennbar :

- 'Fenster'-Methode und Likelihood-Analyse entsprechen sich gegenseitig im Rahmen der 1σ -Fehlerbreite. Jeder Wirkungsquerschnitt deckt allein durch seinen noch relativ großen statistischen Fehlerwert die theoretischen Wirkungsquerschnitte ($\sigma_{theo} = 2.6 \dots 2.8 \times 10^{-42}\text{cm}^2$) ab.
- Die Unterschiede der 'Gd-Sequenz' Methode in den Einzelwerten der Pulse kann nicht mit einer 1σ Fluktuation erklärt werden. Der Unterschied zu den theoretischen Werten beträgt 1.5σ (1.Puls) bzw. 1.7σ (2.Puls). Die zugehörigen Wahrscheinlichkeiten, einen Meßwert außerhalb dieser Fehlerbreiten zu finden, betragen 13.4% bzw. 8.9%.

Während 'Fenster' und 'Likelihood' Analyse Konformität zeigen, bleibt eine leichte Diskrepanz zur 'Gd-Sequenz' Methode. Jedoch liegen die 'Gd-Sequenz' Werte nie weiter als 1.4σ von den anderen korrespondierenden Werten entfernt (bezogen auf statistischen Fehler der 'Gd-Sequenz' Methode). Die Wahrscheinlichkeit, einen Meßwert mit größerem Abstand als 1.4σ Abstand zum wahren Wert zu messen, beträgt 16.2%, und ist damit noch nicht als signifikanter Hinweis für einen systematischen Fehler in der Methodik zu bewerten.

Vorteil der Likelihood-Analyse mit ihrem glatten Verhalten unter Änderung der Datenschnitte ist die Unabhängigkeit der Methode von Normierungskoeffizienten und damit einer Unabhängigkeit von möglichen zeitlichen Änderungen des Energiespektrums des strahlkorrelierten Untergrundes. Kritikpunkt an der Likelihood-Analyse ist das Anpassen der Zeitverteilung schneller Neutronen mit einer Gaußfunktion, die nur aufgrund guter χ^2 -Werte gerechtfertigt ist. Innerhalb der statistischen Genauigkeit beschreibt die Gaußfunktion jedoch sehr gut die ansteigenden Flanken des Neutronenspektrums. Für die Bestimmung der isovektoriellen Kopplungskonstante β wird deshalb im Folgenden der Wert der Likelihood-Analyse verwendet.

5.8 Bestimmung der isovektoriellen-axialen Kopplungskonstante β

Mit Hilfe der in Kapitel 3 vorgestellten Modellrechnung von Donnelly [Don76], kann mit dem experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')$ $^{12}\text{C}^*$ Reaktion die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante β bestimmt werden.

$$\begin{aligned}\sigma^{LWL(J=T=1)} &= 1.08 \times 10^{-38} \text{cm}^2 \cdot \left(\frac{E_\nu - \omega}{M_N}\right)^2 \cdot \beta^2 \cdot \rho^2 \\ &\stackrel{\beta=1}{=} (2.65 \pm 0.27) \times 10^{-42} \text{cm}^2 \\ \beta &= \sqrt{\frac{\sigma_{Exp.}}{\sigma^{LWL}}}\end{aligned}$$

Die systematische Ungenauigkeit der Schalenmodellrechnung und der verwendeten LWL-Näherung Methode wird zu kleiner 10% abgeschätzt [Mus94]. Für die Fehlerberechnung wurde der konservative Fehler von 10% angenommen. Der statistische und systematische Fehlerwert des experimentellen Wirkungsquerschnittes aus der Likelihood Analyse wird quadratisch kombiniert. Damit ergibt sich :

$$\boxed{\beta = 1.04 \pm 0.15}$$

Die bestimmte Kopplungskonstante stimmt sehr gut mit dem geforderten Wert des Standard Modelles $\beta \equiv 1.00$ überein. Bei einer Annahme eines 10%-igen statistischen Fehlers für den experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt und dem 14.7% systematischen Fehler des experimentellen Wirkungsquerschnittes kann im KARMEN Experiment die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante β höchstens auf 10% genau bestimmt werden. Weiterhin sei angemerkt, daß auch unter Verwendung der Wirkungsquerschnitte aus der 'Gd-Sequenz' Methode und der 'Fenster-Methode' der Parameter inklusive der Fehler die Voraussage des Standard Modelles bestätigt. Tabelle 5.30 und Abbildung 5.17 geben ein Vergleich zu Messungen des Parameters β aus Experimenten, die die Kopplungskonstante über kohärente π^0 Produktion bestimmen.

Experiment	β	Referenz
Aachen-Padova	0.93 ± 0.16	[Fai83]
CHARM	1.08 ± 0.24	[Ber85]
SKAT	0.99 ± 0.20	[Gra86]
FNAL-15	0.98 ± 0.24	[Bal86]

Tabelle 5.30: Experimentelle Bestimmungen von β aus kohärenter π^0 Produktion.

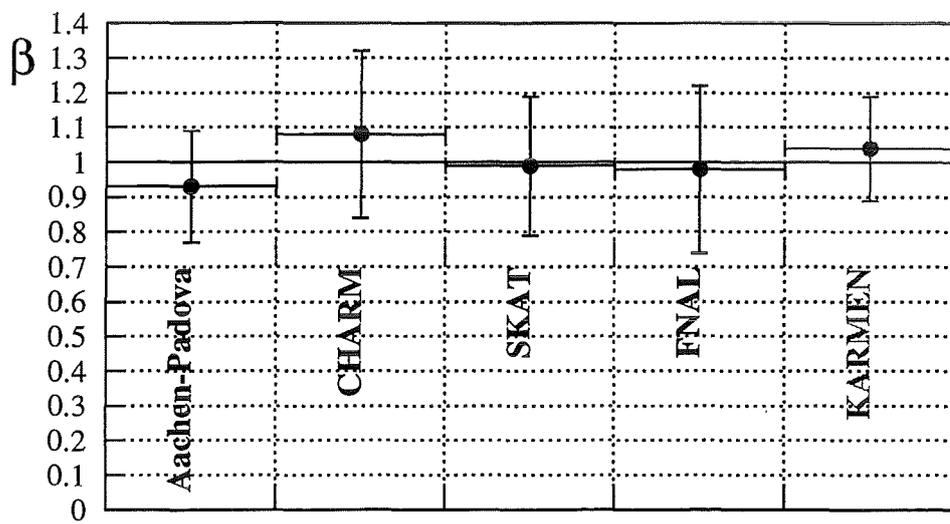


Abbildung 5.17: Vergleich von β mit anderen Experimenten.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Nachdem 1992 erstmalig die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ Reaktion nachgewiesen werden konnte [Ebe92], war es zu diesem Zeitpunkt aufgrund fehlender Statistik und unzureichenden Abschirmmaßnahmen gegen strahlkorrelierte Neutronen noch nicht möglich, die entsprechende neutrale Stromanregung durch monoenergetische ν_μ aus dem π^+ -Zerfall zu beobachten. Nach verbesserten Abschirmmaßnahmen und einer sicheren Zeitnullpunkts-eichung konnte innerhalb dieser Arbeit erstmals die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ Reaktion nachgewiesen werden.

Dabei wurde durch eine software-technische Methode, der sequentiellen Suche nach Neutronenstrukturen, das Signal-zu-Untergrundverhältnis verbessert und eine Möglichkeit gefunden, schnelle Neutronen direkt zu erkennen, zu eliminieren und ihre Topologien aufzunehmen. Durch diese sequentielle Suche kann ca. 25% des strahlkorrelierten Neutronenuntergrundes eliminiert werden.

Zur Bestimmung des $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu'_\mu)^{12}\text{C}^*(1^+1; 15.1 \text{ MeV})$ Wirkungsquerschnittes wurden drei unabhängige Verfahren vorgestellt. Es konnten in allen drei Methoden die ν_μ -Pulse einzeln ausgewertet werden. Interessanterweise zeigt sich in allen drei Methoden im 1. Puls ein höherer Wirkungsquerschnitt als im 2. Puls, allerdings ist dieser Unterschied statistisch nicht signifikant. Eine etwas überhöhte Diskrepanz in den Wirkungsquerschnitten der Einzelpulse in der 'Gd-Sequenz' Methode könnte mit fehlender statistischer Genauigkeit des Neutronenspektrums erklärt werden. Unter Variation der Datenschnitte verhält sich die Likelihood Analyse am stabilsten. Es ergibt sich :

$$\begin{aligned}\sigma_{1.Puls} &= [3.00 \pm 1.05(stat.) \pm 0.44(sys.)] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2} \\ \sigma_{2.Puls} &= [2.50 \pm 0.83(stat.) \pm 0.37(sys.)] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2}\end{aligned}$$

mit dem Mittelwert als Gesamtergebnis von:

$$\sigma = [2.75 \pm 0.67(stat.) \pm 0.40(sys.)] \times 10^{-42} \text{ cm}^{-2}$$

Der extrahierte Wirkungsquerschnitt ist in sehr guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen. Aus dem bestimmten Wirkungsquerschnitt kann mit Hilfe der LWL-Methode

[Don76] die isovektorielle-axiale Kopplungskonstante β bestimmt werden zu:

$$\beta = 1.04 \pm 0.15$$

Ausblick

Seit Herbst 1995 wurden die Modulschwellen auf 10 mV gesenkt, womit wie schon erwähnt wurde, der Neutronenuntergrund noch effizienter bestimmt und eliminiert werden kann. Es ist geplant, das KARMEN Experiment noch für mindestens drei weitere Jahre zu betreiben. Hierbei wird Anfang 1996 das Detektor System umgebaut. Mit einem zweiten äußeren Veto-Zähler innerhalb des Eisenbunkers wird es möglich sein kosmischen Untergrund um mehr als eine Größenordnung zu reduzieren. Hauptaugenmerk bei diesem Ausbau ist die Verbesserung des Detektors bezüglich des kosmisch induzierten sequentiellen Untergrundes, der die Ausschlußgrenzen für Neutrino-Oszillationen limitiert. Die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse werden diese Verbesserungen nicht entscheidend beeinflussen. Der kosmische Untergrund ist in der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Analyse genau bestimmt und trägt auch nicht gravierend zur statistischen Fehlerbestimmung bei. Da der Veto-Zähler nicht sensitiv auf strahlkorrelierte Neutronen ist, wird sich die Rate schneller Neutronen nicht signifikant ändern, und die Hauptuntergrundquelle bleiben. Die neu dazukommenden Daten können daher zusammen mit der in dieser Arbeit analysierten Daten im Hinblick auf $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ Ereignisse untersucht werden und werden eine wesentlich genauere Bestimmung der isovektoriell-axialen Kopplung erlauben, insbesondere da ISIS voraussichtlich seinen Designwert von 200 μA mittleren Strahlstromes erzielen wird.

Anhang A

Myon – Neutrinos aus dem π^- Zerfall

Der mit einem MC-Programm [Bur95] berechnete Neutrinofluß zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ bezieht sich ausschließlich auf Myon-Neutrinos aus dem π^- -Zerfall. Dabei werden keine π^- -Zerfallsreaktionen in Betracht gezogen, da negative Pionen zu 99.35% von Targetkernen eingefangen werden, und somit nicht zur Neutrinoherstellung zur Verfügung stehen. Damit verbleibt aber ein Rest von 0.65% der π^- [Bur95], die im Flug zerfallen, und über Folgereaktionen zu einer geringen Korrektur bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion führen. Beim Zerfall

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

besitzt das dabei entstehende negativ geladene Myon nur eine geringe kinetische Energie und wird innerhalb von 1 ns im Target gestoppt. Aufgrund der kurzen Stoppzeit im Vergleich zur Zerfallszeit des μ^- ($\tau = 2.2\mu\text{s}$) kann davon ausgegangen werden, daß Folgereaktion mit ruhenden μ^- erfolgen. Für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion sind hierbei die im umgebenden Eisen des Targets gestoppten μ^- von Interesse. Im Eisen kann das μ^- auf zwei Arten wechselwirken :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \text{Zerfallsreaktion} \quad (\text{A.1})$$

$$\mu^- + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{56}\text{Mn} + \nu_\mu \quad \text{Einfangreaktion} \quad (\text{A.2})$$

Dabei stehen die Reaktionen (1) und (2) im Verhältnis 1:9.

Eine Simulation des π^- -Zerfalles ergibt für das Targetmaterial Tantal einen integralen Beitrag von

$$\frac{\Phi(\bar{\nu}_e \mu^-)}{\Phi(\nu_e \pi^+)} = 0.65 \cdot 10^{-3} \quad [\text{Bur95}] \quad (\text{A.3})$$

Der integrale Fluß $\Phi(\bar{\nu}_e \mu^-)$ ¹ setzt sich gemäß den Anteilen aus Tabelle A.1 zusammen.

Da die ν_e aus der π^+ -Zerfallskette in gleicher Intensität produziert werden wie die $\nu_\mu \pi^+$

¹Nomenklatur : als hochgestellter Index erscheint bei den Neutrinos immer die Ursprungsreaktion. Also π^+ für die π^+ -Zerfallskette, μ^- für den μ^- -Zerfall und Fe für den μ^- -Einfang.

Material	Anteil
Be	57.38 %
Fe	29.45 %
D_2O	8.10 %
Ta	3.03 %
Al	2.03 %
Σ	99.99 %

Tabelle A.1: Relative Zusammensetzung der $\bar{\nu}_e$ -Produktion durch π^- -Zerfall [Bur95].

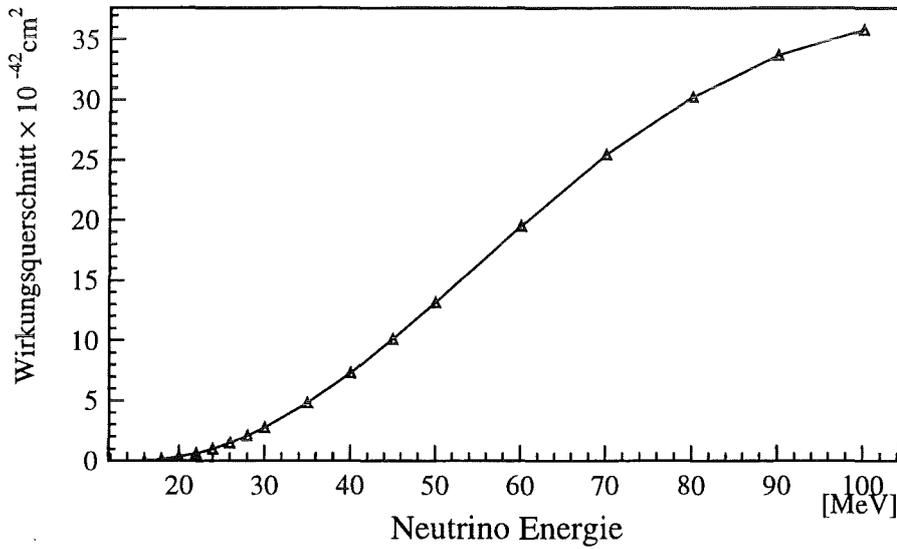


Abbildung A.1: differentieller Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion.

aus der π^+ -Zerfallskette, gilt :

$$\frac{\Phi(\nu_{\mu}^{Fe})}{\Phi(\nu_{\mu}^{\pi^+})} = 9 \cdot 0.2945 \cdot 0.65 \cdot 10^{-3} = 1.72 \cdot 10^{-3} \quad (\text{A.4})$$

Das Myon-Neutrino aus dem Myon-Einfang am Eisen besitzt eine wesentlich höhere Energie als das monoenergetische $\nu_{\mu}^{\pi^+}$ aus dem π^+ -Zerfall. Mit einer mittleren Anregungsenergie für ^{56}Mn von [Sin74]

$$\langle E_{ex} \rangle = 17.8 \text{ MeV}$$

verbleibt dem Myon-Neutrino eine mittlere Energie von

$$\langle E_{\nu_{\mu}^{Fe}} \rangle = 87.8 \text{ MeV}$$

Abbildung A.1 zeigt eine Modellrechnung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Neutralen Stromes durch ν_{μ} [Fuk88]. Bezogen auf diese Berechnung bedeutet dies für das

ν_μ^{Fe} aus dem Myon-Einfang am Eisen einen Wirkungsquerschnitt von $33.7 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$, der damit um einen Faktor 12.6 größer ist, als der Wirkungsquerschnitt für die 30 MeV Neutrinos aus dem π^+ -Zerfall.

Zur Bestimmung der Ereignisbeimischung durch die ν_μ^{Fe} müssen noch die verschiedenen Zeitverteilungen der vorkommenden Neutrinos berücksichtigt werden. Dabei entsteht das Zeitspektrum der ν_μ^{Fe} durch Faltung der Protonenpulse mit einer Zerfallskurve mit $\tau = 206 \text{ ns}$ (beobachtbare Zerfallszeit des μ^- in Fe). Abbildung A.2 zeigt die Zeitspektren der $\nu_\mu^{\pi^+}$ und ν_μ^{Fe} im Vergleich. Dabei zeigt sich, daß die Intensität der ν_μ^{Fe} in den Neutrinoauswertintervallen $[0, 100] \text{ ns}$ und $[330, 430] \text{ ns}$ relativ klein ist im Vergleich zu der $\nu_\mu^{\pi^+}$ Intensität.

Für die Beitragsbeimischung gilt:

$$\frac{N_{NC}(\nu_\mu^{Fe})}{N_{NC}(\nu_\mu^{\pi^+})} = \frac{\epsilon_{ii}(\nu_\mu^{Fe})}{\epsilon_{ii}(\nu_\mu^{\pi^+})} \cdot \frac{\Phi(\nu_\mu^{Fe})}{\Phi(\nu_\mu^{\pi^+})} \cdot \frac{\sigma(90 \text{ MeV})}{\sigma(30 \text{ MeV})} \quad (\text{A.5})$$

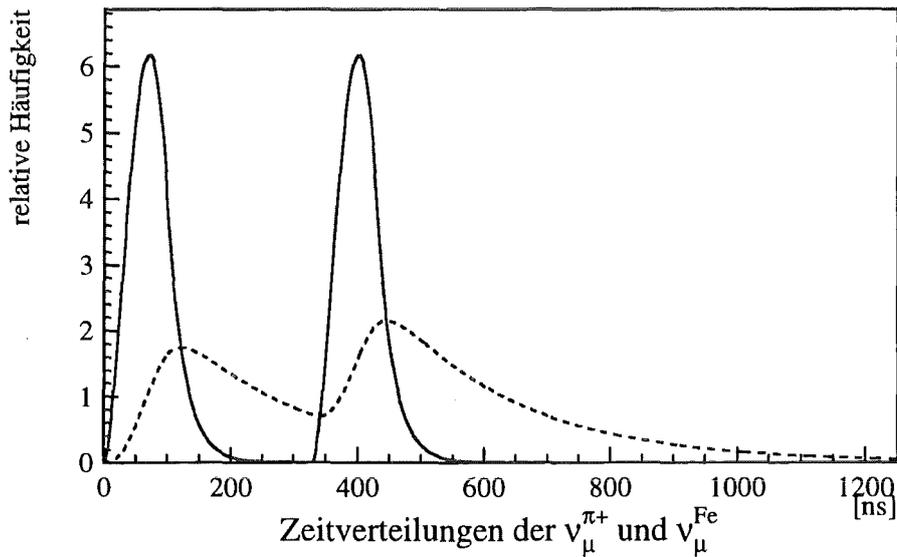


Abbildung A.2: Zeitverteilungen der $\nu_\mu^{\pi^+}$ (—) und der ν_μ^{Fe} (---). Die Verteilungen entstehen durch Faltung der parabelförmigen Protonenpulse mit den Zerfallskurven der π^+ im Tantal ($\tau = 26 \text{ ns}$) und der μ^- im Eisen ($\tau = 206 \text{ ns}$).

Damit ergibt sich eine Beimischung von 1.66% an Neutralen Strom Ereignissen aufgrund des π^- -Zerfalles innerhalb den ersten 600 ns. Daher müssen die in diesem Zeitbereich bestimmten Ereignisse mit dem Faktor 0.984 korrigiert werden. Tabelle A.2 zeigt eine detaillierte Aufschlüsselung des Prompten Fensters und gibt Korrekturfaktoren für die in den Zeitintervallen bestimmten NC-Ereignisse an, die als reine $\nu_\mu^{\pi^+}$ Ereignisse identifiziert wurden.

ΔT in ns	rel.Intensität Auswertemethode	rel.Intensität $\nu_{\mu} \pi^{+}$	$\frac{N_{NC}(\nu_{\mu} \pi^{+})}{N_{NC}(\nu_{\mu} {}^{56}\text{Fe})}$ $\nu_{\mu} {}^{Fe}$	Korr.faktor
0-100	0.392	0.065	0.0036	0.996
100-200	0.106	0.159	0.0325	0.967
325-425	0.392	0.115	0.0064	0.994
425-525	0.106	0.196	0.0401	0.961
0-600	1.000	0.769	0.0166	0.984

Tabelle A.2: Beiträge der $\nu_{\mu} {}^{56}\text{Fe}$ zum Neutralen Strom im Prompten Fenster

Literaturverzeichnis

- [Ajz90] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A506 (1990) 1
- [Alb86] C. Alberini et al., Nuovo Cimento C9(1986), 273
- [All89] R.C. Allen et al., Nucl. Inst. and Meth. A 284 (1989) 347
- [Ant91] P. Antonioli et al., Nucl. Instr. and Meth. A309 (1991) 569
- [Bad84] G. Badino et al., Nuovo Cimento C7(1984), 573
- [Bal74] D.P. Balamuth, Phys. Rev. C 10 (1974) 975
- [Bal86] C. Baltay et al., Phys. Lett. 57 (1986) 2629
- [Ber85] F. Bergsma et al., Phys. Lett. 157B (1985) 469
- [Boe87] F. Boehm, P. Vogel, 'Physics of Massive Neutrinos', Cambridge University Press, Cambridge(1987)
- [Bur90] R.L. Burman et al., Nucl.Inst. and Meth. A 291 (1990) 621
- [Bur94] R.L. Burman, KARMEN Technical Note, (1994)
- [Bur95] R.L. Burman, A.C. Dodd, P. Plischke, Forschungszentrum Karlsruhe Wissenschaftlicher Bericht, FZKA 5595(1995)
- [Con72] J. O'Connell, Phys. Rev. C, Vol. 6 (1972) 719
- [Dod93] A.C. Dodd, Nucl. Inst. and Meth. A336 (1993) 136
- [Don76] T.W. Donnelly, Physics Letters, Volume 65 B, No.3 (1976)
- [Don79] T.W. Donnelly and R.D.Peccei, Phys. Rep. 50, (1979) 1
- [Don91] T.W. Donnelly, Programm NUIEE zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten, private Mitteilungen (1991)
- [Dre94] G. Drexlin et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 32 (1994) 375
- [Ebe92] V. Eberhard, Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 5063 (1992)
- [Eit91] K. Eitel, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und KfK (1991)

- [Eit95] K. Eitel, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftlicher Bericht FZKA 5684 (1995)
- [Fai83] H. Faissner et al., Phys. Lett. 125 B (1983) 230
- [Fai96] S. Faion, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe und FZ Karlsruhe (1995)
- [Fro79] A.G. Frodesen, 'Probability and statistics in particle physics', Universitetsforlaget (1979)
- [Fuk88] M. Fukugita, Y. Kohyama, K. Kubodera, Phys.Lett.B 212 (1988) 139
- [Gem89] H. Gemmeke et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 36 (1989) 718
- [Gla70] S.L. Glashow, J.Ilipoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- [Gra86] H.J Grabosch et al., Z. Phys. C31 (1986) 203
- [Gra93] W. Grandegger, Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 5122 (1993)
- [Gue76] A. Del Guerra, Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 337
- [Has73] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46 B (1973) 121
- [Jan95] T.E. Jannakos, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftlicher Bericht FZKA 5520 (1995)
- [Jan95b] T.E. Jannakos, Neutron Detection Efficiency, Status Report, KARMEN Collaboration
- [Jan95c] T.E. Jannakos, priv. Mitteilung, (1995)
- [Kim65] C.W. Kim, H. Primakoff, Phys. Rev. 140 (1965) 566
- [Kim79] C.W. Kim, H. Primakoff in 'Mesons in nuclei', North Holland Publishing Company (1979) 67
- [Kle94] M. Kleifges, Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 5394 (1994)
- [Kol92] E. Kolbe, K. Langanke, S. Krewald, F.K. Thielemann, Nucl. Phys. A 540 (1992) 599
- [Kol94] E. Kolbe et al., Phys. Rev. C 49 (1994) 1122
- [Lyo86] L. Lyons, 'Statistics for nuclear and particle physicists, Cambridge press (1986)
- [MAC86] MACRO Collaboration, C. De Marzo et al., Nuovo Cimento 9C (1986) 281
- [Mus94] M.J. Musolf, T.W. Donnelly et al., Phys. Rep. 239, (1994) 1
- [Par94] R. Parthasarathy, Preprint IMSC/94/14 (1994)
- [PDG94] Particle Data Group (1994), Rev. of Part. Phys.

- [Pou90] M. Pourkaviani, S.L. Minz, Nucl. Phys. A 573 (1994) 501
- [Rap91] J. Rapp, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [Rap96] J. Rapp, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftlicher Bericht FZKA 5758 (1996)
- [Ruf95] C. Ruf, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftlicher Bericht FZKA 5702 (1996)
- [Sch93] F.B. Schilling, Disseration, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [Schi96] P. Schirrmann, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Karlsruhe und FZ Karlsruhe (1996)
- [Sin74] P.Singer, in Springer Tracts in MOd. Phys.71, Springer Verlag, Berlin (1974) 39
- [UA2] UA2 Collaboration, Phys. Lett. 122 B (1983) 476
- [Web95] J. Weber, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und FZ Karlsruhe (1995)
- [Wei72] S. Weinberg, Phys. Rev., D5 (1972) 1412
- [Wol95] J. Wolf, Wissenschaftlicher Bericht, FZ Karlsruhe, FZKA 5636 (1995)
- [Zei85] B. Zeitnitz, Prog. Part. and Nucl. Phys. 13 (1985) 445
- [Zei94] B. Zeitnitz, Prog. Part. and Nucl. Phys. 32 (1994) 351