

KfK 5394
August 1994

**Erste Messung des
Energiespektrums von
Elektronneutrinos aus dem
 μ^+ -Zerfall**

M. Kleifges
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5394

Erste Messung des Energiespektrums von
Elektronenneutrinos aus dem μ^+ -Zerfall

Matthias Kleifges

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Das Neutrinoexperiment KARMEN führt seit mehr als 4 Jahren Messungen an der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford-Appleton-Laboratory in England durch. Dabei werden die im ISIS Target aus der Pionzerfallskette stammenden Neutrinos ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ in einem 56t-Flüssigszintillations-Kalorimeter nachgewiesen.

Das wesentliche Ziel von KARMEN ist neben der Suche nach Neutrinooszillationen im Kanal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ besonders die Untersuchung der Neutrino-Kernstreuung durch den neutralen und den geladenen schwachen Strom.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich schwerpunktmäßig mit der Untersuchung der exklusiven Kernreaktion durch den geladenen Strom $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{g.s.} + e^-$. Diese Reaktion läßt sich wegen ihrer sequentiellen Struktur infolge des ${}^{12}\text{N}$ -Zerfalls mit einem hohen Signal zu Untergrundverhältnis von 34:1 sehr gut untersuchen. Die Auswertung der Meßdaten ab Juni 1990 ergab 291 Ereignissequenzen, von denen 8.3 dem Untergrund zugerechnet wurden. Daraus wurde der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt der exklusiven Kernanregung im Energiebereich 0 - 53 MeV zu

$$\langle \sigma \rangle_{cc} = [9.1 \pm 0.55(\text{stat.}) \pm 0.74(\text{syst.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

bestimmt, in guter Übereinstimmung mit aktuellen theoretischen Berechnungen.

Die guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors ermöglichten außerdem, die primäre Energieverteilung der nachgewiesenen Elektronen zu entfalten. Damit konnte einerseits der energieabhängige Wirkungsquerschnitt der exklusiven Kernanregung und andererseits erstmalig die spektrale Energieverteilung der Elektroneneutrinos aus dem unpolarierten μ^+ -Zerfall bestimmt werden.

Die Messung des Energiespektrums von ν_e aus dem μ^+ -Zerfall bietet eine völlig neuartige und sehr sensitive Möglichkeit, die Lorentz-Struktur dieses schwachen Zerfalls zu untersuchen. Der Einfluß möglicher skalarer und tensorieller Wechselwirkungsanteile, die auf Physik jenseits des Standardmodells hindeuten, auf die Form des ν_e -Energiespektrums wird durch den ν_e -Michelparameter ω_L beschrieben. Aus der Analyse des Elektronenspektrums wurde er zu $\omega_L = 0.036^{+0.057}_{-0.051}$ bestimmt und ist damit in sehr guter Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells von $\omega_L = 0$, d.h. der (V-A) Struktur geladener schwacher Ströme. Daraus ergibt sich eine obere Grenze für die nicht mit dem Standardmodell kompatiblen Kopplungskonstanten: $|g_{RL}^S + 2g_{RL}^T| \leq 0.81$ (90 % CL).

Das KARMEN-Experiment wird noch weitere 2-3 Jahre mit hohem Strahlstrom fortgeführt werden. Die nach Ablauf der Meßzeit erwartete Statistik sollte den Fehler des Parameters ω_L soweit reduzieren, daß die gegenwärtigen Abschätzungen für skalare und tensorielle Kopplungsanteile weiter verbessert werden können.

First Measurement of the Energy Spectrum of Electron Neutrinos from μ^+ -Decay

Abstract

The neutrino experiment KARMEN has been performing measurements for more than 4 years at the spallation source ISIS at the Rutherford-Appleton-Laboratory in Great Britain. In the experiment the neutrinos ν_μ , ν_e and $\bar{\nu}_\mu$ from the pion decay chain in the ISIS target are detected in a 56t-liquid scintillator calorimeter.

Besides the search for neutrino oscillation in the channel $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ the other main physics aim is the investigation of the neutrino-nucleus interaction by neutral and charged weak currents.

This report concentrates on the exclusive nuclear excitation by the charged current $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{g.s.} + e^-$. Due to the sequential signature as a result of ${}^{12}\text{N}$ -decay this reaction allows an investigation with high signal to background ratio 34:1. The analysis of the data since June 1990 yields 291 events of which 8.3 were assigned to background events. Hence the flux averaged cross section of the exclusive nuclear excitation in the energy range 0 - 53 MeV was measured to be

$$\langle \sigma \rangle_{cc} = [9.1 \pm 0.55(\text{stat.}) \pm 0.74(\text{syst.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

which is in good agreement with theoretical calculations.

Besides this result, the good calorimetric properties of the KARMEN detector make it possible to unfold the primary energy of the detected electrons. This unfolding enabled both the energy dependent cross section and the energy distribution of the electron neutrinos from unpolarized μ^+ -decay to be determined.

The measurement of the ν_e -energy spectrum from the μ^+ -decay offers a totally new and highly sensitive possibility for the study of the Lorentz structure of this weak decay. The influence of possible scalar and tensor coupling components, that could give a hint on physics beyond the standard model, is described by the ν_e -Michel parameter ω_L . It was derived from the electron spectra to be $\omega_L = 0.036^{+0.057}_{-0.051}$ in good agreement with the prediction $\omega_L = 0$ of the standard model, i. e. the V-A structure of charged weak currents. An upper limit for new coupling constants that are not present in the standard model could be determined: $|g_{RL}^S + 2g_{RL}^T| \leq 0.81$ (90 % CL).

The KARMEN experiment is expected to be continued for another 2-3 years with high proton beam current. At the end of this measuring period the expected statistical accuracy should reduce the error on the parameter ω_L far enough so that the actual limits for scalar and tensor coupling constants can be much further improved.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrino-Physik mit ISIS	4
3	Physikalische Ziele und Nachweisreaktionen	7
3.1	Neutrino-Kernstreuung	7
3.1.1	Theoretische Modelle	9
3.1.2	Nachweisreaktionen des geladenen und neutralen Stroms	12
3.2	Neutrino-Oszillationen	13
3.2.1	Signatur der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation	15
3.2.2	Signatur der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation	16
4	Der KARMEN-Detektor	17
4.1	Zentraldetektor und innerer Antizähler	17
4.2	Innere passive Abschirmung	20
4.3	Äußerer Antizähler	20
4.4	Abschirmung und Eisenblockhaus	20
5	Elektronik, Triggersystem und Datenaufnahme	23
5.1	Front End Elektronik	24
5.1.1	ASTERIX-Karte	25
5.1.2	Analog-Driver, ADC-Interface und Datenkonversion	27
5.1.3	Testpulser SCEPTU und Scaler	27
5.2	Triggerlogik	28
5.2.1	Memory-Look-Up-Unit (MLU) und Data-Stack	30
5.2.2	Triggerprozessor (Trip)	31
5.3	Datenauslese und Softwaretrigger	33
5.4	Grundlagen der Detektoreichung	33
5.4.1	Ortskalibration	34
5.4.2	Energiekalibration	34
6	Untersuchung des inversen Betazerfalls an ^{12}C	37
6.1	Reduktion der Experimentdaten	37
6.2	Schnitte zur Reduktion der ν_e -Ereignisse	40
6.3	Bestimmung des Untergrunds	45
6.4	Untersuchung der Untergrundereignisse	47
6.4.1	Untergrundbestimmung mit der Maximum-Likelihood-Methode	49
6.5	Neutrinoereignisse	52
6.6	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	57

6.6.1	Berücksichtigung der Detektorgeometrie	57
6.6.2	Bestimmung der Neutrinoquellstärke	58
6.6.3	Anzahl der ^{12}C -Targetkerne	59
6.6.4	Nachweiswahrscheinlichkeiten	59
6.6.5	Resultat	62
7	Bestimmung des ν_e-Spektrums aus dem μ^+-Zerfall	64
7.1	Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts und Kinematik	64
7.2	Methode der Entfaltung	66
7.3	Ergebnis der Entfaltung	68
7.4	Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt	69
7.5	Energiespektrum der ν_e aus dem μ^+ -Zerfall	70
8	Bestimmung des Parameters ω_L des Myonzerfalls	72
8.1	Theoretische Form des ν_e -Spektrums	72
8.2	Maximum-Likelihood-Fit des ω_L -Parameters	76
8.3	Erwartete Genauigkeit mit zunehmender Statistik	80
A	Änderungen am Elektroniksystem seit Run 16	82
B	Untersuchungen mit constant fraction Diskriminatoren	87
	Literaturverzeichnis	92

1 Einleitung

Vor fast 62 Jahren postulierte W. Pauli das Neutrino als neutrales Zerfallsteilchen, um Energie- und Impulssatz im β -Zerfall einhalten zu können. Bereits kurz darauf griff E. Fermi diese Idee auf und formulierte 1934 einen ersten theoretischen Ansatz zur Beschreibung des β -Zerfalls. In Analogie zum Strom-Strom-Ansatz der elektromagnetischen Wechselwirkung beschrieb er die schwache Wechselwirkung als punktförmige Vier-Fermion-Wechselwirkung zwischen zwei ladungsändernden, vektoriellen Strömen.

Der Nachweis der Paritätsverletzung im β -Zerfall [Wu 57] und die Entdeckung neutraler Ströme mit der GARGAMELLE-Blasenkammer am CERN [Has 73] machten eine Erweiterung dieses Ansatzes notwendig. Die Ergänzung der klassischen Theorie um paritätsverletzende Anteile führte zur heute gebräuchlichen Vektor-Axialvektorform (V-A) für geladene Ströme. Zwar steht dieses Modell bei niedrigen Energien im Einklang mit bekannten Experimenten, aber für hohe Energien steigt der berechnete Wirkungsquerschnitt der ν -e-Streuung mit zunehmender Schwerpunktsenergie $\sim E_{CM}^2$ im Widerspruch zur Unitarität an.

Dieser Widerspruch wurde von S. Weinberg, A. Salam und S. Glashow durch eine renormierbare Theorie der $SU(2) \times U(1)$ Eichgruppe gelöst [Gla 61][Wei 67][Sal 68]. Sie beschreibt die schwache Wechselwirkung als Austauschwechselwirkung endlicher Reichweite, die durch massive geladene W^\pm -Bosonen im geladenen Strom bzw. durch das massive ladungslose Z^0 -Boson im neutralen Strom vermittelt wird. Großen Auftrieb erhielt diese auch als Standardmodell bezeichnete Theorie durch den direkten Nachweis der Austauschbosonen W^+ , W^- und Z^0 1983 am CERN [Arn 83, Bag 83] und die experimentelle Bestimmung ihrer Massen $M_W = 80.6$ GeV und $M_Z = 91.2$ GeV im theoretisch erwarteten Energiebereich.

Trotz dieses Erfolges bleiben doch einige Probleme bestehen, welche die moderne Physik durch neue Theorien der vereinheitlichten Kräfte (*Grand Unified Theories* = GUTs) zu lösen sucht. Diese Theorien fordern fast alle ein massebehaftetes Neutrino, und die Bestimmung möglicher Neutrinomassen ist zum zentralen Punkt der Physik jenseits des Standardmodells geworden. Neutrinos mit einer von Null verschiedenen Ruhemasse sind auch Gegenstand der modernen Astrophysik: mit Massen $m_\nu \approx 10$ eV sind sie geeignete Kandidaten zur Erklärung der dunklen Materie im Weltall (*Dark Matter Problem*).

Alle bisherige Experimente favorisieren jedoch masselose Neutrinos und geben obere Grenzen für die Neutrinomassen an:

$$\begin{aligned} m_{\nu_\tau} &< 35 \text{ MeV} \quad (95\% \text{CL}) \quad [\text{Pdg 92}] \\ m_{\nu_\mu} &< 270 \text{ keV} \quad (90\% \text{CL}) \quad [\text{Pdg 92}] \\ m_{\nu_e} &< 7.2 \text{ eV} \quad (95\% \text{CL}) \quad [\text{Wei 93}]. \end{aligned}$$

Hierbei wurde die $\bar{\nu}_e$ -Ruhemasse durch Untersuchung des hochenergetischen Teils des Tritium- β -Spektrums mit einem hochauflösenden Spektrometer bestimmt [Wei 93,

Hol 92]. Die Genauigkeit dieser Methode wird durch systematische Fehler der Spektrometerantwortfunktion begrenzt. Daher ist eine wesentliche Verbesserung der Massengrenze $m_{\bar{\nu}_e}$ durch diese Art von Experimenten nicht zu erwarten. Eine andere indirekte Methode zur Bestimmung von Neutrinomassen bis $m_\nu \approx 10^{-5} \text{ eV}$ stellt die Suche nach Neutrinooszillationen dar.

Man unterscheidet zwei verschiedene Arten von Experimenten:

In *Disappearance-Experimenten*, die bevorzugt an Kernreaktoren mit hohem Fluß durchgeführt werden, wird eine Verringerung des Neutrinoflusses eines Flavourzustands ν_l gemessen und auf eine Oszillation der Art $\nu_l \rightarrow X$ zurückgeführt. In *Appearance-Experimenten* an Beschleunigern weist man dagegen die Reaktion eines Neutrinos mit einem Flavour nach, welcher primär nicht erzeugt wurde.

Neutrinooszillationen waren ursprünglich zur Lösung des Solarneutrinoproblems vorgeschlagen worden. Dieses Problem besteht darin, daß der von verschiedenen Experimenten (z. B. vom Davis-Experiment, Kamiokande oder GALLEX) gemessene solare Neutrinofluß etwa um Faktor 2-3 kleiner ist als nach dem Standard-Sonnenmodell erwartet wird [Dav 83, Gal 94]. Eine Oszillation der Art $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ oder $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ könnte das gemessene Defizit im ν_e -Fluß auf der Erde erklären.

Das geplante Sudbury-Neutrino-Experiment SNO, welches einen 1 000t-Schwerwasser-Cerenkov-Zähler benutzt, kann neben dem ν_e -Fluß über die Reaktion $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$ auch den bolometrischen Gesamtfluß über die Reaktion $\nu_x + d \rightarrow \nu'_x + n + p$ bestimmen [Aar 87]. Die Ergebnisse von SNO werden mit dazu beitragen, die Frage zu klären, ob das Solarneutrinoproblem durch Neutrinooszillationen erklärt werden kann.

Eine andere wichtige Fragestellung der modernen Teilchenphysik ist die Untersuchung, ob Neutrinos Dirac- oder Majoranateilchen sind. Während Dirac-Neutrinos ein nicht verschwindendes magnetisches Dipolmoment besitzen können, haben Majorana-Neutrinos weder ein magnetisches noch ein elektrisches Dipolmoment. Ein eindeutiger Nachweis des Majorana-Charakters ist die Beobachtung des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls, nach dem zur Zeit intensiv gesucht wird [Hei 93].

Das KARMEN¹-Experiment untersucht das noch weitgehend unerforschte Gebiet der neutrinoinduzierten Kernübergänge. Hierzu werden Reaktionen von *beam dump* Neutrinos aus der stark gepulsten Spallationsneutronenquelle ISIS in einem großvolumigen Detektor beobachtet. Das benutzte 56t-Flüssigszintillations-Kalorimeter dient dabei sowohl als ¹²C-Target als auch zum Nachweis der Reaktionsprodukte.

Das Ziel des KARMEN-Experiments ist es, einerseits Eigenschaften der neutrinoinduzierten Kernübergänge zu erforschen, andererseits aber auch diese Übergänge zu benutzen, um die intrinsischen Eigenschaften von Neutrinos zu studieren. So werden z.B. die ν_μ , ν_e

¹Das Karlsruhe Rutherford Mittel-Energie Neutrino-Experiment wird von einer Kollaboration des Kernforschungszentrums Karlsruhe, der Universität Karlsruhe, der Universität Erlangen-Nürnberg, des Rutherford Appleton Laboratory (RAL UK), des Queen Mary and Westfield College (London) und der Oxford University durchgeführt.

und $\bar{\nu}_\mu$, die im ISIS-Target in der Zerfallskette positiver Pionen entstehen, zur Suche nach Oszillationen der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ im Appearance-Mode verwendet.

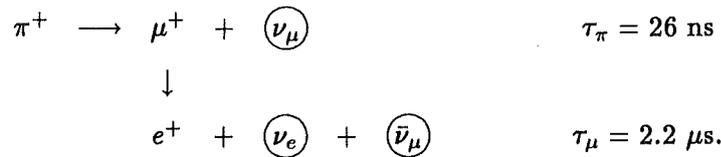
In der vorliegenden Arbeit wurden die Meßdaten von $3\frac{1}{2}$ Jahren Meßzeit ausgewertet und dabei intensiv die exklusive Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ untersucht. Im Gegensatz zur Neutrinostreuung durch den schwachen neutralen Strom, besitzt die exklusive Kernanregung eine so eindeutige Signatur, daß eine klare Trennung von Neutrinoereignissen und Untergrund möglich ist.

Die Kinematik dieser Reaktion kann außerdem dazu benutzt werden, um aus der Energie der nachgewiesenen Elektronen auf die Neutrinoenergie zu schließen. Die damit verbundene neue Möglichkeit der Neutrinospektroskopie wird von KARMEN dazu benutzt, das Energiespektrum von Elektroneneutrinos aus dem μ^+ -Zerfall in Ruhe auf im Standardmodell verbotene skalare und tensorielle Kopplungsanteile zu untersuchen. Durch den Vergleich der Meßwerte mit der (V-A) Vorhersage läßt sich so das Standardmodell überprüfen.

2 Neutrinophysik mit ISIS

Die Spallationsneutronenquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratory in Chilton, Großbritannien wird primär als intensive Neutronenquelle für festkörperphysikalische Experimente benutzt. Aus einem *rapid cycling* Synchrotron wird ein Protonenstrahl mit einer Frequenz von 50 Hz extrahiert und mit einer kinetischen Energie von 800 MeV auf ein Uran-Schwerwasser (U-D₂O) oder Tantal (Ta) Target geschossen. Dabei entstehen Spallationsneutronen, die durch das als Targetkühlmittel verwendete Schwerwasser und durch Methan moderiert werden und über Strahlrohre zu den umgebenden Neutronenstreuxperimenten gelangen oder in der meterdicken Targetabschirmung eingefangen werden.

Neben den Neutronen entstehen im Target auch neutrale und geladene Pionen (π^0, π^\pm). Während die π^0 sehr schnell ($\tau = 8.4 \times 10^{-17}$ s) elektromagnetisch in 2 γ -Quanten zerfallen, werden die π^+ und π^- innerhalb von 10^{-10} s im Target gestoppt. Da die negativen Pionen von den Targetkernen absorbiert werden, entstehen Neutrinos der Flavour ν_μ, ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ ausschließlich über die Zerfallskette positiver Pionen:



Bei einer Erzeugungsrate von $4.59 \times 10^{-2} \pi^+$ pro 800 MeV-Proton und einem mittleren Protonenstrom von $200 \mu\text{A}^2$ wird ein Fluß von $5.73 \times 10^{13} \nu/\text{s}$ produziert, der in Form von ν_μ, ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ gleicher Intensität isotrop vom Target emittiert wird.

Das Energiespektrum der Neutrinos ergibt sich aus der Kinematik der π^+ -Zerfallskette. Der Zweikörperzerfall des π^+ erzeugt monoenergetische Myonneutrinos mit einer Energie $E_{\nu_\mu} = 29.79$ MeV. Dagegen ist die Energieverteilung der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem Dreikörperzerfall des μ^+ kontinuierlich mit einer Maximalenergie $E_{max} = 52.83$ MeV (Abb. 1). Die genaue Form der Verteilung läßt sich im Rahmen der (V-A) Theorie der schwachen Wechselwirkung analytisch angeben [Bou 57]:

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

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

Eine besonders wichtige Eigenschaft von ISIS ist die gepulste Zeitstruktur des Protonenstrahls. Die Protonen werden in zwei 100 ns langen, parabelförmigen Pulsen aus dem

²Diese Werte entsprechen den Designwerten im Endausbau für ein Ta-Target, momentan wird etwa ein Strom von $180 \mu\text{A}$ erreicht.

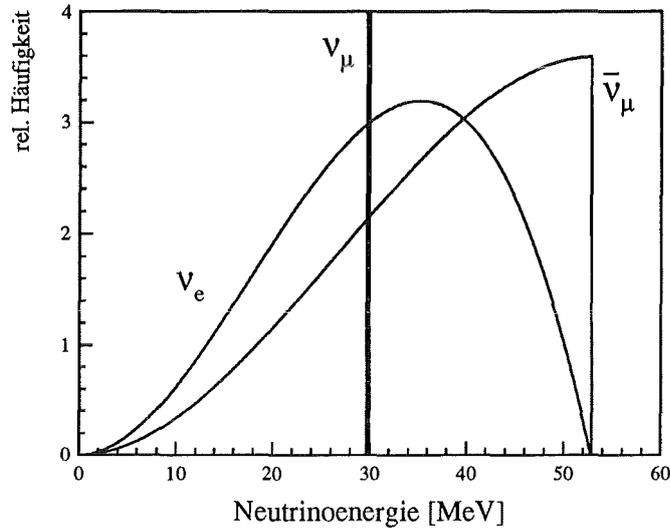


Abb. 1: Energieverteilung der ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem ISIS beam dump

Synchrotron extrahiert, welche in einem zeitlichen Abstand von 330 ns aufeinander folgen und mit einer Periodendauer von 20 ms wiederholt werden (gestrichelte Linie in Abb. 2a). Die aus dem π^+ -Zerfall stammenden ν_μ folgen wegen der kurzen Lebensdauer von nur 26 ns eng dem Zeitprofil des Strahls (Abb. 2a).

Die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem sehr viel langsameren μ^+ -Zerfall ($\tau = 2.2\mu\text{s}$) entstehen im wesentlichen erst ab $t \approx 0.5 \mu\text{s}$, wenn die ν_μ bereits verschwunden sind, und bilden einen mit der Myonlebensdauer exponentiell abfallenden Neutrinopuls (Abb. 2b). Innerhalb zweier Zeitbereiche von 150 ns um die Protonenpulse (ν_μ -Auswertefenster) existieren daher im wesentlichen nur ν_μ , in einem Zeitbereich von 0.5–10 μs (ν_e -Auswertefenster) dagegen nur ν_e und $\bar{\nu}_\mu$. Einen Überblick über die Auswertebereiche, die Kontamination mit dem jeweils anderen Neutrino flavour und den Unterdrückungsfaktor (*Dutyfaktor*) gegen nicht strahlkorrelierten kosmischen Untergrund gibt nachfolgende Tabelle 1:

Auswertung	Zeitfenster	ν_μ -Anteil	ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$ -Anteil	Dutyfaktor
ν_μ -Auswertung	0 ... 150 ns	96.9%	6.5%	1.5×10^{-5}
	330 ... 480 ns			
ν_e -Auswertung	0.5 ... 10 μs	0.7%	87.8%	5.0×10^{-4}

Tabelle 1: Anteile der Neutrino flavour im ν_μ - und ν_e - Auswertefenster

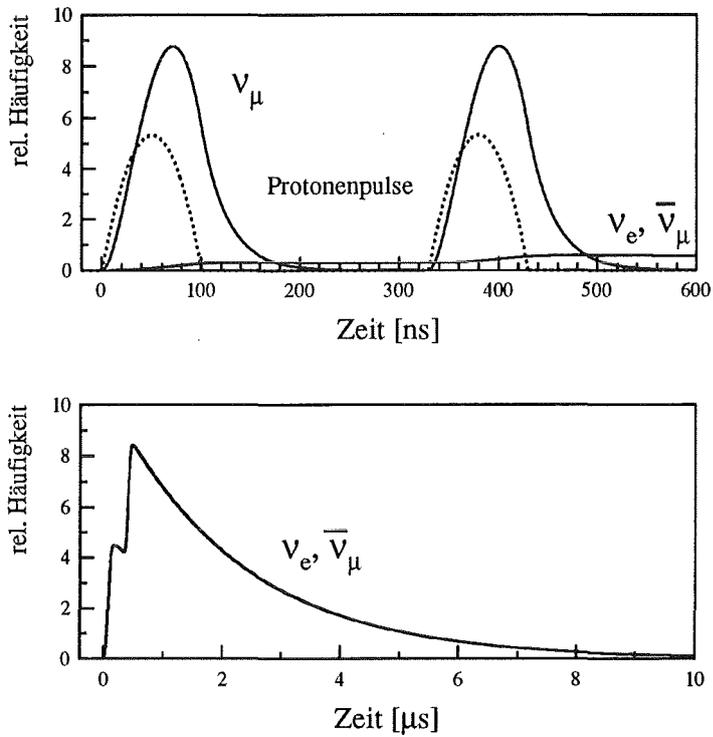


Abb. 2: Zeitverteilung der ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem ISIS-Beam Dump:
a) ν_μ -Auswertefenster b) ν_e - und $\bar{\nu}_\mu$ -Auswertefenster

Die besondere Zeitstruktur des Protonenstrahls erlaubt also eine effektive Trennung der ν_μ von den ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ und wegen der kleinen Dutyfaktoren eine wirksame Unterdrückung des kosmischen Untergrundes, dessen Signaturen überdies in der 20 ms langen Strahlpause sehr präzise gemessen und analysiert werden können.

3 Physikalische Ziele und Nachweisreaktionen

Die Spallationsneutronenquelle ISIS dient dem KARMEN-Experiment als intensive Quelle von ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus der Zerfallskette gestoppter positiver Pionen im Energiebereich bis 53 MeV. Wegen der speziellen Zeitstruktur von ISIS können die Neutrino flavours ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ dabei getrennt von den ν_μ untersucht werden. Die ^{12}C - und ^1H -Kerne des 56t-KARMEN-Kalorimeters auf der Basis eines organischen Szintillators dienen als aktives Target zum Nachweis von Neutrino-Kern-Wechselwirkungen.

Die wesentlichen Ziele des KARMEN-Experiments liegen auf dem Gebiet der Neutrinophysik [Zei 85, Zei 94]:

- Untersuchung der **neutralen und geladenen Kernanregung** von ^{12}C , insbesondere im Hinblick auf die Überprüfung der ν_μ - ν_e -*Universalität* neutraler Ströme und der Bestimmung schwacher nuklearer Formfaktoren,
- Suche nach **Neutrino-Oszillationen**,
- Benutzung der geladenen Stromreaktion an ^{12}C zur **spektroskopischen Untersuchung der ν_e -Energieverteilung** aus dem μ^+ -Zerfall. Diese Untersuchungen dienen dem Test des Standardmodells und bilden den Schwerpunkt dieser Arbeit.

Neben diesen Zielsetzungen wird das Experiment aber auch zur Untersuchung von Zerfalls- und Einfangreaktionen kosmischer Myonen benutzt [Gra 93, Jan 94].

3.1 Neutrino-Kernstreuung

Die Untersuchung der Neutrino-Kern-Anregung am ^{12}C -Kern ist von besonderem Interesse in der Kern-, Teilchen- und Astrophysik. Zum einen wird in Theorien der Nukleosynthese angenommen, daß Neutrinos aus Supernovaexplosionen auf ihrem Weg durch die äußeren stellaren Brennschalen mit den Kernen leichter Elemente reagieren und neue Elemente gebildet werden. Für den ^{12}C -Kern wird zum Beispiel die neutrale Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{11}\text{C} + n$ diskutiert [Har 91]. Die relativ große galaktische Häufigkeit von ^{11}B ließe sich dann durch den β -Zerfall von ^{11}C nach ^{11}B erklären. Zur Abschätzung der Raten solcher Prozesse sind gesicherte experimentelle Daten der energieabhängigen Wirkungsquerschnitte unbedingt notwendig.

Zum anderen werden in Zukunft verstärkt Detektoren gebaut, die solare oder Supernovaneutrinos mit Hilfe organischer Szintillatoren nachweisen. Auch die Benutzung dieser Detektoren zur Bestimmung von ν -Flüssen ist nur bei Kenntnis der ν - ^{12}C -Wirkungsquerschnitte möglich.

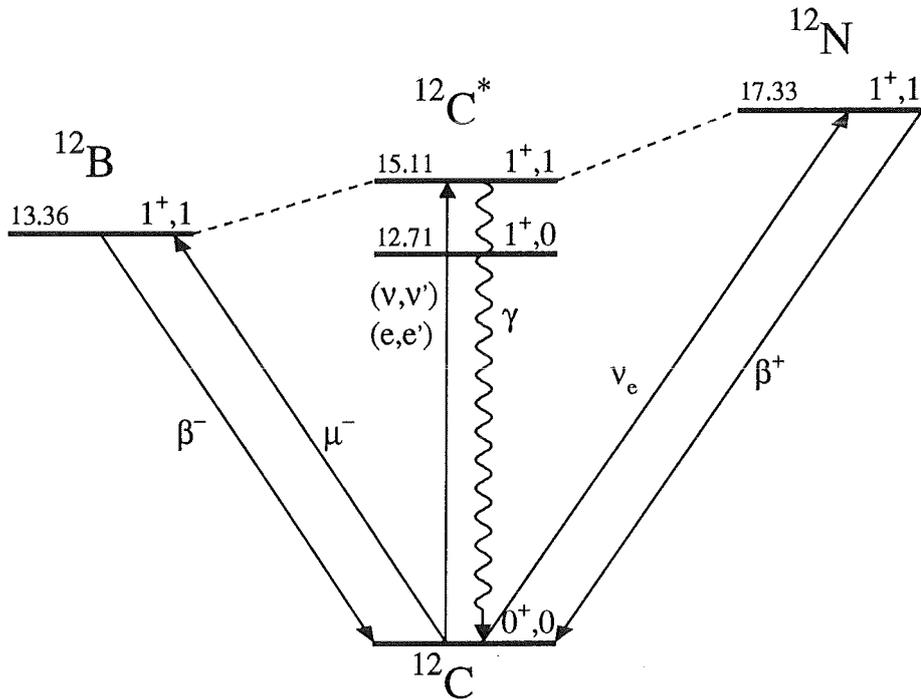


Abb. 3: Isospintriplett $A = 12$ mit Anregungsmöglichkeiten von $^{12}\text{C}_{g.s.}$

Im KARMEN-Experiment werden erlaubte Übergänge vom $^{12}\text{C}_{g.s.}$ in Zustände des Isospintripletts $A = 12$ durch Neutrinos angeregt (Abb. 3):

- Der Übergang vom $^{12}\text{C}_{g.s.}$ zum $^{12}\text{N} (1^+, 1)$ -Zustand erfolgt durch den geladenen Strom (**charged current = CC**), der bei KARMEN nur durch ν_e unter Austausch eines W^\pm -Bosons induziert wird.
- Die Anregung des $^{12}\text{C}^* (1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ -Niveaus durch den neutralen Strom (**neutral current = NC**) erfolgt unter Austausch eines Z^0 -Bosons. Dieser Übergang ist für alle Flavours möglich und durch den Vergleich der Kopplungsstärke von ν_μ und ν_e kann die ν_μ - ν_e -Universalität im Bereich kleiner Energien erstmalig experimentell getestet werden.
- Da $\bar{\nu}_e$ von ISIS nicht erzeugt werden, wird der Übergang zum $^{12}\text{B} (1^+, 1)$ -Zustand nur durch Einfangreaktionen gestoppter kosmischer Myonen induziert.

Die drei genannten Übergänge finden zwischen Kernzuständen definierter Parität, definiertem Drehimpuls und definiertem Isospin statt. Durch die definierte Isospinänderung $\Delta T = 1$ und den Spinflip $\Delta J = 1$ wirkt der Kern als **Spin-Isospin-Filter**, der nur den isovektor-axialvektoriellen Anteil des schwachen hadronischen Stroms selektiert.

3.1.1 Theoretische Modelle

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von CC- und NC-Reaktionen berechnet man das Matricelement M im Rahmen von Fermis Strom-Strom-Ansatz

$$M = \frac{G_F \cos \theta_C}{\sqrt{2}} j_\mu^\ell J_\mu^h.$$

Es besteht aus einem rein leptonischen Strom $j_\mu^\ell = \bar{\psi} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi$ der Leptonwellenfunktion ψ , der nach dem Standardmodell bekannt ist, und einem hadronischen Strom J_μ^h , der die innere Struktur der Nukleonen berücksichtigt. Die Bestimmung des Anteils J_μ^h erfordert die Einführung impulsabhängiger Formfaktoren, welche die Kerndynamik berücksichtigen und deren Behandlung sich je nach gewähltem theoretischem Modell unterscheidet.

Das bekannteste Modell, das Elementarteilchenmodell (EPM = *elementary particle model*) von Kim und Primakoff [Kim 65, Kim 79], war ursprünglich zur Beschreibung von β -Zerfällen entwickelt worden. Im Gegensatz zu 'mikroskopischen' Modellen betrachtet es den Kern als Elementarteilchen mit bekannten Quantenzahlen. Die Kernübergänge werden durch Formfaktoren $F_A(q^2)$, $F_M(q^2)$, $F_P(q^2)$ und $F_E(q^2)$ beschrieben, die reelle Funktionen des Impulsübertrags $q^2 = (p_i - p_f)^2$ sind und durch andere schwache Prozesse wie β -Zerfall, μ -Zerfall oder inelastische Elektronenstreuung bestimmt werden müssen. Sofern alle Formfaktoren durch solche Experimente bestimmt werden können, ist das EPM unabhängig von speziellen Kernmodellen. Da für die meisten Kerne jedoch keine vollständige Parametrisierung der Formfaktoren vorliegt, wurden Berechnungen des EPM in dieser Form bisher nur für erlaubte Übergänge in das Triplett ^{12}B - ^{12}C - ^{12}N durchgeführt [Kub 94].

Der axiale Strom, der den erlaubten Anteil des Übergangs beschreibt, stellt mit dem Formfaktor $F_A(q^2)$ den dominanten Anteil am Wirkungsquerschnitt. Die Formfaktoren $F_M(q^2)$, $F_E(q^2)$ und $F_P(q^2)$ des vektoriiellen Stroms beschreiben dagegen induzierte schwache Ströme des Kerns, die bei den kleinen Impulsüberträgen von KARMEN nur eine untergeordnete Rolle spielen [Gre 85]. Die Terme $F_E(q^2)$ und $F_M(q^2)$ skalieren zudem noch mit dem Verhältnis Leptonmasse zu Nukleonmasse und werden daher im weiteren vernachlässigt.

Um die q^2 -Abhängigkeit des Formfaktors F_M zu bestimmen, benutzt man die Hypothese des erhaltenen Vektorstroms (*conserved vector current* = CVC), die den schwachen magnetischen Formfaktor $F_M(q^2)$ des geladenen Stroms mit dem elektromagnetischen Formfaktor $\mu(q^2)$ durch

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

verbindet. Der elektromagnetische Formfaktor wird experimentell durch inelastische Elektronenstreuung an ^{12}C bestimmt und seine Impulsabhängigkeit im allgemeinen durch einen Dipolfit

$$\mu(q^2) = \frac{\mu(0)}{(1 - q^2/\alpha)}$$

charakterisiert [Min 91]. Zur Parametrisierung der q^2 -Abhängigkeit des Formfaktors F_A gibt es keine entsprechende Beziehung. Experimentelle Untersuchungen der μ -Einfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ haben jedoch gezeigt [Noz 83], daß F_A und F_M zumindest mit 10 % Genauigkeit die gleiche q^2 -Abhängigkeit haben:

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

Der Wert $F_A(0)$ kann dabei aus dem ft -Wert des β -Zerfalls bestimmt werden:

$$F_A^{CC}(0) = \sqrt{\frac{2\pi^2 \ln 2}{m_e^5 (G_F \cos \theta_c)^2 ft}} .$$

Innerhalb des Isospintripletts $A = 12$ besteht jedoch eine Verletzung der Isospinsymmetrie von rund ± 6 %, die sich in unterschiedlichen ft -Werten der Spiegelkerne ^{12}B und ^{12}N manifestiert [Ajz 90]:

$$\log ft = 4.066 \pm 0.002 \quad \text{für den } \beta^- \text{-Zerfall von } ^{12}\text{B}_{g.s.}$$

$$\log ft = 4.120 \pm 0.003 \quad \text{für den } \beta^+ \text{-Zerfall von } ^{12}\text{N}_{g.s.}$$

Nach diesem Formalismus wurde von Fukugita [Fuk 88] unter Benutzung eines mittleren ft -Wertes und der oben angegebenen q^2 -Abhängigkeit der energieabhängige Wirkungsquerschnitt mit einem geschätzten Fehler von 10 % berechnet.

Abbildung 4 zeigt den Verlauf des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts der CC-Reaktion nach Berechnungen verschiedener Autoren. Sowohl die Ergebnisse von Fukugita

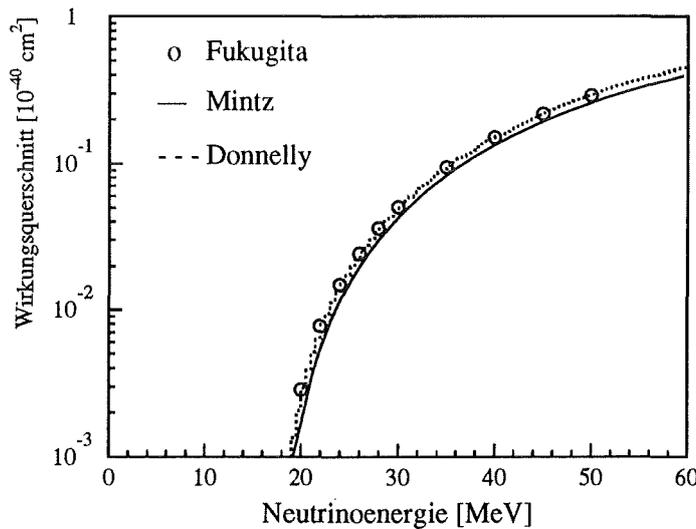


Abb. 4: Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$

[Fuk 88] und Mintz [Min 89] nach dem EPM als auch die Berechnung von Donnelly [Don 91] zeigen dieselbe Energieabhängigkeit. Man erkennt das für kleine Energien typische quadratische Anwachsen des Wirkungsquerschnitts mit

$$\sigma(E\nu_e) \sim (E\nu_e - Q)^2 \sim E_e^2.$$

Dies ist durch den wachsenden Phasenraum des entstehenden Elektrons bedingt.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für den neutralen Strom verläuft nach dem gleichen Formalismus wie für den geladenen Strom. Nur die Kopplung zwischen magnetischem Formfaktor F_M und elektromagnetischem Formfaktor $\mu(q^2)$ ändert sich:

$$F_M^{NC}(q^2) = (1 - 2 \sin^2 \theta_w) \mu(q^2).$$

Außerdem verringert sich der axiale Formfaktor F_A um den Isospinfaktor $\sqrt{2}$:

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

Da der axiale Anteil F_A auch hier das Matrixelement dominiert, ist der Wirkungsquerschnitt des neutralen schwachen Stroms etwa halb so groß wie der entsprechende Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms:

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

Diese Relation zeigt, daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ^{NC}/σ^{CC} praktisch nicht von vorhandenen Einflüssen des Kerns abhängt und deshalb von der Theorie auf $\approx 2\%$ genau bestimmt werden kann. Außerdem ist dieses Verhältnis auch experimentell — da unabhängig vom Neutrinofluß — mit geringem Fehler bestimmbar und für einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment gut geeignet.

Neben dem EPM hat sich das mikroskopische Modell von Donnelly und Walecka bewährt, das im Gegensatz zum EPM auch zur Berechnung von Übergängen in angeregte Kernzustände benutzt werden kann. In diesem Modell wird das Übergangsmatrixelement aus der gewichteten Summe von Einteilchen-Matrixelementen gebildet. Die Einteilchen-Matrixelemente werden nach Multipolen entwickelt, die den vektoriellen bzw. axialvektoriellen Teil des hadronischen Stroms repräsentieren. Die Gewichte, mit denen die einzelnen Nukleonen zum Vielteilchen-Matrixelement beitragen, hängen vom Impulsübertrag q^2 ab und werden verfügbaren experimentellen Daten aus β -Zerfall oder Elektronenstreuung angepaßt. Dadurch wird dieser Ansatz unabhängig von Kernmodellen.

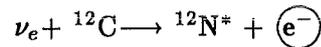
Besonders einfach wird die Berechnung im sogenannten *long wavelength limit* (LWL), wenn der Impulsübertrag — wie bei den kleinen Energien von KARMEN — deutlich geringer als der Fermi-Impuls des Kerns (≈ 250 MeV/c) ist. Dann tragen von sieben Multipoltermen nur noch zwei zum Matrixelement bei.

Die gute Energieauflösung des KARMEN-Detektors ermöglicht eine genaue Messung der Energie E_e des prompten Elektrons und mit Hilfe der kinematischen Beziehung³

$$E_{\nu_e} = E_e + 17.3 \text{ MeV}$$

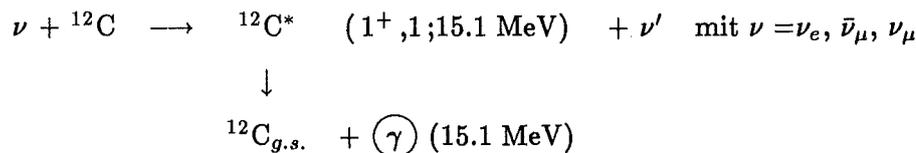
die Bestimmung der Neutrinoenergie E_{ν_e} . Die besonderen Möglichkeiten der Neutrinospektroskopie zum Test des Standardmodells werden in Kapitel 8 näher beschrieben.

Der geladene Strom kann auch Übergänge in angeregte Stickstoffzustände durch die Reaktion



erzeugen. Diese sind jedoch teilcheninstabil und zerfallen sofort unter Emission eines Protons. Im Gegensatz zur exklusiven Anregung von ${}^{12}\text{N}_{g.s.}$ wird nur ein einzelnes Elektron beobachtet, ein sequentieller Reaktionsschritt fehlt.

Mit KARMEN war es erstmals möglich, die neutrale Stromreaktion



zu beobachten. Da der angeregte ${}^{12}\text{C}$ -Kern zu 92 % unter Emission eines 15.1 MeV γ -Quants in den Grundzustand zurückfällt [Ajz 90], besteht der Nachweis dieser Reaktion aus einem einzelnen (*single prong*) Ereignis im Neutrinozeitbereich. Je nach gewähltem Auswertefenster kann die Anregung durch ν_μ oder ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ untersucht werden.

Die Trennung solcher *single prong* Ereignisse vom strahlkorrelierten Untergrund ist jedoch sehr schwierig. Deshalb konnte bisher nur im ν_e -Auswertefenster eine Auswertung mit ausreichender Statistik durchgeführt werden [Ebe 92, Bod 91]. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt der neutralen Kernanregung ergab sich zu [Kar 94b]

$$\langle \sigma_{NC}(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle = (10.4 \pm 1.0_{stat} \pm 0.9_{syst}) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

und steht in guter Übereinstimmung mit theoretischen Modellen (vgl. Tabelle 2).

3.2 Neutrino-Oszillationen

Die Idee der Neutrino-Oszillation setzt im Gegensatz zur Annahme des Standardmodells die Existenz massiver Neutrinos voraus. Ähnlich der Kobayashi-Maskawa-Matrix

³unter Vernachlässigung kleiner Rückstößeffekte im Bereich von $\leq 1\%$

im Bereich der Quarks existiert dann eine Matrix $U_{\ell m}$, welche die Mischung der Neutrinoeigenzustände der schwachen Wechselwirkung $|\nu_\ell\rangle$, ($\ell = e, \mu, \tau$) aus den Masseneigenzuständen $|\nu_m\rangle$, ($m = 1, 2, 3$) beschreibt

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{m=1}^3 U_{\ell m} |\nu_m\rangle.$$

Die unitäre 3×3 -Matrix $U_{\ell m}$ läßt sich eindeutig durch 3 reelle Konstanten (Mischungswinkel) und einem Phasenfaktor darstellen [Hal 84]. Die zeitliche Entwicklung der Neutrino-flavourzustände ergibt sich dann zu

$$|\nu_\ell(t)\rangle = \sum_{m=1}^3 e^{iE_m t} U_{\ell m} |\nu_m\rangle,$$

wobei die Energie $E_m \approx p_\nu + \frac{m_m^2}{2p_\nu}$ für verschiedene Massenzustände m bei gleichem Impuls p_ν leicht verschieden ist. Deshalb breiten sich die verschiedenen Anteile $|\nu_m\rangle$ unterschiedlich schnell aus und geraten mit zunehmender zeitlicher Entwicklung außer Phase, wodurch sich die Zusammensetzung des Neutrinostrahls ändert.

Beschränkt man sich der Einfachheit halber auf zwei Neutrino-flavour – z.B. ν_e und ν_μ –, dann enthält die Mischungsmatrix nur den Mischungswinkel θ als Parameter [Per 87]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}.$$

Ein ursprünglich reiner Myon-neutrinostrahl enthält mit der Wahrscheinlichkeit P periodisch einen Anteil ν_e gemäß [Boe 87]

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \times \Delta m^2 \times L}{E_\nu} \right)$$

mit θ = Mischungswinkel,

$\Delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2|$ = Differenz der Massenquadrate in [eV^2] ausgedrückt,

L = Abstand zur Neutrinoquelle [m]

und E_ν = Neutrinoenergie [MeV].

Dabei ist $\sin^2 2\theta$ ein Maß für die Amplitude der Oszillation und der Ausdruck $E_\nu / \Delta m^2$ ein Maß für die Oszillationslänge.

In praktischen Experimenten ist der Abstand L zwischen Quelle und Detektor fest vorgegeben und bei gegebener Neutrinoenergie E_ν ist die Oszillationswahrscheinlichkeit P nur noch eine Funktion der Parameter θ und Δm^2 .

In **Disappearance-Experimenten** sucht man nach einer Abnahme des Neutrino-flusses in verschiedenen Abständen von der Quelle; in **Appearance-Experimenten** dagegen versucht man das Entstehen eines neuen, im ursprünglichen Strahl nicht vorhandenen

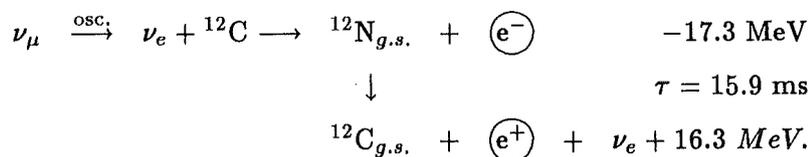
Neutrino flavours nachzuweisen. Die Sensitivität eines Experiments bezüglich der Parameter θ und Δm^2 wird durch die minimale Oszillationswahrscheinlichkeit P_{min} charakterisiert, mit der das Auftauchen oder Verschwinden eines Flavours gerade noch statistisch signifikant erkannt werden kann. Während man im Grenzfall großer Δm^2 die Sensitivität bezüglich des Mischungswinkels zu: $\sin^2 2\theta \geq 2P_{min}$ erhält, ergibt sich im Grenzfall kleiner Δm^2 die Sensitivität zu: $\Delta m^2 \geq \sqrt{0.62 \times P_{min}} \times E/L$.

Obwohl die Sensitivität von Disappearance-Experimenten an Reaktoren (Gösgen, Bugey) [Zac 86] wegen der ungenauen Flußnormierung nur bei etwa $P_{min} \approx 10^{-1}$ liegt, sind sie doch wegen niedriger Neutrinoenergie (etwa 1 – 8 MeV) und großer Abstände zur Quelle gut zur Sondierung kleiner Δm^2 geeignet. Experimente an beam dump Quellen erreichen dagegen deutlich kleinere Sensitivitäten $P_{min} \approx 10^{-2} \dots 10^{-3}$ und werden deshalb besonders zum Test auf kleine Mischungsanteile benutzt.

Im KARMEN-Experiment können ν_e und $\bar{\nu}_e$ eindeutig durch die CC-Reaktionen nachgewiesen werden; ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ hingegen können keine CC-Reaktion auslösen, da ihre Energie unterhalb der Erzeugungsschwelle für Myonen liegt. Deshalb kommen für die Suche nach Neutrino-Oszillationen im *Appearance-Mode* nur Reaktionen in Betracht, bei denen ν_e oder $\bar{\nu}_e$ im Ausgangan kanal entstehen, also die Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

3.2.1 Signatur der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation

Der Nachweis der ν_e aus der Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ erfolgt durch die CC-Reaktion an ^{12}C und dem nachfolgenden ^{12}N -Zerfall:



Die Signatur besteht also aus dem Nachweis eines monoenergetischen Elektrons der Energie $E_{e^-} = E_{\nu_\mu} - Q = 12.5 \text{ MeV}$ im ν_μ -Auswertefenster und eines örtlich korrelierten Positrons mit einer maximalen Energie $E_{e^+} \leq 16.3 \text{ MeV}$ in derselben oder darauffolgenden Strahlperiode.

Diese eindeutige, sequentielle Signatur erlaubt einen praktisch untergrundfreien Nachweis von oszillierten Elektroneneutrinos. Wendet man außerdem die gleiche Signatur auf das ν_e -Auswertefenster an, dann erhält man eine Zählrate, die zur flußunabhängigen Normierung der Oszillationsereignisse dienen kann. Allerdings ist die Sensitivität der Oszillation durch den etwa 0.3 % ν_e -Anteil im ν_μ -Auswertebereich begrenzt.

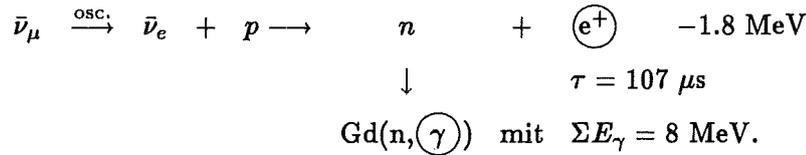
Die Auswertung über einen Meßzeitraum von 3 Jahren ergibt eine obere Grenze der Oszillationswahrscheinlichkeit [Kar 94]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) < 4.8 \times 10^{-2} \quad (90\% \text{CL}).$$

3.2.2 Signatur der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation

Da alle vom Protonenstrahl erzeugten π^- und μ^- noch im Target gestoppt und von den schweren Targetkernen eingefangen werden, beträgt die Kontamination an $\bar{\nu}_e$ aus dem μ^- -Zerfall nur etwa 8×10^{-4} [Dod 94, Woc 89]. Deshalb müßte der Nachweis von $\bar{\nu}_e$ im KARMEN-Detektor auf die Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ zurückgeführt werden.

Die Suche nach $\bar{\nu}_e$ erfolgt durch den inversen β -Zerfall am Proton⁴:



Die Signatur der Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ besteht daher aus 2 Teilen:

1. Nachweis eines Positrons im ν_e -Auswertefenster mit einer Energie bis 51 MeV. Die genaue Form des erwarteten Energiespektrums hängt in diesem Fall auch vom Oszillationsparameter Δm^2 ab [Hoe 92].
2. Nachweis eines Neutrons, das nach wenigen 100 μs thermalisiert und an Gadolinium eingefangen wurde. Hierbei entstehen im Mittel 3 γ -Quanten mit einer Gesamtenergie von 8 MeV, die in enger räumlicher Koinzidenz zum Positron ($|\Delta X| \leq 80 \text{ cm}$) nachgewiesen werden.

Die vorläufige Analyse der Daten von 3 Jahren Meßzeit ergibt einen Ausschluß von Oszillationen und eine obere Grenze für die Wahrscheinlichkeit [Kar 94]:

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) < 8.3 \times 10^{-3} \quad (90\% \text{CL}).$$

⁴Wegen des 20-fach größeren Wirkungsquerschnitts (σ) = $1.084 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ dieser Reaktion und der etwa doppelten Anzahl an Protonen kann die CC-Anregung von ^{12}C durch $\bar{\nu}_e$ vernachlässigt werden.

4 Der KARMEN-Detektor

Der KARMEN-Detektor wurde speziell zum Nachweis der Reaktionsprodukte aus neutrinoinduzierten Reaktionen im Energiebereich bis 50 MeV entwickelt. Die sehr kleinen Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen ($\sigma \approx 10^{-42} \text{cm}^2$) bedingen eine geringe Ereignisrate⁵ und erfordern daher den Einsatz eines großvolumigen Detektors sowie wirksame Maßnahmen zur Untergrunderkennung. Um sequentielle Ereignisstrukturen sicher nachweisen zu können, ist außerdem auch eine hohe Energie-, Orts- und Zeitauflösung notwendig. Diese Anforderungen werden beim KARMEN-Experiment durch ein großvolumiges zentrales Flüssigszintillations-Kalorimeter erfüllt, welches von mehreren aktiven Vetozählern und passiven Abschirmungen umgeben ist. Das Detektorsystem besteht aus folgenden Einzelkomponenten:

- Zentraldetektor und innerer Antizähler
- innere passive Abschirmung
- äußerer Antizähler (*Shieldzähler*)
- äußere passive Abschirmung (Eisenblockhaus).

Mechanischer Aufbau und Funktionsweise der einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten näher beschrieben.

4.1 Zentraldetektor und innerer Antizähler

Der Zentraldetektor befindet sich zusammen mit dem inneren Antizähler in einem quaderförmigen Stahltank von etwa 3.50 m Länge, 3.20 m Breite und 6.0 m Höhe⁶ (jeweils Innenmaße). Der Tank enthält 65 000 l der Szintillatorflüssigkeit PPP, einem Gemisch bestehend aus 75 Vol.% dickflüssigem Paraffinöl, 25 Vol.% Pseudocumol und 2 g/l der szintillierenden Substanz PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrasolin). Der Szintillator wurde speziell vom Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelt und unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie auf hohe Lichtausbeute und große Abschwächlänge optimiert [Eit 94].

Das gesamte Tankvolumen von 67.3 m³ ist durch eine optische Segmentierung aus dünnen Plexiglasplatten in 512 Zentraldetektormodule unterteilt, die in Form einer Matrix von 16 Spalten und 32 Reihen angeordnet sind (vgl. Abb. 5). Jedes so gebildete Modul hat einen Querschnitt von 18.1 × 17.7 cm² und eine Länge von 3.53 m. Zusätzlich wird der Zentraldetektor an 4 Seiten von jeweils 32 bzw. 16 Modulen mit halber Querschnittfläche umgeben, welche die rechte und linke bzw. die obere und untere Seite des inneren Antizählers bilden.

⁵Pro Tag werden etwa 2 – 3 ν -Ereignisse unter etwa 3.5×10^8 Untergründereignissen erwartet.

⁶Der Tank ist nur bis zur Höhe $h = 5.96$ m gefüllt.

KARMEN – Detektor

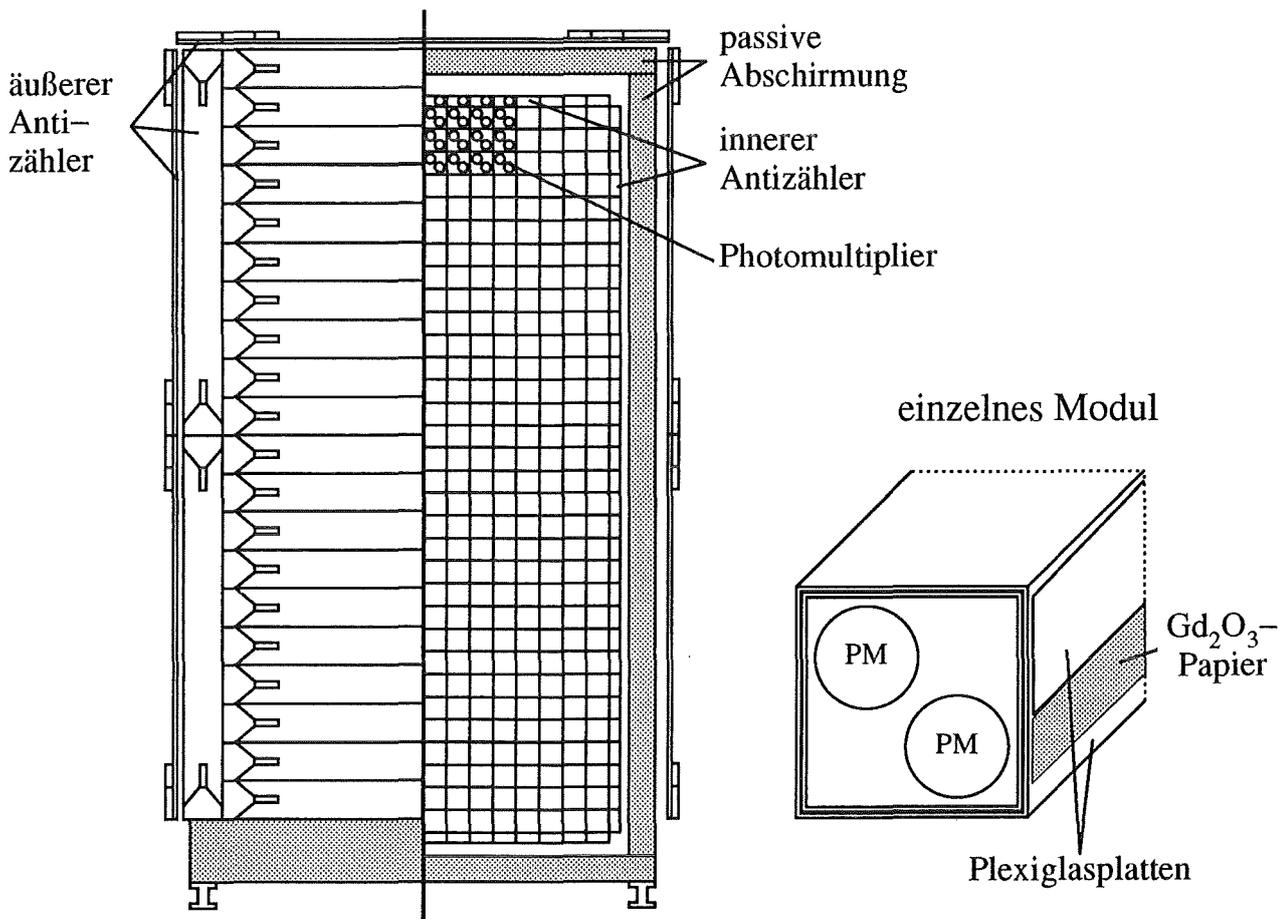


Abb. 5: Aufbau des KARMEN-Detektors (ohne Blockhaus) in Frontansicht und Darstellung eines Zentraldetektormoduls.

Die Wände jedes Moduls bestehen aus zwei 1.5 mm starken Plexiglasplatten, die an ihren Rändern so verklebt sind, daß zwischen ihnen ein dünner Spalt verbleibt. Die Luft in diesem Spalt bewirkt, daß innerhalb des Detektors erzeugtes Szintillationslicht durch Totalreflexion an den Plexiglaswänden zu den Modulenden geleitet wird.

Außerdem befindet sich in dem Luftspalt auch ein dünner Papierstreifen, der homogen mit Gadoliniumoxid (Gd_2O_3) mit einer Flächenbelegung von 7.68 mg/cm^2 beschichtet ist. Wegen seines hohen Wirkungsquerschnittes für den Einfang thermischer Neutronen ($\sigma \approx 49000 \text{ barn}$ [Mug 73]) ist Gadolinium besonders geeignet, die aus dem $\bar{\nu}_e$ -induzierten inversen β -Zerfall am Proton stammenden Neutronen nachzuweisen. Der Nachweis erfolgt dabei durch die beim Einfang emittierten γ -Quanten. Auf die Verwendung von Gadolinumpapier im inneren Antizähler und in der äußersten Reihe und Spalte des Zentraldetektors wurde jedoch verzichtet, um den Nachweis von Neutronen zu unterdrücken, die aus Reaktionen von in den Detektorwänden gestoppten Myonen stammen und von außen in den Zentraldetektor eindringen. Durch eine optimierte Gd-Belegung konnte die Rate dieser Reaktion um den Faktor 10^2 verringert werden [Dre 90].

Dem Nachweis des Szintillationslichts dienen $3''$ -Photomultiplier (Typ: Valvo XP 3462), die in Halterungen in den Stirnwänden befestigt sind. Jedes Zentraldetektormodul wird von zwei aufeinander abgestimmten Photomultipliern (PM) pro Seite ausgelesen; die Antizähler besitzen aus geometrischen Gründen nur einen PM pro Seite. Die optische Ankopplung der insgesamt 2240 PM-Röhren und die Abführung der entstehenden Wärme erfolgt durch dünnflüssiges Koppelöl, welches in einem geschlossenen Kreislauf umgepumpt und gekühlt wird. Die Ölkühlung hält die Detektortemperatur auf $(18.2 \pm 0.5)^\circ\text{C}$ konstant [Klf 94].

Die PM-Halterungen der Stirnwände sind mit einer Durchlaßbohrung versehen, durch die über eine Glasfaser kurze Lichtpulse des Lasersystems in die Module geleitet werden können. Das Lasersystem [Mal 93] dient insbesondere der Bestimmung des Zeitnullpunkts T_0 relativ zum ISIS-Puls, der Messung von Differenzzeiten zwischen verschiedenen Modulen und der Kontrolle des Gesamtsystems bezüglich Linearität und Energienullpunkt.

Die Energieauflösung der einzelnen Module wurde mit Lasermessungen bestimmt zu [Dod 93]

$$R_E = \frac{\sigma_E}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} .$$

Dieser Wert ist vergleichbar mit Ergebnissen aus der Analyse von Energieverlustspektren kosmischer Myonen [Woc 89, Wöl 92]. Neben einer guten Energieauflösung ist auch ein hoher Anteil aktiven Materials am Detektorvolumen wesentlich für eine genaue Energiemessung. Da der KARMEN-Detektor zu 96.5 Vol.% aus aktivem Szintillator besteht, wird der weitaus größte Teil der deponierten Energie auch in Licht umgewandelt und kann von den PM nachgewiesen werden.

Der Ort x eines Ereignisses entlang der Modulachse wird aus der Zeitdifferenz zwischen den Pulsen der gegenüberliegenden PM-Röhren ermittelt. Die Ortsauflösung, die mit dem

Laser gemessen wurde, beträgt

$$\sigma_x = \frac{(28 \pm 5) \text{ cm}}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} .$$

Diese Auflösung reicht auch bei kleinen Energien aus, um über eine enge Ortskorrelation sequentielle Ereignisse nahezu untergrundfrei bestimmen zu können.

4.2 Innere passive Abschirmung

Der gesamte Szintillatortank (2 cm Wandstärke) ist an allen 6 Seiten mit 18 cm starken Eisenplatten umgeben. Diese innere passive Abschirmung dient der mechanischen Stabilität des Detektortanks und schirmt den Detektor gegen γ -Quanten ab, die beim Durchgang kosmischer Myonen im Eisenblockhaus entstehen. Die γ -Quanten stammen dabei aus Bremsstrahlungsprozessen von δ -Elektronen bzw. den Michelelektronen gestoppter Myonen.

4.3 Äußerer Antizähler

Der äußere Antizähler, auch *Shieldzähler* genannt, hat die Aufgabe, alle in den Detektor ein- und auslaufenden Myonen zu erkennen, um mögliche myoneninduzierte Reaktionen (und Folgereaktionen) im Zentraldetektor verwerfen zu können.

Er besteht aus 136 Feststoffszintillatorplatten (NE 110), welche die äußerste Lage des Detektors bilden. Die 3 cm dicken, 30 cm breiten und 2.4 – 3.1 m langen Szintillatorplatten sind dabei so angeordnet, daß sie die gesamte Oberfläche außer der Bodenplatte lückenlos überdecken [Bod 90]. Das erzeugte Szintillationslicht wird von Lichtleitern an den Plattenenden gesammelt, um 180° umgelenkt und zu zwei auf der Plattenoberseite montierten Photomultipliern (EMI 9813 KB) geleitet. Bei geringer Bauhöhe erlaubt diese Konstruktion die Erkennung eindringender Myonen mit einer geometrischen Leckrate von weniger als 1 % [SCH 93], in Kombination mit dem inneren Antizähler werden sogar 99.8 % aller Myonen erkannt.

Eine geeignete Wahl der Ansprechschwelle läßt das Shield die myonische Komponente sicher erkennen, ohne daß durch hohe Zählraten der natürlichen γ -Aktivität die Zählertotzeit erhöht wird.

Im folgenden wird der innere Antizähler kurz als Antizähler und der äußere Antizähler meist als Shieldzähler bezeichnet werden. Die Bezeichnung Veto­zähler wird benutzt, wenn im allgemeinen Sinn beide Zählerarten gemeint sind.

4.4 Abschirmung und Eisenblockhaus

Der KARMEN-Detektor befindet sich im südlichen Teil der ISIS Experimentierhalle in einer mittleren Entfernung von 17.7 m zum Spallationstarget (vgl. Abb.6). Der dort erzeugte große Neutronenfluß und die hohe γ -Aktivität werden durch eine mehrere Meter

dicke Wand aus Eisen und Beton soweit verringert, daß auch während der Strahlzeit in der Halle gearbeitet werden kann. Die Wirkung dieser 'biologischen' Abschirmung reicht jedoch nicht aus, um den Erfordernissen des KARMEN-Experiments zu genügen. Deshalb steht der Detektor innerhalb des 6000 t schweren ν -Bunkers, einem Eisenblockhaus mit einer Nutzfläche von $10 \times 4.2 \text{ m}^2$ und einer Höhe von 7 m. Die Wände des Bunkers sind aus mehreren Lagen Eisenbrammen aufgebaut, die zusammen eine Wandstärke von 2 m und eine Deckenstärke von 3 m ergeben.

Durch eine auf Rädern verschiebbare Eisentür (600 t schwer, 1.5 m Wandstärke) wurde der Detektor von seiner Montageposition in der KARMEN-Halle in seine Meßposition gefahren. Durch einen Spalt in dieser Tür werden auch die Signalkabel zum außerhalb stehenden Elektronikturm geführt.

Neben dem Schutz vor strahlkorreliertem Untergrund schirmt das Blockhaus die hadronische und die elektromagnetische Komponente der kosmischen Strahlung praktisch vollständig ab. Weil Myonen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation verlieren, läßt sich ihr Anteil mittels des Blockhauses nur zu etwa 60 % verringern. Deshalb dringen noch etwa 1200 Myonen pro Sekunde in den Detektor ein und die von ihnen induzierten Prozesse müssen durch das Vetozählersystem unterdrückt werden.

Schon während der ersten Testmessungen im Herbst 1988 zeigte sich [Dre 90], daß die Abschirmung gegen strahlkorrelierten Untergrund nicht ausreichend war. Zur weiteren Reduzierung des Untergrunds schneller und langsamer Neutronen wurden seither folgende Maßnahmen ergriffen:

- Die dem Target zugewandte (=upstream) Bunkerwand wurde mit einer zusätzlichen 1.2 m starken Eisenwand verstärkt. Insgesamt befinden sich jetzt 7.2 m Eisen zwischen Detektor und Target.
- Ein Tunnel unterhalb der Targetsüdseite, der dem Zugang und der Versorgung dient, wurde mit einer 1.2 m dicken, 3 m hohen Eisenwand ausgekleidet.
- Speziell zur Abschirmung langsamer Neutronen wurden Bor-Polyethylenplatten an den vier Seitenwänden und der Decke zwischen Bunkerwand und Shieldzähler angebracht. Die Neutronen werden zuerst im Polyethylen (CH_2 -Ketten) durch (n,p)-Stöße thermalisiert und dann durch die $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ -Reaktion absorbiert. Diese Maßnahme ist sehr effektiv und hat den Fluß langsamer Neutronen um etwa einen Faktor 20 reduziert [Ebe 92].
- Zur Abschirmung gegen γ -Strahlung aus ^{40}K der Betonfundamente wurde der Fußboden der freigebliebenen downstream Seite mit 4 cm dicken Eisenplatten abgedeckt.
- Weitere Eisenabschirmungen an der upstream Seite und den Seitenwänden sind derzeit im Aufbau. Das Hinzufügen weiterer Abschirmelemente wird durch den begrenzten Platz wegen der umliegenden Experimente jedoch immer schwieriger.

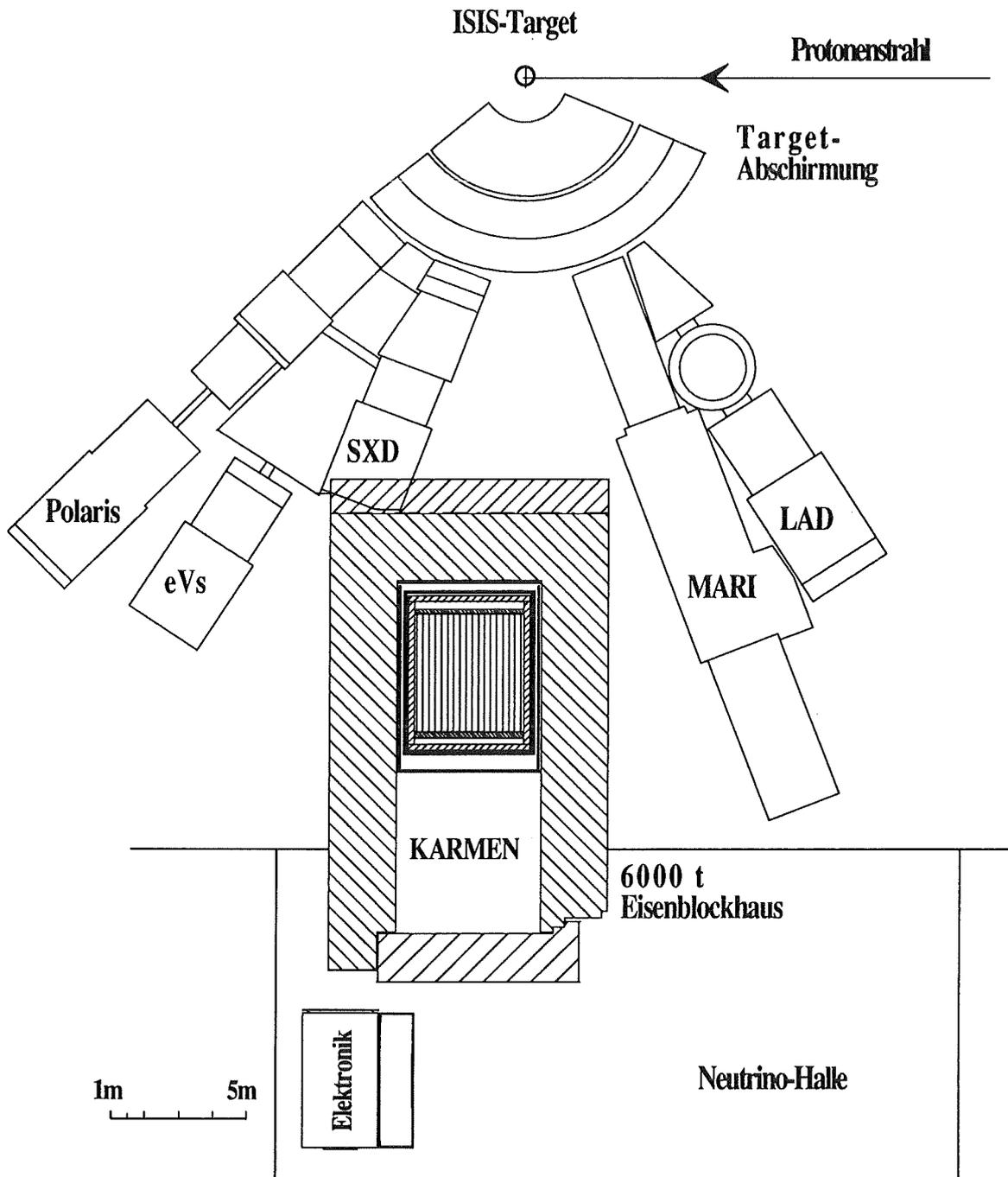


Abb. 6: Lageplan der KARMEN-Experimentumgebung: Detektor, ν -Blockhaus, Elektronik und die Nachbarexperimente LAD, MARI, SXD, eVs und POLARIS.

5 Elektronik, Triggersystem und Datenaufnahme

Das KARMEN-Elektroniksystem erfaßt alle wichtigen Daten für die Auswertung sequentieller Neutrinoereignisse. Dazu muß es in der Lage sein, die Energie, den Ort und die Zeit von Ereignissen im Detektor mit hoher Auflösung zu bestimmen.

Aufgrund der vielen Module und der niedrigen Schwellen von 1-2 MeV beträgt die Ereignisrate etwa 4000 Hz. Bei der hohen Rate ist das vollständige Auslesen aller Ereignisse nicht möglich, da die Totzeit des Detektors zu sehr ansteigen würde. Die Elektronik erfordert daher ein komplexes und flexibles Triggersystem, das eine schnelle Trennung zwischen möglichen Neutrinoereignissen und Untergrund vornimmt [Gem 89].

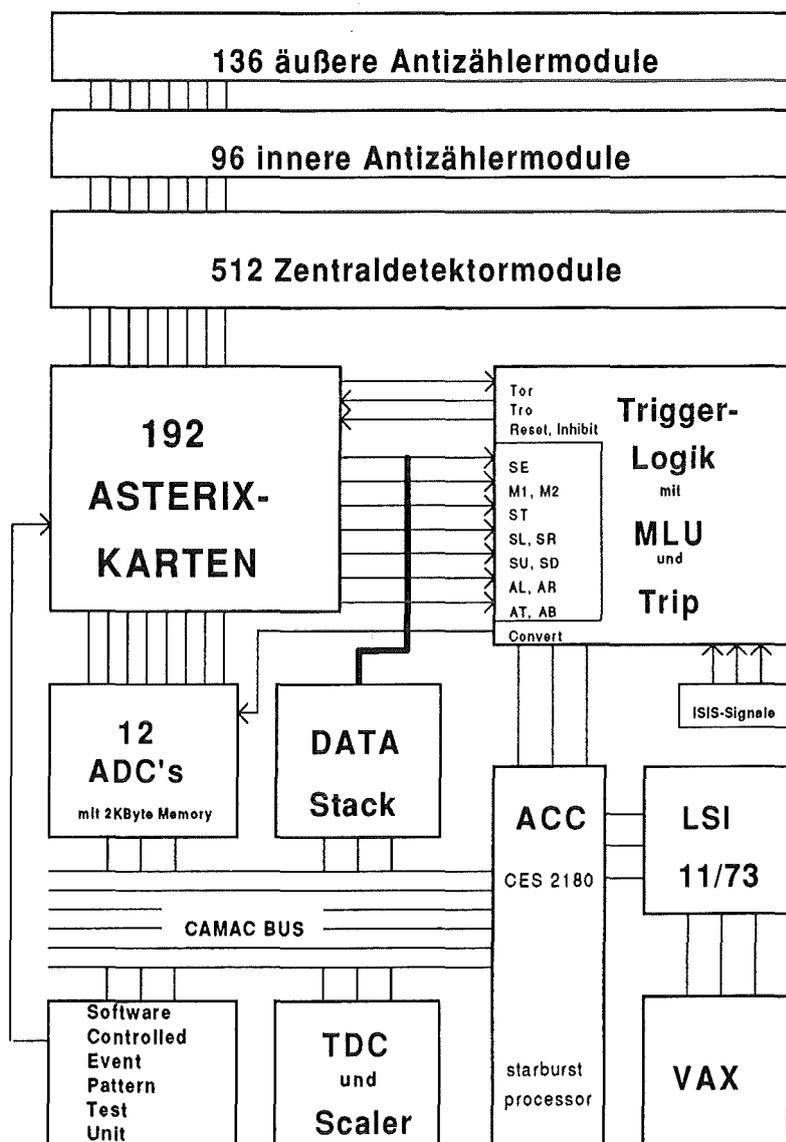


Abb. 7: Blockdiagramm des KARMEN-Elektroniksystems

Abb. 7 zeigt die wichtigsten Komponenten des KARMEN-Elektroniksystems. Das System besteht im wesentlichen aus 3 Teilen:

- 192 ASTERIX⁷-Karten der *front end* Elektronik wandeln die Photomultiplierpulse der 512 Zentraldetektor-, 96 Antizähler- und 136 Shieldmodule in analoge Energie- und Zeitsignale um. Außerdem erzeugen sie Signale der Summenenergie und Multiplizität der Hauptdetektormodule und der Anti- bzw. Shieldzähler, die der Triggerlogik als Entscheidungsgrundlage dienen.
- Die Triggerlogik entscheidet innerhalb von etwa 800 ns, ob das momentane Ereignis gelöscht werden soll (Reset) oder eine Konversion der Ereignisdaten durch die ADCs veranlaßt wird. In jedem Fall wird das Ereignis im *Data-Stack* als Ereignismuster (Pattern) gespeichert. Durch Signale von ISIS wird die Triggerlogik und damit alle Elektronikkomponenten auf den Protonenstrahl synchronisiert.
- Das Datenaufnahmesystem, welches von einem intelligenten *Auxilliary Crate Controller* (ACC) vom Typ CES 2180 gesteuert wird, liest am Ende jeder Strahlperiode die konvertierten Ereignisdaten über ein CAMAC-Bussystem aus den ADCs, TDCs und dem Data-Stack aus. Die Daten werden formatiert und zur Speicherung auf Platte oder Magnetband auf eine LSI 11/73 übertragen.

Ergänzt wird das System durch den Testpulsler SCEPTU (Software Controlled Event Pattern Test Unit), mit dem zur Kalibration und zum Test definierte Pulse in den ASTERIX-Karten erzeugt werden können.

Im folgenden wird das Elektroniksystems detailliert beschrieben, wie es seit Mitte 1992 praktisch unverändert besteht. Durchgeführte Änderungen und Verbesserungen seit Beginn des routinemäßigen Meßbetriebs Anfang 1990 sind – soweit sie für die Auswertung von Bedeutung sind – im Anhang A beschrieben.

5.1 Front End Elektronik

Um den Ort, die Energie und die Zeit eines Ereignisses zu bestimmen, erzeugt die front end Elektronik aus den Anodensignalen A_u und A_d der upstream und downstream Photomultiplier die vier Meßgrößen dT , E_u , E_d und T_{rel} .

- Das Ortsignal dT ist proportional der Differenzzeit zwischen upstream und downstream Photomultipliersignal und legt den Ort entlang der Modulachse (x-Achse) fest.
- Die durch Integration bestimmte Ladung der Pulse A_u und A_d bildet das Energiesignal E_u und E_d .

⁷Abkürzung für Analog Signal and Time Range Integrator and MultipleXer

- Wenn an einem Ereignis mehrere Module beteiligt sind, legt das T_{rel} -Signal die Zeitdifferenz zum ersten angesprochenen Modul und damit die relative zeitliche Reihenfolge der beteiligten Module fest.

Die Generierung dieser 4 Meßsignale und weiterer zusätzlicher Signale für die Triggerlogik erfolgt auf den ASTERIX-Karten. Jede Karte besitzt 4 identische Kanäle (*Bars*) zur Verarbeitung der Signale von 4 Detektormodulen. Jeweils 16 ASTERIX-Karten befinden sich zusammen mit einem *Analog-Driver*, einem *ADC-Interface* und einer *SCEPTU-Karte* in einem Doppel-Europa-Rahmen (*Crate*). Alle Einschubkarten eines solchen Rahmens besitzen eine gemeinsame Stromversorgung und sind zum schnellen Datentransfer untereinander durch ein analoges und ein digitales Bussystem miteinander verbunden. Insgesamt werden für die 192 ASTERIX-Karten 12 Crates benötigt, davon 8 für die Module des Zentraldetektors und 4 für die Vetoählermodule.

5.1.1 ASTERIX-Karte

Die Anodensignale der beiden 3"-Photomultiplier jeder Detektorseite werden noch am Detektor passiv addiert und mittels 75 Ω -Koaxialkabel zu den ASTERIX-Karten des Frontendes geleitet. Wegen des 13 m längeren Signalkabels wird das upstream Signal A_u um weitere 53 ns verzögert und die Zeitmessung daher stets durch das downstream Signal A_d gestartet.

Die Funktionsweise der ASTERIX-Karten ist in Abb. 8 als Blockdiagramm dargestellt. Die Ankunft der Eingangssignale A_d und A_u wird durch *leading edge* Diskriminatoren⁸ registriert, deren Schwelle im Bereich 7...250 mV auf ± 0.5 mV genau eingestellt werden kann. Die Teilung der extern vorgegebenen Schwellenspannung um den Faktor 40 erhöht die Homogenität der Schwelle innerhalb des Zentraldetektors und unterdrückt eingestreuten Brumm.

Sobald ein downstream Signal A_d die Schwelle überschreitet, beginnt parallel die Integration der Eingangssignale aller vier Kanäle. Falls innerhalb der Integrationszeit von 192 ns kein Kanal die Schwelle mit beiden Anodensignalen überschreitet, werden die integrierten Ladungen gelöscht und die Karte in ihren Ausgangszustand zurückgesetzt.

Wurde jedoch in mindestens einem Kanal von beiden Eingangssignalen die Schwelle überschritten und dadurch eine **Modulkoinzidenz** hervorgerufen, bleibt die integrierte Ladung als E_d - und E_u -Signal in je einem Kondensator bis zur Auslese gespeichert. In diesem Fall integriert ein *Time-to-Amplitude-Converter* (TAC) einen konstanten Strom während der Zeit zwischen der Ankunft des Anodensignals A_d und A_u und erzeugt so das Differenzzeitsignal dT .

Außerdem startet jede Modulkoinzidenz den TAC des Relativzeitsignals T_{rel} und erzeugt ein sogenanntes T_{or} -Signal. Das erste T_{or} -Signal, welches als Resultat einer mehr-

⁸Auf die Bauart und den dadurch bedingten Walkoeffekt dieser Diskriminatoren wird ausführlich im Anhang B eingegangen.

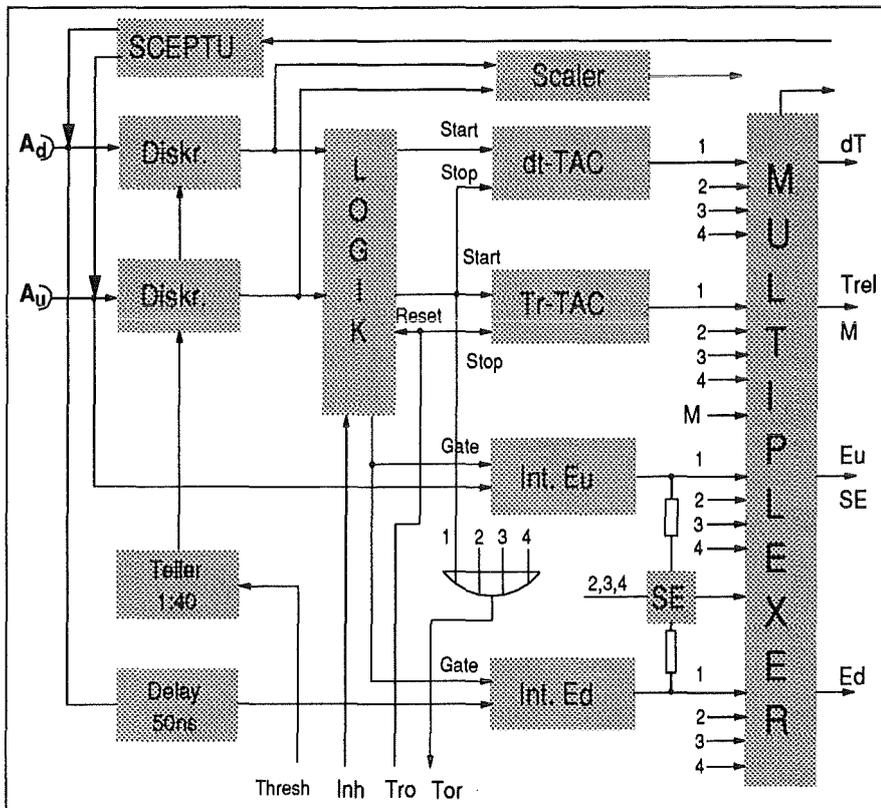


Abb. 8: Blockdiagramm der ASTERIX-Karte, 1 von 4 identischen Kanälen

stufigen Oder-Verknüpfung aller Module entsteht, definiert die Absolutzeit des Ereignisses und aktiviert die Triggerlogik. Die Relativzeitmessung wird gestoppt durch das T_{ro} -Signal der Triggerlogik, das etwa 90 ns nach dem ersten T_{or} allen ASTERIX-Karten als gemeinsame Zeitreferenz zur Verfügung steht. Das T_{rel} -Signal bestimmt daher die relativen Modulzeiten und erlaubt die Reihenfolge des Ansprechens der einzelnen Module zu bestimmen.

Durch passive Addition der Einzelenergien E_u und E_d aller Kanäle einer ASTERIX-Karte wird ein Summenenergiesignal SE gebildet. Außerdem gibt ein analoges Multiplizitätssignal M Auskunft über die Anzahl der an einem Ereignis beteiligten Module. Da nur 4 Busleitungen auf dem Analogbus zur Verfügung stehen, benutzen das SE - und das E_u -Signal bzw. das M - und das T_{rel} -Signal eine gemeinsame Leitung. Die Signale stören sich nicht gegenseitig, weil immer nur eines von beiden am Bus anliegt: Während der Triggerentscheidung wird der Bus durch das SE - sowie M -Signal benutzt, während der Datenkonversion dagegen von den E_u -, E_d -, dt - und T_{rel} -Signalen der angesprochenen Module.

5.1.2 Analog-Driver, ADC-Interface und Datenkonversion

Während der Datenkonversion fragt das ADC-Interface alle ASTERIX-Karten nach angesprochenen Modulen ab und schaltet nacheinander deren Meßsignale zum CAMAC-ADC durch. Die Anpassung des dynamischen Bereichs der Signale an den Konversionsbereich geschieht im dazwischengeschalteten Analog-Driver.

Jeder CAMAC-ADC digitalisiert parallel die 4 Meßwerte eines Moduls mit 10 Bit Auflösung. Von den Energiemeßwerten wird schon im ADC ein modulspezifischer *Pedestal-Wert* abgezogen und das Ergebnis zusammen mit der Moduladresse in einem 2 kByte RAM-Speicher bis zur Datenauslese zwischengespeichert. Die Totzeit beträgt dabei $3.2 \mu\text{s}$ pro Konversionszyklus, zuzüglich einmalig $1.8 \mu\text{s}$, bis die Triggerentscheidung gefällt wurde.

Typische Neutrinoereignisse erzeugen nur eine kurze Spur im Detektor und deponieren ihre Energie in wenigen benachbarten Zentraldetektormodulen. Durch die Zuordnung benachbarter Module zu verschiedenen Crates wird erreicht, daß solche Ereignisse parallel durch verschiedene ADCs konvertiert werden und die Totzeit mit $\tau = 5 \mu\text{s}$ minimal wird.

Durch aktive Summation des SE-Signale der ASTERIX-Karten wird im Analog-Driver für jede Antizähler- bzw. Shieldzählerseite ein Energiesummensignal gebildet. Ein entsprechendes Signal des Zentraldetektors entsteht dadurch, daß zunächst die Energiesumme und Multiplizität eines Crates vom Analog-Driver gebildet wird und die Summensignale aller Crates dann im sogenannten *SE/M-Compander* weiter aufsummiert werden. Die so gebildeten Signale werden von der Triggerlogik zur Klassifizierung eines Ereignisses unbedingt benötigt.

5.1.3 Testpulser SCEPTU und Scaler

Die Hilfsmittel, die zur Überwachung der Detektoreigenschaften und zur Erkennung von Elektronikfehlern zur Verfügung stehen, beeinflussen sehr wesentlich die Zuverlässigkeit und Qualität der mit KARMEN über mehrere Jahre hinweg gewonnenen Daten.

Zur Fehlersuche hat sich hierbei besonders der Testpulser SCEPTU bewährt, mit dessen Hilfe an den Eingängen der ASTERIX-Karten Pulse erzeugt werden können. So läßt sich schnell und zuverlässig die gesamte front end Elektronik und die Datenauslese überprüfen.

Da neben der Pulshöhe auch die Pulsbreite und die Zeitdifferenz zwischen upstream und downstream Puls durch den LSI-Rechner variiert werden kann, wird das System auch zur Kontrolle der Linearität der Elektronikkanäle und zur Messung der Verstärkung und des Pedestals eingesetzt. Durch den Einsatz selektierter Bauelemente erreicht man eine kleine Streuung dieser Größen über alle Kanäle, eine wichtige Voraussetzung für eine hohe Genauigkeit der Summenenergiesignale [Woc 89].

Veränderungen der Photomultiplier- oder Moduleigenschaften können mit SCEPTU nicht erkannt werden. Sie zeigen sich jedoch in den bei der Datenauslese erzeugten Spektren und durch eine abnormale Triggerrate der Einzelphotomultiplierpulse. Deshalb werden

durch den *Scalermultiplexer* insgesamt 32 Kanäle in einem Crate selektiert und deren Triggerrate jeweils gleichzeitig von einem CAMAC-Zähler bestimmt. Die Bestimmung der Zählrate der insgesamt 1488 Kanäle geschieht so in nur etwa 15 Minuten mit 1 % Genauigkeit.

5.2 Triggerlogik

Die Triggerlogik entscheidet, welche Ereignisse gelöscht und welche Ereignisse zur Datenkonversion freigegeben werden. Das generelle Konzept der Triggerlogik ist dabei so flexibel ausgelegt, daß die Klasse der akzeptierten Ereignisse je nach Art der Messung per Software vorgegeben werden kann. Während der Aufnahme von Neutrinodaten akzeptiert die Triggerlogik folgende Ereignisklassen:

- **Potentielle Neutrinoereignisse**, d.h. Zentraldetektorereignisse mit Energien bis 53 MeV in zeitlicher Umgebung zum Strahl.
- **Im Zentraldetektor gestoppte kosmische Myonen**. Die Folgeprodukte aus Myonzerfall und Myoneinfang (vergl. Tab. 3) können nur als Untergrund identifiziert werden, wenn der Endpunkt der Myonspur bestimmt wurde.
- **Sogenannte Eichmyonen (Calcos)**, die für die Energie- und Ortseichung des Detektors benötigt werden. Als Eichmyonen sind nur solche durchgehende Myonen brauchbar, die den Detektor vertikal innerhalb einer Spalte (VerCos) oder horizontal innerhalb einer Reihe (HorCos) durchqueren.

Beim Design der Triggerlogik wurde besonders darauf geachtet, die Verluste durch Totzeit minimal zu halten. Dies wird durch eine mehrstufige Triggerlogik erreicht, die schematisch in Abbildung 9 dargestellt ist.

Reaktionen gestoppter Myonen		Rate	Zeitkonst.
Myonzerfall im Detektor	$\mu^\pm \rightarrow (e^\pm) + 2\nu$	139 Hz	2.2 μ s
Myoneinfang an ^{12}C unter Emission eines Neutrons	$\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \text{n} + \nu_\mu$ $\text{Gd}(\text{n}, (\gamma))$	4.1 Hz	2.2 μ s 100 μ s
Myoneinfang an ^{12}C und Bildung von ^{12}B	$\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}_{g.s.} + \nu_\mu$ $^{12}\text{B}_{g.s.} \rightarrow ^{12}\text{C} + (e^-) + \bar{\nu}_e$	0.85 Hz	2.2 μ s 29.1 ms
Myoneinfang in Eisenabschirmung gefolgt von Bremsstrahlung	$\mu^\pm \rightarrow (e^\pm) + 2\nu$ $e^\pm \rightarrow e^\pm + (\gamma)$	168 Hz	2.2 μ s prompt

Tabelle 3: Die wichtigsten Reaktionen gestoppter Myonen [Gra 93, Han 91]

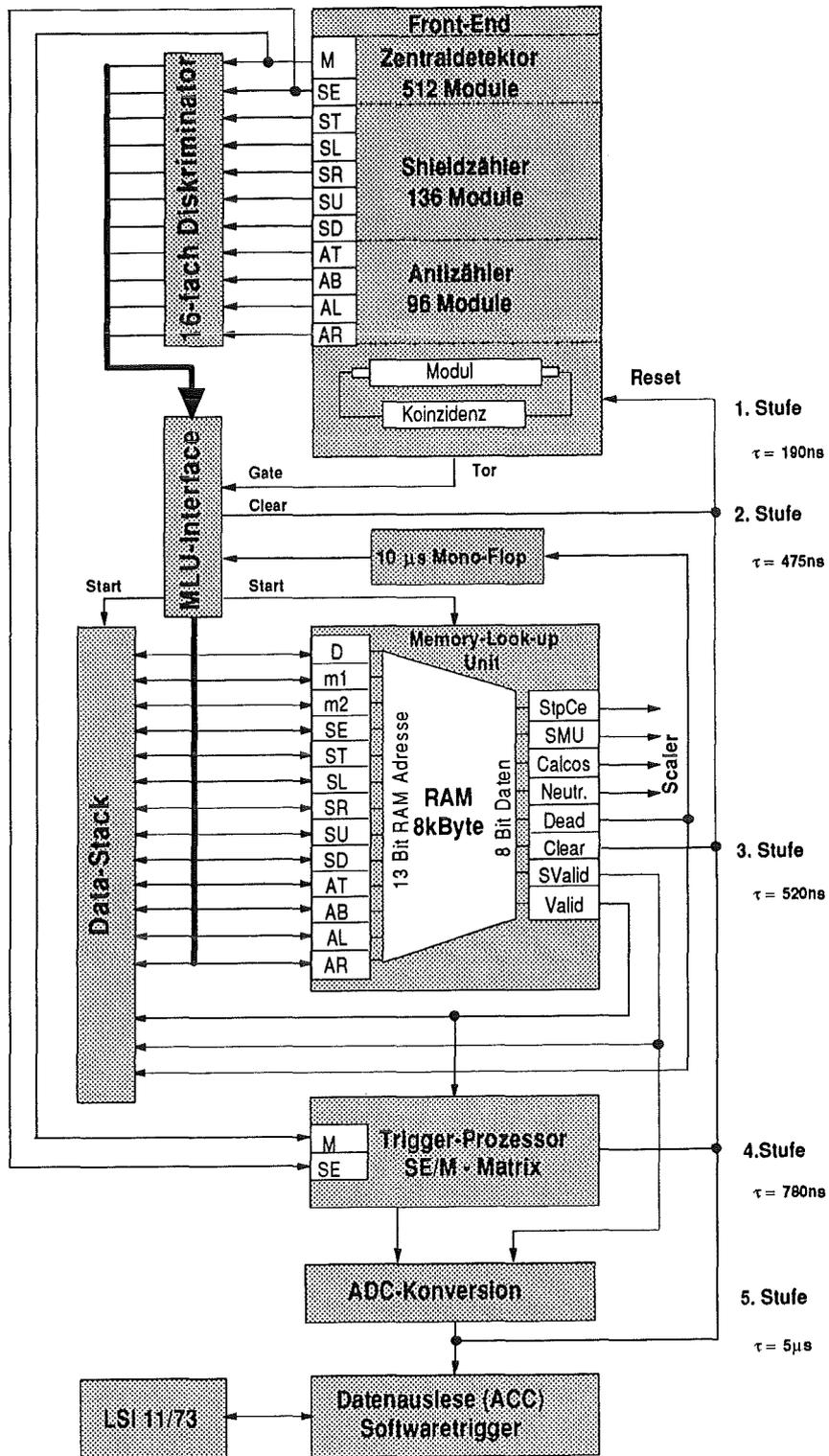


Abb. 9: Schematische Darstellung der KARMEN-Triggerlogik

Die Modulkoinzidenzbedingung der ASTERIX-Karten bildet die unterste Triggerstufe. Sie verwirft Ereignisse, die durch PM-Rauschen vorgetäuscht werden und niederenergetische γ -Ereignisse, die nur die Modulschwelle einer Stirnseite überschreiten. Diese Triggerstufe arbeitet äußerst effektiv: Die freie Einzelzählrate einer Seite eines Zentraldetektormoduls von 500-600 Hz reduziert sich auf eine mittlere Triggerrate des Gesamtsystems von rund 3700 Hz. Außerdem entsteht während der 190 ns langen Koinzidenzzeit keine Totzeit, da fortlaufend Ereignisse aufgenommen werden können.

Das Multiplizitätssignal und die Summenenergiesignale des Frontendes werden auf einen programmierbaren CAMAC-Diskriminator geführt und logische Signale für jeden angesprochenen Detektorteil gebildet. Diese Signale werden in der 2. Triggerstufe, dem *MLU-Interface*, bis etwa 280 ns nach dem Start der Triggerlogik gesammelt. In 20 % aller Fälle liegen keine Signale vor, weil die Summenenergie des Ereignisses unterhalb der eingestellten Schwelle liegt. Solche Ereignisse besitzen keine verwertbare Information und werden durch ein *Clear*-Signal des MLU-Interfaces gelöscht (Totzeit $\tau = 475$ ns). Wenn jedoch mindestens ein Detektorteil angesprochen hat, wird die 3. Triggerstufe – bestehend aus der *Memory-Look-Up-Unit* (MLU) und dem *Data-Stack* – gestartet.

5.2.1 Memory-Look-Up-Unit (MLU) und Data-Stack

Die logischen Signale AL, AR, AT, AB der Antizählerseiten, ST, SL, SR, SU, SD der Shieldzählerseiten und das SE- bzw. m1- und m2-Signal des Zentraldetektors dienen der MLU zur Klassifizierung jedes Ereignisses. An Hand der Muster dieser Signale werden folgende Ereignisklassen unterschieden:

- **neutrale Ereignisse (Neutrals):** Nur im Zentraldetektor wurde Energie deponiert, aber kein Anti- oder Shieldzähler hat angesprochen.
- **gestoppte Myonen (SMU):** An diesem Ereignis ist der Zentraldetektor und genau eine Seite des Anti- und/oder Shieldzählers beteiligt.
- **durchgehende Myonen:** Neben dem Zentraldetektor haben zwei Seiten des Anti- bzw. Shieldzählers angesprochen.
- **Eichmyonen (CalCos):** die Teilmenge durchgehender Myonen, bei der die Veto-zählerseiten in der Kombination oben/unten oder links/rechts angesprochen haben bei einer Multiplizität des Zentraldetektors $M > m1$.
- **kosmische Schauer:** durchgehende Myonen der Multiplizität $M > m2$.

Die MLU-Einheit besteht im wesentlichen aus einem schnellen 8kByte RAM-Speicher, in dem die Triggerentscheidung für jede Ereignisklasse hinterlegt ist. Jede Kombination der 13 logischen Eingangssignale wird als Speicheradresse betrachtet, der ein 8-Bit Ausgangssignal zugeordnet ist.

Die höherwertigen 4 Bit des Ausgangssignals werden dazu benutzt, die Raten der wichtigsten Ereignisklassen (Neutrals, SMU, CalCos, Schauer) zu bestimmen und dadurch die Zuverlässigkeit des Triggers zu kontrollieren. Die niederwertigen 4 Bit bestimmen die Triggerentscheidung:

valid event: Diese Ereignisse, z.B. Neutrals oder CalCos, werden zunächst akzeptiert, die endgültige Entscheidung bleibt jedoch dem Triggerprozessor vorbehalten.

super-valid: Solche Ereignisse sollen immer ausgelesen werden, der Triggerprozessor leitet in jedem Fall eine Datenkonversion ein. Hierbei handelt es sich um Spuren gestoppter Myonen, die zur Unterdrückung langlebiger Zerfallsprodukte aufgenommen werden.

MLU-clear: Das Ereignis soll nicht ausgelesen werden, es wird mit einer Totzeit von 520 ns gelöscht. Alle Ereignisse, die weder als valid event noch als super-valid klassifiziert sind, generieren ein solches Signal.

Totzeit: Gestoppte Myonen und Schauer setzen mit diesem Signal für die Dauer von $10 \mu\text{s}$ ein Totzeitbit (D-Bit), welches auf den Eingang des MLU-Interfaces bzw. der MLU zurückgeführt wird. Ein gesetztes D-Bit verhindert dabei, daß nachfolgende neutrale Ereignisse, die mit großer Wahrscheinlichkeit Myonzerfallsereignisse darstellen, als *valid event* ausgelesen werden.

Das Bit-Muster der MLU-Eingangssignale und die zugehörige Triggerentscheidung des Ereignisses wird als 16-Bit Wort im sogenannten **Data-Stack** zwischengespeichert. Am Ende jeder Strahlperiode werden diese Daten zusammen mit der zugehörigen Ereigniszeit aus diesem Zwischenspeicher ausgelesen und den Experimentdaten der Periode hinzugefügt. In der Off-line-Datenauswertung dienen diese Daten zur effizienten Erkennung und Unterdrückung kosmischen Untergrunds.

5.2.2 Triggerprozessor (Trip)

Der Triggerprozessor (Trip), der die 4. Triggerstufe bildet, trifft seine Triggerentscheidung an Hand des analogen Summenenergie- und Multiplizitätssignals des Zentraldetektors. Hierzu werden diese beiden Signale von zwei 6-Bit Flash-ADCs digitalisiert und das Ergebnis zur Indizierung einer SE/M-Matrix benutzt. Die Elemente der Matrix legen dabei fest, ob das entsprechende Ereignis durch ein *'Trip-Clear'* verworfen wird (Totzeit $\approx 780 \text{ ns}$) oder mit einem Untersetzungsfaktor $N = 1 \dots 4095$ akzeptiert wird.

Im Trip ist die Speicherung von 2 verschiedenen SE/M-Matrizen vorgesehen, zwischen denen mittels des Triggerbits (TrB) während der Messung umgeschaltet werden kann:

- Die **Neutral-Matrix (TrB=0)** selektiert Ereignisse mit neutrinoähnlicher Signatur, die durch das Ansprechen weniger Zentraldetektormodule ($M < 14$ Module, E beliebig) gekennzeichnet sind.

- Die **CalCos-Matrix** ($\text{TrB}=1$) selektiert horizontale und vertikale Eichmyonen mit Multiplizitäten ($M= 16\text{-}32$ Module) und Energien ($E = 250\text{-}1200$ MeV).

Alle neutrinoinduzierten Reaktionen sind in einem wenige Mikrosekunden langen Zeitbereich nach dem Auftreffen des Protonenstrahls auf das Target konzentriert. Deshalb wird die Triggerlogik durch das 'extract request'-Signal von ISIS, das die Extraktion der Protonen aus dem Synchrotron einleitet, mit dem Strahl synchronisiert.

Das 'extract request'-Signal der vorangehenden Strahlperiode wird verzögert und startet die Triggerlogik etwa $600 \mu\text{s}$ vor dem Zeitpunkt T_0 , an dem die ersten Neutrinoereignisse im Detektor nachgewiesen werden können. Um die Vorgeschichte der Ereignisse um den Strahl rekonstruieren zu können, werden im nun folgenden *pre-beam* Zeitbereich $400 \mu\text{s}$ lang ausschließlich gestoppte Myonen und Data-Stackeinträge aufgenommen. Durch ein gesetztes D-Bits der MLU werden alle neutralen Ereignisse verworfen.

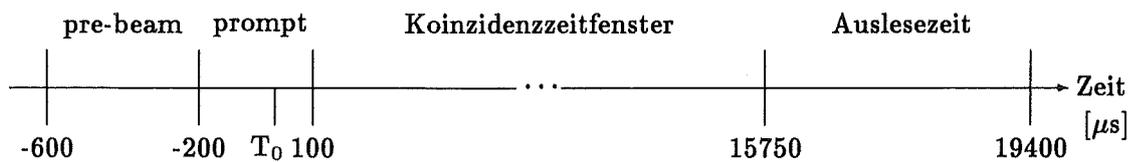


Abb. 10: Zeitfenster einer Strahlperiode relativ zu T_0

Die eigentliche Messung erfolgt während des anschließenden (**hardware**) **prompten Meßzeitfensters** im Zeitbereich $-200 \mu\text{s} < T - T_0 < +100 \mu\text{s}$ (vergleiche Abb.10). Zur Aufnahme prompter Neutrinoereignisse wird der Trip dabei mit der Neutral-Matrix betrieben. Sofern im prompten Zeitfenster ein gültiges, potentielles Neutrinoereignis gefunden und konvertiert wurde, bleibt die Neutral-Matrix zur Suche nach Folgeereignissen auch während des nachfolgenden Koinzidenzzeitfensters im Bereich $0.1 \dots 15.75$ ms im Trip selektiert.

In den meisten Fällen ($\approx 93 \%$) wird innerhalb des prompten Zeitfensters jedoch kein Ereignis registriert und deshalb im Trip von der Neutral- auf die CalCos-Matrix umgeschaltet. Dadurch selektiert der Trip für den Rest der Strahlperiode für die Energieeichung benötigte Eichmyonen.

Für den effizienten Nachweis von Positronen aus dem Zerfall ($\tau = 15.9$ ms) von neutrinoinduziertem ^{12}N reicht eine Strahlperiode nur schwerlich aus; verlängert man die Suche nach Zerfallsprodukten auf zwei Strahlperioden, erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit von 59.8% auf 78% . Sofern ein neutrales Ereignis in das **software-prompte Zeitfenster** von $-200 \mu\text{s}$ bis $+50 \mu\text{s}$ ⁹ fällt, verlängert deshalb der ACC die Suche nach neutralen Ereignissen durch ein *enable 2. period* Signal. Dieses Signal unterdrückt in der nachfol-

⁹Die oberer Grenze dieses Fensters liegt für frühe Meßruns bei $+20 \mu\text{s}$ bzw. $+30 \mu\text{s}$.

genden Periode, der sogenannten **2. Beamperiode**, die Umschaltung der Tripmatrix, so daß über 2 Strahlperioden hinweg nur neutrale Ereignisse ausgelesen werden.

5.3 Datenauslese und Softwaretrigger

Die Auslese der Ereignisdaten durch den ACC erfolgt am Ende des Koinzidenzzeitfensters oder sobald maximal 16 Ereignisse konvertiert wurden. In sehr seltenen Fällen reicht die 3.65 ms lange Meßzeitpause zwischen zwei Strahlperioden nicht aus, um alle Ereignisdaten aus den ADCs, TDCs und dem Data-Stack auszulesen. Die nachfolgende Strahlperiode wird dann nicht freigegeben; der Verlust an Meßzeit und Protonenladung wird jedoch bei der Normierung entsprechend berücksichtigt. Durch den Einsatz eines zweiten ACC für die Auslese seit Oktober 1992 gehen nun weniger als 0.07 % aller neutralen Strahlperioden auf diese Weise verloren.

Die ausgelesenen Daten benutzt der ACC zur Erzeugung von Spektren über Modulzählraten, mittlere Energie pro Modul, Multiplizitätsverteilungen, Triggerbedingungen und ähnliches. Diese Spektren können on line von der LSI ausgelesen werden und dienen der kontinuierlichen Experimentkontrolle.

Bevor die Daten in 8 kByte großen Blöcken zur LSI übertragen werden, wird durch den Softwaretrigger eine weitere Reduktion der Datenmenge vorgenommen:

- Vertikale Eichmyonen werden nur akzeptiert, wenn der angesprochene obere und untere Antizähler in der selben Spalte liegen.
- Horizontale Eichmyonen werden nur akzeptiert, wenn der angesprochene linke und rechte Antizähler in der selben oder einer benachbarten Reihe liegen.
- Die Spuren gestoppter Myonen werden analysiert und der Endpunkt der Myonspur bestimmt (vgl. [Gra 93]). Die Information über Stopport und Zeitpunkt aller SMUs der momentanen und der vorangehenden 5 Strahlperioden wird als SMU-Datenwort den Ereignisdaten zugefügt.

5.4 Grundlagen der Detektoreichung

Eine Auswertung der KARMEN-Experimentdaten ist nur möglich, wenn bekannt ist, wie die aufgenommenen Meßdaten E_u , E_d , dt und T_{rel} in physikalisch relevante Größen wie Energie in MeV, Ort entlang der Modulachse in cm und Ereigniszeit relativ zum ISIS-Puls in ns umgerechnet werden können. Die Eichgrößen, die hierbei von der Kalibration benutzt werden, beschreiben dabei das Verhalten des Detektors und der Elektronik auf erzeugtes Szintillationslicht.

Obwohl der mechanische Aufbau und die Elektronik für alle Zentraldetektormodule identisch ist, unterscheiden sich die einzelnen Module doch teilweise signifikant in ihren optischen Eigenschaften, der Ankopplung der Photomultiplier oder der Verarbeitung

der Signale auf ASTERIX-Ebene. Um außerdem zeitliche Fluktuationen und Änderungen während der mehrjährigen Meßzeit auszugleichen, wird für jeden Meßrun ein Kalibrationsdatensatz erstellt, der die individuelle Kalibration aller Zentraldetektor- und Vetoählermodule beschreibt.

An dieser Stelle werden nur die Grundzüge der Kalibration dargelegt; die Dissertationen [Wöl 92] und [Wol 94] enthalten eine detaillierte Beschreibung der Detektoreinstellung und Detektorkalibration, die den Auswertungen dieser Arbeit zu Grunde liegt.

5.4.1 Ortskalibration

Der Ort eines Ereignisses längs der Modulachse (X-Achse) ergibt sich aus der Größe des Differenzzeitsignals dT . Zur Durchführung der Ortskalibration werden vor jedem Meßrun in einer speziellen Messung Ereignisspuren von Myonen aufgenommen, die den Detektor gleichverteilt entlang der Modulachse von allen Seiten durchdringen. Das Differenzzeitspektrum von Ereignissen mit großer Energiedeposition¹⁰ zeigt eine Rechteckverteilung, deren Flanken dem upstream ($X = -175$ cm) und downstream ($X = +175$ cm) Modulende zugeordnet werden.

Die Umrechnung von dt -Kanälen in Modulorte erfolgt dann durch lineare Interpolation zwischen den so festgelegten Modulenden. Der so ermittelte Ereignisort ist für kleine Modulenergien – wegen der Bestimmung der Differenzzeit durch *leading edge* Diskriminatoren – durch Walkeffekte in Richtung Modulende verschoben. Die Korrektur dieses Effekts erfolgt in einem 2. Schritt unter Benutzung des Verhältnisses zwischen Signalamplitude und individueller Modulschwelle [Wol 94].

5.4.2 Energiekalibration

Die Größe der Einzelenergiesignale E_u und E_d ist proportional der in einem Modul deponierten Energie. Da das Szintillationslicht auf dem Weg zu den Modulenden um bis zu 70 % abgeschwächt wird, hängt die Aufteilung der pro MeV nachgewiesenen Lichtmenge auf beide Photomultiplierseiten sehr vom Ereignisort entlang der Modulachse ab. Um dies zu berücksichtigen, muß die Lichtausbeute als Funktion des Ereignisorts bestimmt werden. Dazu wird die Modullänge in 28 Bereiche von je 12.5 cm eingeteilt und für jeden Bereich das Energiespektrum der innerhalb einer Spalte laufenden Eichmyonen gebildet. Der Kanal des wahrscheinlichsten Energieverlustes, d.h. das Maximum des Landauspektrums, wird für jeden Bereich bestimmt und dessen Ortsabhängigkeit für jedes Modul durch 2 Polynome 4. Grades parametrisiert.

Die Absolutskala der Energie ergibt sich aus dem Energieverlust der minimalionisierenden Eichmyonen im Rahmen der Landautheorie. Unter Berücksichtigung der Spurlängen-

¹⁰Die Energiesumme $E_S = E_u + E_d$ dieser Ereignisse beträgt mehr als 100 Kanäle (≈ 10 MeV), um den Einfluß des Amplitudenwalks zu beseitigen.

verteilung und der Modulgeometrie beträgt danach der wahrscheinlichste Energieverlust $E_0 = 30.6$ MeV pro Modul.

Bedingt durch den mechanischen Aufbau sind die Detektormodule nicht vollkommen lichtdicht. Deshalb kann ein geringer Anteil des Szintillationslichts in vertikal benachbarte Module übertreten. Dieser ortsabhängige Effekt des Lichtüberkoppelns (*'Leakage'*) muß durch die Energiekalibration entsprechend berücksichtigt werden. Dies gilt besonders für **defekte Module**, bei denen manche Modulwände ihre totalreflektierenden Eigenschaften verloren haben, weil Szintillatorflüssigkeit in den Luftspalt der Segmentierung eingedrungen ist.

Bei der Anwendung der Kalibration auf die Ereignisdaten wird zuerst für jedes beteiligte Modul die Modulenergie E_i und der Modulort \vec{X}_i bestimmt. Danach werden die Energiewerte entsprechend des Lichtüberkoppelns korrigiert. Die Energie eines Ereignisses E_{sum} ergibt sich als Summe aller korrigierten Modulenergien \hat{E}_i

$$E_{sum} = \sum_{i=1}^m \hat{E}_i$$

und der Ereignisort \vec{R} ist der energiegewichtete Schwerpunkt in Reihe, Spalte und X-Achse:

$$\vec{R} = \frac{\sum_{i=1}^m \vec{X}_i \hat{E}_i}{E_{sum}}$$

Die Güte der Energiekalibration kann am besten an Hand des Michelspektrums aus

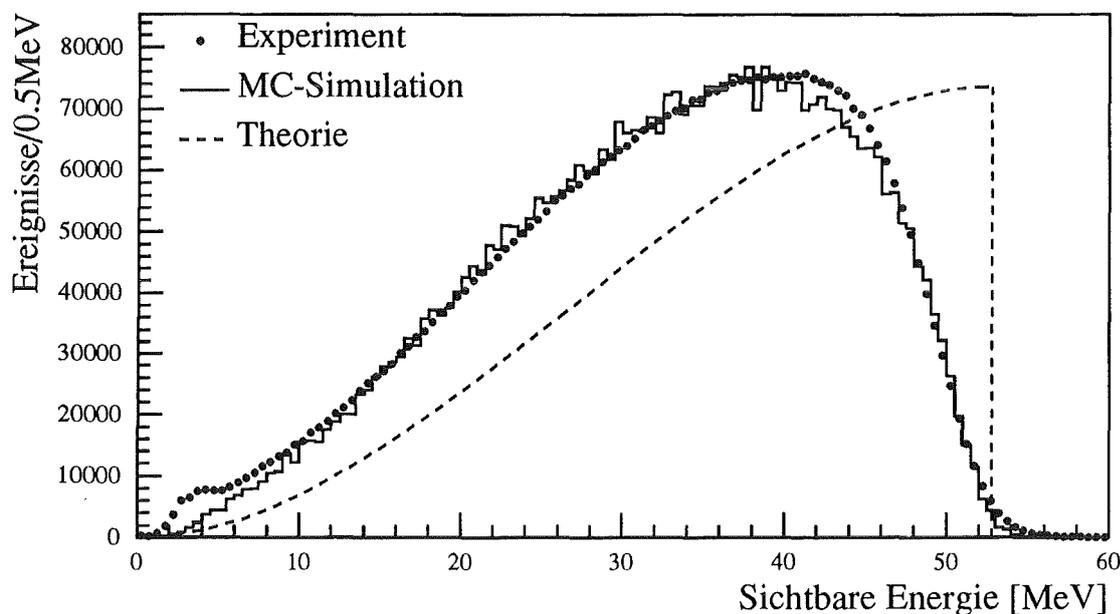


Abb. 11: Energiespektrum von Michelelektronen aus dem Myonzerfall [Jan 94]: experimentelle Daten, MC-Simulation und theoretische Verteilung

dem μ -Zerfall gestoppter Myonen überprüft werden. In Abb. 11 ist das sehr gut bekannte theoretische Spektrum zusammen mit einer GEANT 3 Monte Carlo Simulation und den experimentellen Daten einer Spezialmessung zu sehen [Jan 94]. Aus dem Vergleich des theoretischen Spektrums mit den experimentellen Daten ist ersichtlich, daß ein Großteil der im Detektor deponierten Energie aufgrund der guten kalorimetrischen Eigenschaften auch als sichtbare Energie nachgewiesen wird.

Die gute Übereinstimmung zwischen MC-Simulation und Experiment, insbesondere auch für defekte Module in Abb. 12 und im Bereich maximaler Energie, bestätigt, daß die durch Überkoppeln oder durch defekte Module verursachten Effekte von der Kalibration gut berücksichtigt werden.

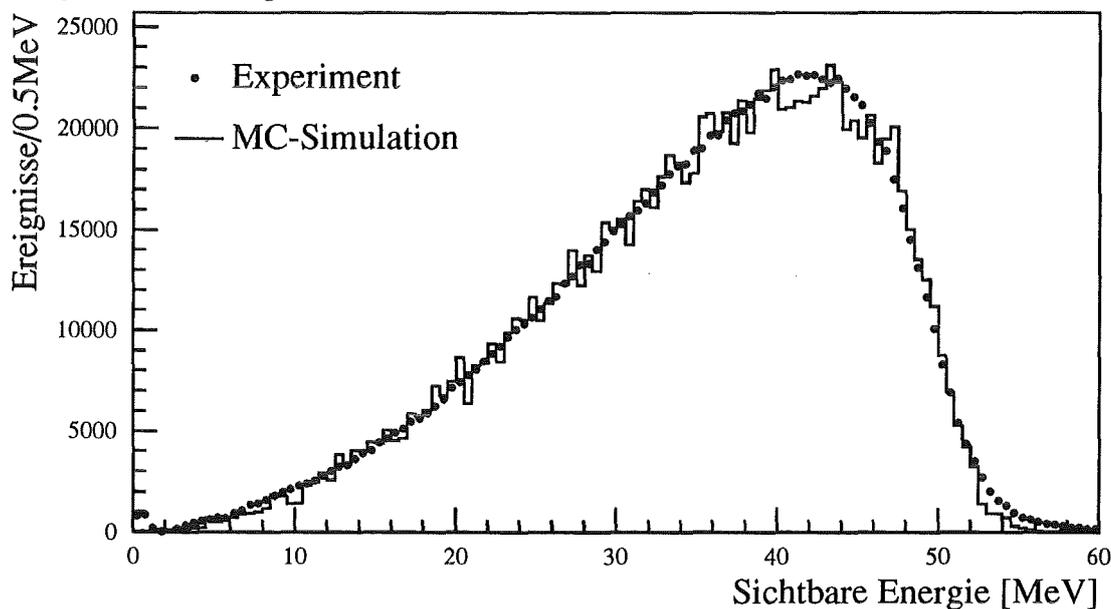
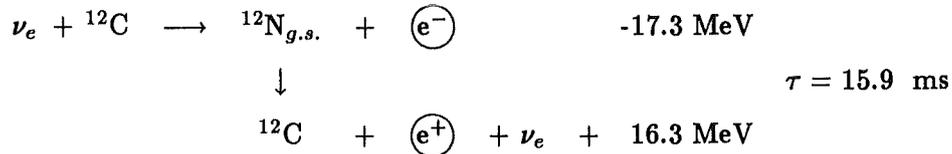


Abb. 12: Energiespektrum von Michelelektronen aus dem Myonzerfall [Jan 94]: experimentelle Daten defekter Module und MC-Simulation

6 Untersuchung des inversen Betazerfalls an ^{12}C

Die exklusive Kernanregung des ^{12}C durch den geladenen Strom



ist die am besten untersuchte und verstandene Neutrinoreaktion des KARMEN-Detektors. Die stringente Signatur einer verzögerten Koinzidenz zwischen einem prompten Elektron mit einer Energie $E_{e^-} < 35.5 \text{ MeV}$ und einem verzögerten Positron mit einer Energie $E_{e^+} < 16.3 \text{ MeV}$ ermöglicht eine eindeutige Identifikation von ν_e -Ereignissen auf 'Event zu Event-Basis'. Dabei ist die enge Ortskorrelation zwischen den beiden Nachweisteilchen dafür entscheidend, daß diese Neutrinoreaktion auch aus einer großen Datenmenge fast untergrundfrei bestimmt werden kann.

6.1 Reduktion der Experimentdaten

Die Messungen mit dem vollständig fertiggestellten KARMEN-Detektor werden seit Dezember 1989 in den Strahlzeiten der ISIS-*User-Runs* durchgeführt. Da während der ersten Meßruns (Run 9 bis 14) das Triggersystem noch nicht vollständig fertiggestellt war – insbesondere konnten keine 2. *Beamperioden* aufgenommen werden und die Anzahl der Data-Stack-Einträge war auf maximal 8 begrenzt –, können die Daten dieser Meßzeit nur eingeschränkt ausgewertet werden. Um einen konsistenten Datensatz zu erhalten, beschränkt sich die Auswertung deshalb auf die Meßruns 16 bis 66, die in $3\frac{1}{2}$ Jahren Meßzeit von Juni 1990 bis Februar 1994 aufgenommen wurden.

Tabelle 4 zeigt eine Zusammenstellung der ausgewerteten Meßruns, der Anzahl der Datenfiles und des gesamten Meßzeitraums. In den vier bis sechswöchigen ISIS-Strahlzeiten wurde ein Uran- oder Tantaltarget und ein Protonenstrahl mit einer Energie von 750 MeV oder 800 MeV benutzt. Die für die Normierung benutzten Werte der akkumulierten Protonenladung Q und der aktiven Meßzeit T beziehen sich auf die 'beam on' Datenauswertung. Der Anstieg des mittleren Strahlstroms von $\langle I \rangle \approx 90 \mu\text{A}$ auf $170 \mu\text{A}$ verdeutlicht die durchgeführten Verbesserungen am Beschleuniger während des Auswertzeitraums.

Vor Run 40 wurden die Experimentdaten in 133 MByte großen Datenfiles zusammengefaßt, die größtmäßig genau auf einem Magnetband gespeichert werden konnten. Seitdem werden DAT-Kassetten (Digital Audio Tape) mit einer Kapazität von 1.2 GByte (60 m) und seit kurzem 1.8 GByte (90 m) als Speichermedium verwendet; die älteren Magnetbänder wurden inzwischen auf die handlicheren DATs überspielt.

Um die Datenauswertung möglichst effizient und flexibel durchführen zu können, wurde die ausgewertete Datenmenge, insgesamt etwa 210 GByte verteilt auf 165 DATs, auf

Run	Files	Meßzeitraum	Target	Ladung [C]	Zeit [h]	$\langle I \rangle [\mu A]$
16	25	24.7. – 22.8.90	U 750	162.04	459.1	98.0
19	20	2.9. – 30.9.90	U 750	171.04	487.8	97.4
21	13	22.10. – 11.11.90	U 750	103.43	308.2	93.2
23	31 [†]	21.11. – 13.2.91	U 750	124.62	349.2	99.1
26	30	16.4. – 22.5.91	U 800	109.01	344.8	87.8
27	23	23.5. – 1.7.91	U 800	220.41	653.2	93.7
30	23	12.7. – 8.8.91	U 800	151.73	450.7	93.5
32	13	4.9. – 19.9.91	U 800	54.02	130.8	114.7
33	22	20.9. – 2.10.91	U 800	102.25	234.1	121.3
35	18 [†]	9.10. – 21.10.91	U 800	22.56	51.1	122.6
36	37	21.10. – 17.11.91	Ta 800	196.62	395.4	138.1
37	54	18.11. – 23.12.91	Ta 800	291.92	555.9	145.9
40	67 [†]	17.4. – 15.5.92	Ta 800	216.19	485.3	123.7
41	73 [†]	29.5. – 25.6.92	U 800	226.60	457.8	137.5
42	28	8.7. – 23.7.92	U 800	120.43	252.8	132.3
44	41	10.9. – 28.9.92	Ta 800	196.81	366.0	149.4
46	74 [†]	7.10. – 7.11.92	Ta 800	282.54	501.3	156.6
48	80	23.11. – 22.12.92	Ta 800	333.50	558.9	165.8
51	80	7.1. – 5.2.93	Ta 800	398.48	626.0	176.8
55	65	17.5. – 14.6.93	Ta 800	280.45	497.3	156.7
57	72	26.6. – 23.7.93	Ta 800	344.26	579.7	165.0
58	47	23.7. – 12.8.93	Ta 800	217.85	370.4	163.4
61	96	5.10. – 10.11.93	Ta 800	412.22	658.0	174.0
62	69 [†]	10.11. – 22.11.93	Ta 800	149.07	248.4	166.7
66	93 [†]	17.1. – 10.2.94	Ta 800	292.97	491.2	165.7
Σ	1194	7/90 – 2/94	–	5181.0	10513.	136.9

Tabelle 4: Überblick über die ausgewerteten 'beam on' Meßruns: Protonenladung und Meßzeit ('beam on') dienen der Normierung; mit † gekennzeichnete Datenfiles enthalten auch reine 'beam off' Datensätze, die zu Beginn oder Ende des Runs aufgenommen wurden.

eine kleinere Datenmenge vorreduziert. Die Datenreduktion erfolgte mit dem FORTRAN-Programmpaket REDUCE_KARMEN_DATA, welches primär zur Erzeugung reduzierter Datenfiles im KARMEN-Datenformat [Pli 92] entwickelt wurde. Bei der Reduktion notwendige Normierungen von Meßzeit und Protonenladung werden vom Programm durchgeführt, der Anwender muß in einer Subroutine nur seine Reduktionskriterien definieren. Die Bearbeitung der Daten erfolgte in 3 Schritten:

1. Zuerst wurden alle Daten mit einem Testprogramm auf unerkannte Hardwarefehler (z. B. Fehler im HV-System, fehlende ISIS-Signale, Ausfall einzelner Detektorteile etc.) untersucht. Solche Fehler äußerten sich typischer Weise in abnormen Ereignisraten an aufgenommenen Eichmyonen, an SMUs oder an neutralen Ereignissen.

Experimentdaten, die so als fehlerhaft erkannt worden waren, wurden markiert und bei der nachfolgenden Auswertung nicht weiter berücksichtigt. Die geringe Anzahl betroffener Datenfiles hat von Run zu Run stetig abgenommen und in den Datensätzen ab Januar 1993 wurden gar keine Fehler mehr gefunden.

2. Die Daten wurden auf einen handhabbaren Datensatz vorreduziert und dabei entsprechend des Strahlzustands in einen 'beam on' und 'beam off' Anteil getrennt. Um Neutronenuntergrund durch ungenaue Strahlpositionierung während des Anfahrens des Strahls zu unterdrücken und die Signifikanz der 'beam on' Daten zu erhöhen, wurde für 'beam on' Perioden ein Mindeststrahlstrom $I > 60 \mu\text{A}$ verlangt. Entsprechend waren 'beam off' Daten durch einen Strahlstrom von $I = 0 \mu\text{A}$ und ein nicht vorhandenes Extraktionssignal gekennzeichnet.

Das Reduktionsprogramm akzeptierte nur solche Strahlperioden, in denen mindestens ein neutrales Ereignis mit einer Energie $E \geq 3.5 \text{ MeV}$ in einem Zeitbereich $-200 \mu\text{s} \leq T - T_0 < 100 \mu\text{s}$ gefunden wurde. Zusätzlich wurden 2. Beamperioden auch dann reduziert, wenn die zugehörige 1. Periode akzeptiert wurde.

Dieser Softwareschnitt, der praktisch nur niederenergetischen γ -Raumuntergrund und Perioden mit Eichmyonen verworfen hat, verringerte die Datenmenge auf noch 7 'beam on' und 3 'beam off' DATs, d.h. etwa 6 % der Rohdatenmenge.

Damit der vorreduzierte Datensatz auch als Datenbasis für die Analyse neutraler Stromreaktionen und der Suche nach ν -Oszillationen benutzt werden kann, wurde ein sehr großzügiger Zeitschnitt benutzt. So ermöglicht der gegenüber dem ν -Auswertebereich ($0 \dots 10 \mu\text{s}$) um den Faktor 20 längere Zeitbereich vor dem Strahl eine sehr genaue Bestimmung des kosmischen Untergrunds, der lange Zeitbereich nach dem Strahl dient der Untersuchung von strahlkorreliertem Untergrund.

3. In einem weiteren Reduktionsschritt wurden die vorreduzierten 13.2 Millionen 'beam on' Strahlperioden nach zeitlich und räumlich korrelierten Ereignispaaren durchsucht. Um die Auswirkung jedes einzelnen Softwareschnittes gezielt studieren zu können, wurden zunächst nicht die endgültigen Neutrinoschnitte angewandt, sondern ein Datensatz auf der Basis grober Schnitte erstellt. Folgende Zeit-, Energie- und Ortsbedingungen wurden für die Ereignispaare gefordert:

- das prompte Ereignis liegt im Zeitbereich $-200 \mu\text{s} \leq T_1 - T_0 < +50 \mu\text{s}$ mit einer Energie im Bereich $7.5 \text{ MeV} \leq E_1 < 200 \text{ MeV}$,
- das verzögerte Ereignis folgt in derselben oder der folgenden 2. *Beamperiode* mit einem zeitliche Abstand $\Delta T = T_2 - T_1 \geq 0.4 \text{ ms}$,
- beide Ereignisse sind räumlich korreliert, d.h. die Ortsdifferenz beträgt weniger als ± 2.5 Modulreihen oder -spalten und der Abstand entlang der Modulachse ist $|X| \leq 60 \text{ cm}$.

Bei Anwendung dieser Schnitte ergab sich ein Datensatz (I) mit 36 735 und ein Datensatz (II) mit 23 728 Ereignispaaren. Im zweiten Datensatz (II) wurde der Zeitbereich für das prompte Ereignis bis auf $100 \mu\text{s}$ nach dem Strahl ausgedehnt, dafür aber auf die Suche nach verzögerten Ereignissen in der 2. *Beamperiode* verzichtet. Durch diesen Verzicht erhält man eine gleichbleibende Nachweiswahrscheinlichkeit des verzögerten Ereignisses auch für prompte Ereigniszeiten von $+50 \mu\text{s}$ bis $+100 \mu\text{s}$, in denen die Datenaufnahme keine 2. *Beamperiode* hardwaremäßig öffnet. Diese Bedingung gewährleistete, daß Datensatz (II) zur Untergrundbestimmung mittels der Maximum-Likelihood-Methode (vergl. Kapitel 6.4) innerhalb eines großen Fitbereichs benutzt werden konnte.

6.2 Schnitte zur Reduktion der ν_e -Ereignisse

Die Datensätze (I) und (II) wurden weiter reduziert unter Beachtung folgender Bedingungen:

1. Die Energie-, Zeit- und Ortschnitte sollten der zu Beginn dieses Kapitels genannten Reaktionssignatur möglichst genau entsprechen, um möglichst wenig an Nachweiswahrscheinlichkeit zu verlieren.
2. Strahlkorrelierter und myoninduzierter Untergrund sollte weitgehend unterdrückt werden, um das Signal zu Untergrundverhältnis zu maximieren.

Diese beiden Bedingungen widersprechen sich teilweise: Schnitte zur Beschränkung des Untergrunds ziehen immer auch einen mehr oder weniger großen Verlust der Nachweiswahrscheinlichkeit nach sich.

Die im folgenden diskutierten Neutrinoschnitte haben sich als optimale Kriterien zur Selektion der relevanten Neutrinoereignisse herausgestellt:

- Energie des Elektrons: $10 \text{ MeV} \leq E_{e^-} < 36 \text{ MeV}$

Nach oben wird der Nachweisbereich durch die kinematisch bedingte Maximalenergie $E_{max} = 35.5 \text{ MeV}$ begrenzt, nach unten durch die Untergrundsignale von γ -Quanten aus $\text{Gd}(n,\gamma)$ und $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Reaktionen eingefangener, strahlinduzierter Neutronen. Die Untergrundreduktion reagiert dabei sehr empfindlich auf die untere Schwelle von 10 MeV : Ein Energieschnitt bei z.B. 8 MeV würde die Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutrinoreaktion zwar um (relativ) 3% erhöhen, den Untergrundanteil durch kosmische und strahlkorrelierte Neutronen jedoch verdoppeln !

- Energie des Positrons: $3.5 \text{ MeV} \leq E_{e^+} < 16.5 \text{ MeV}$

Unterhalb von 3.5 MeV verursacht niederenergetischer γ -Raumuntergrund eine stark ansteigende Rate zufälliger Koinzidenzen; oberhalb von 16.5 MeV sind keine Positronereignisse mehr zu erwarten, da die Endpunktenergie des ^{12}N -Zerfalls bei 16.3 MeV liegt.

- Ereigniszeit des Elektrons: $0.625 \mu\text{s} \leq T_{e^-} < 9.625 \mu\text{s}$

Die untere Grenze des Zeitfensters unterdrückt strahlinduzierte prompte Neutronen, die bis etwa $0.6 \mu\text{s}$ nach T_0 im Detektor durch (n,p) -Streuprozesse Energien von $10 - 100 \text{ MeV}$ deponieren [Ebe 92]. Diese Neutronen können über die Ladungsaustauschreaktion $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$ ein prompt nachgewiesenes Proton erzeugen, dem ein räumlich korreliertes Elektron aus dem ^{12}B -Zerfall folgt. Wegen der Ähnlichkeit des ^{12}B - und des ^{12}N -Zerfalls kann diese Sequenz nicht durch einen Energie- oder Zeitschnitt auf das verzögerte Elektron von Neutrinoereignissen getrennt werden.

Abbildung 13 zeigt die Energie- und Zeitverteilung von Ereignissen mit sequentieller Struktur im Zeitbereich bis 700 ns nach dem Strahl. Schraffiert eingezeichnet ist der Anteil an Neutrinoereignissen, der entsprechend des experimentellen Wirkungsquerschnitts (Abschnitt 6.6.5) erwartet wird. Da der Energiebereich unterhalb 36 MeV sich mit dem Nachweisbereich für Neutrinoereignisse überschneidet, ist eine Abtrennung der prompten Protonen nur über oben genannten Zeitschnitt möglich.

Die Breite des Zeitfensters für den Elektronennachweis wurde so gewählt, daß am oberen Ende des Zeitbereichs die exponentiell abfallende Neutrinorate ($\tau = 2.2 \mu\text{s}$) etwa gleich der Untergrundrate wird (vergl. Abbildung 17 c.).

- Differenzzeit zwischen Elektron und Positron: $0.5 \text{ ms} \leq T_{e^+} - T_{e^-} < 37 \text{ ms}$

Da der Energiebereich des Positrons unterhalb 10 MeV den Nachweisbereich der $\text{Gd}(n,\gamma)$ und $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Reaktionen überdeckt, ist die Wahrscheinlichkeit sehr groß, ein prompt erzeugtes Neutron als verzögertes Ereignis nachzuweisen. Die typische

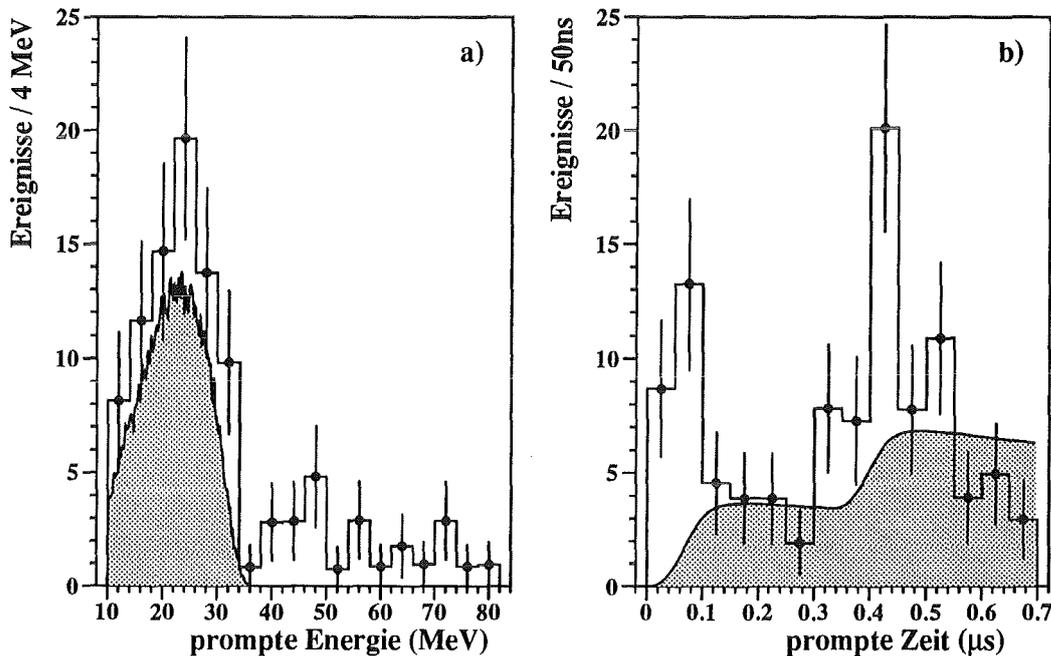


Abb. 13: Energie- und Zeitverteilung von Protonen aus der Ladungsaustauschreaktion $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$; schraffiert: Anteil ν_e -Ereignisse aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$

Einfangzeit von Neutronen im Detektor liegt bei $\tau = 100 \mu\text{s}$ [Gra 93]. Eine Mindest-differenzzeit von $500 \mu\text{s}$ zwischen promptem und verzögertem Ereignis verhindert daher wirksam den Nachweis von Neutronen aus myoninduzierten oder strahlkorrelierten Reaktionen.

Wie bereits in Abschnitt 5.2.2 erwähnt, sieht das Triggersystem den Nachweis des Positrons auch in der 2. *Beamperiode* vor. Ein Anteil von 7 % der Positronen liegt jedoch in der Ausleselücke von $16.4 \dots 19.8 \text{ ms}$ und wird deshalb nicht nachgewiesen.

- räumliche Korrelation: $|\Delta X| \leq 50 \text{ cm}$, $|\Delta\text{Reihe}|$ und $|\Delta\text{Spalte}| \leq 1.5$

Da der zufällige Untergrundanteil mit der Größe des Koinzidenzvolumens skaliert, ist eine enge Ortskorrelation erforderlich. Aus Monte Carlo Simulationen [Eit 95] ist bekannt, daß 66.0 % aller Positronen im gleichen Modul wie das Elektron und weitere 31.3 % in einem der 8 umliegenden Module nachgewiesen werden. Entsprechend der Simulation ist die Ortsdifferenz entlang der X-Achse in guter Näherung normalverteilt mit einer Standardabweichung von $\sigma \approx 13 \text{ cm}$. Die benutzten Schnitte garantieren daher, daß einerseits 95.7 % aller echten Koinzidenzen akzeptiert werden, andererseits zufälliger Untergrund aber um den Faktor $f_{red} > 300$ unterdrückt wird.

- Data-Stack Veto 20 μs vor jedem Elektron und 10 μs vor jedem Positron:

Jedes Ereignis, das vom Zentraldetektor oder vom Vetozähler registriert wird, hinterläßt im Data-Stack eine Information über Ereigniszeit und Seitenpattern. Durch detaillierte Untersuchungen [Gra 93, Ebe 92] wurde gezeigt, daß kosmischer Untergrund hervorgerufen durch Myonzerfallsereignisse nahezu vollständig korreliert ist mit einem wenige μs vorhergehenden Stackeintrag. Die 'Data-Stack'-Reduktion nutzt diese Korrelation aus und verwirft alle Ereignisse, denen innerhalb einer gewissen Vetozeit ein Stackeintrag vorangeht.

Die Abbildung 14 zeigt das Differenzzeitspektrum zwischen Elektron- bzw. Positronereignissen und einem vorangehenden Stackeintrag. Es wurden dabei nur die Ereignisse berücksichtigt, die schon von allen anderen Schnitten akzeptiert worden sind.

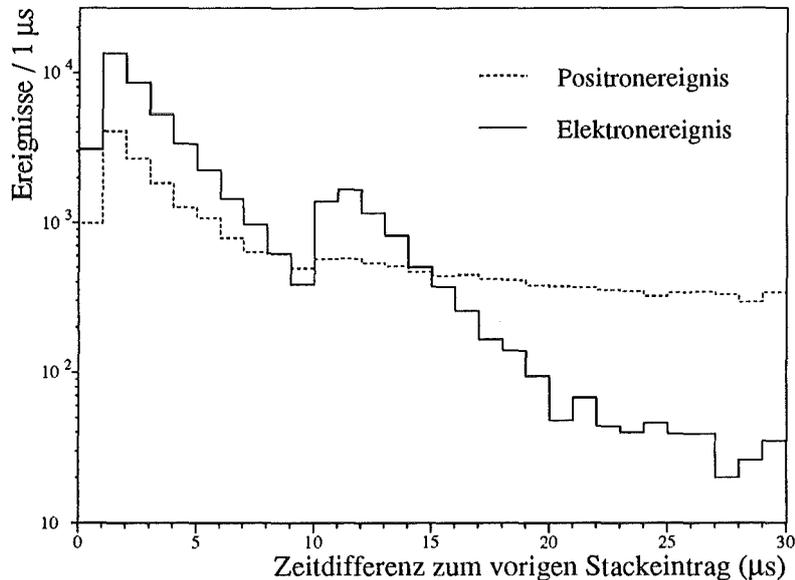


Abb. 14: Zeitdifferenz zwischen Stackeintrag und Zeit des Elektrons bzw. Positrons

Im Spektrum der Elektronereignisse (durchgezogene Linie) erkennt man einen exponentiellen Abfall¹¹, der nach etwa 20 μs in den Bereich einer konstanten Rate übergeht. Wegen der geringeren Korrelation zwischen Stackeintrag und niederenergetischen Neutronen wird dieser Bereich im Positronenspektrum schon nach 10 μs erreicht. Eine Vetozeit von 20 μs vor jedem prompten Elektron bzw. von 10 μs vor jedem verzögerten Positron ist daher ausreichend, um praktisch alle Michelelektronen und Bremsstrahlungereignisse aus dem Myonzerfall zu unterdrücken.

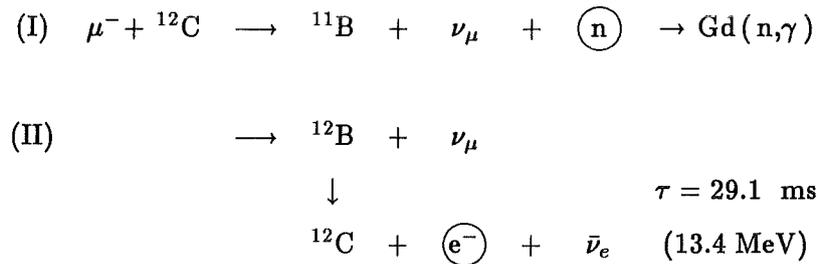
Sekundärteilchen aus Myoneinfangreaktionen an ^{12}C bleiben wegen der längeren Zeitkorrelation (vergl. Tabelle 3) allerdings größtenteils unentdeckt. Eine Verlänge-

¹¹Die Diskontinuität in der Spektrenmitte läßt sich durch die 10 μs lange Hardwaretötzeit nach Stackereignissen mit Energiedeposition im Zentraldetektor erklären.

zung der Stackvetozeit auf mehrere 100 μs , um auch diese Ereignisse zu erfassen, ist jedoch nicht möglich, da der Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit – pro 10 μs Vetozeit etwa 4 % – unangemessen groß werden würde.

- Verwerfen von Sekundäreignissen gestoppter Myonen (SMU-Cut):

Da nach oben gesagtem Neutronen und Elektronen aus den Einfangreaktionen gestoppter Myonen



durch die auf das Gesamtdetektorvolumen wirkende Data-Stack-Reduktion nicht wirksam unterdrückt werden können, werden seit Meßrun 30 die Spuren im Zentradetektor gestoppter Myonen ausgelesen, analysiert und der Endpunkt der Spur in den Daten festgehalten. Diese zusätzliche Information des Stopports ermöglicht das gezielte Verwerfen von Ereignissen innerhalb eines gewissen Totvolumens und innerhalb einer gewissen Vetozeit um jedes SMU-Ereignis.

Neutronen ($\tau_{therm} \approx 100 \mu\text{s}$) aus Reaktion (I) verwirft der SMU-Cut durch eine Vetozeit von 0.6 ms in einem großen Volumen von $\Delta X = \pm 80 \text{ cm}$ und ± 2.5 Reihen/Spalten. Elektronen aus ${}^{12}\text{B}$ -Zerfällen (Reaktion (II)) haben eine geringere Reichweite und sind so stark lokalisiert, daß ein kleineres Volumen von $\Delta X = \pm 50 \text{ cm}$ im Modul des Stopports bei einer Vetozeit von 60 ms gewählt wurde. Die benutzen Totvolumina unterdrücken jeweils 86 % aller Neutronen und Elektronen [Jan 94].

Nach Anwendung der beschriebenen Schnitte bleiben **291 Ereignispaare** des Datensatzes (I) bzw. **222 Ereignispaare** des Datensatzes (II) übrig, die als Neutrino-kandidaten klassifiziert wurden.

6.3 Bestimmung des Untergrunds

Obwohl oben diskutierte Schnitte zur Selektion von Neutrinoandidaten in Hinblick auf minimalen Untergrund optimiert wurden, muß doch mit einem geringen Anteil an Ereignissen gerechnet werden, die nicht von neutrinoinduzierten Reaktionen herrühren. Bei der genauen Bestimmung dieses Anteils lassen sich zwei Untergrundarten unterscheiden: zufällige Koinzidenzen und Untergrund mit sequentieller Struktur.

Zufälliger Untergrund entsteht durch Ereignisse, die physikalisch nicht miteinander korreliert sind, die aber zufällig am gleichen Ort stattfinden. Nach jedem Ereignis, das die Schnitte des prompten Elektrons erfüllt, besteht also eine gewisse Wahrscheinlichkeit, ein unkorreliertes passendes sequentielles Ereignis zu finden.

Bei der Bestimmung des zufälligen Untergrunds wird diese Wahrscheinlichkeit dadurch berücksichtigt, daß das sequentielle Ereignis nicht nur in der aktuellen 1. und 2. Strahlperiode, sondern auch in anderen zeitlich unkorrelierten Strahlperiodenpaaren gesucht wird.

Dazu legt das Reduktionsprogramm die vorhergehenden 60 Strahlperiodenpaare als repräsentatives Datensample 1. und 2. *Beamperioden* in einem Zwischenspeicher ab. Wird nun in der aktuellen Periode ein promptes Ereignis gefunden, sucht man auch in den 50 am weitesten zurückliegenden Strahlperioden des Zwischenspeichers ein zufällig passendes, sequentielles Ereignis. Wegen der fünfzigmal größeren Auswertehäufigkeit bei der Untergrundsuche ist der so bestimmte zufällige Untergrund mit einem sehr kleinen statistischen Fehler behaftet.

Diese Methode der Untergrundbestimmung hat gegenüber anderen Methoden (vergl. Abschnitt 6.4) den Vorteil, daß neben der Anzahl auch die richtigen Energie-, Orts-, und Zeitverteilungen der zufälligen Ereignissequenzen bestimmt werden. Diese Verteilungen, die nach entsprechender Normierung auch direkt von den Spektren der ν_e -Kandidaten abgezogen werden können, bieten eine wertvolle Hilfe bei der Optimierung der Neutrinoschnitte in Hinblick auf möglichst wenig Untergrund.

Bei der Auswertung von Datensatz (I) wurden 215 zufällige Koinzidenzen gefunden, dies entspricht einer normierten zufälligen Untergrundrate von

$$N_{rd}^{bg} = 4.30 \pm 0.29 \text{ Ereignissen.}$$

Bei den gefundenen prompten Ereignissen handelt es sich zu etwa gleichen Teilen um ^{12}B -Zerfallselektronen mit Energien $E < 13.4 \text{ MeV}$ (Abb. 15 a) und um vom Vetoähler unerkannte Myonen, die von Bremsstrahlungsquanten und Michelelektronen begleitet werden. Die unkorrelierten sequentiellen Ereignisse besitzen zu 90 % Energien $E < 10 \text{ MeV}$ (Abb. 15 b), d.h. es sind myoninduzierte Neutronereignisse, die das $10 \mu\text{s}$ -Stackveto überleben und bevorzugt am Rand in den Detektor eindringen (Abb. 15 e). Die Zeitverteilung beider Ereignisse und ihre Ortsdifferenz sind gleichverteilt, wie man es für unkorrelierte Ereignisse erwartet (Abb. 15 c, d und f).

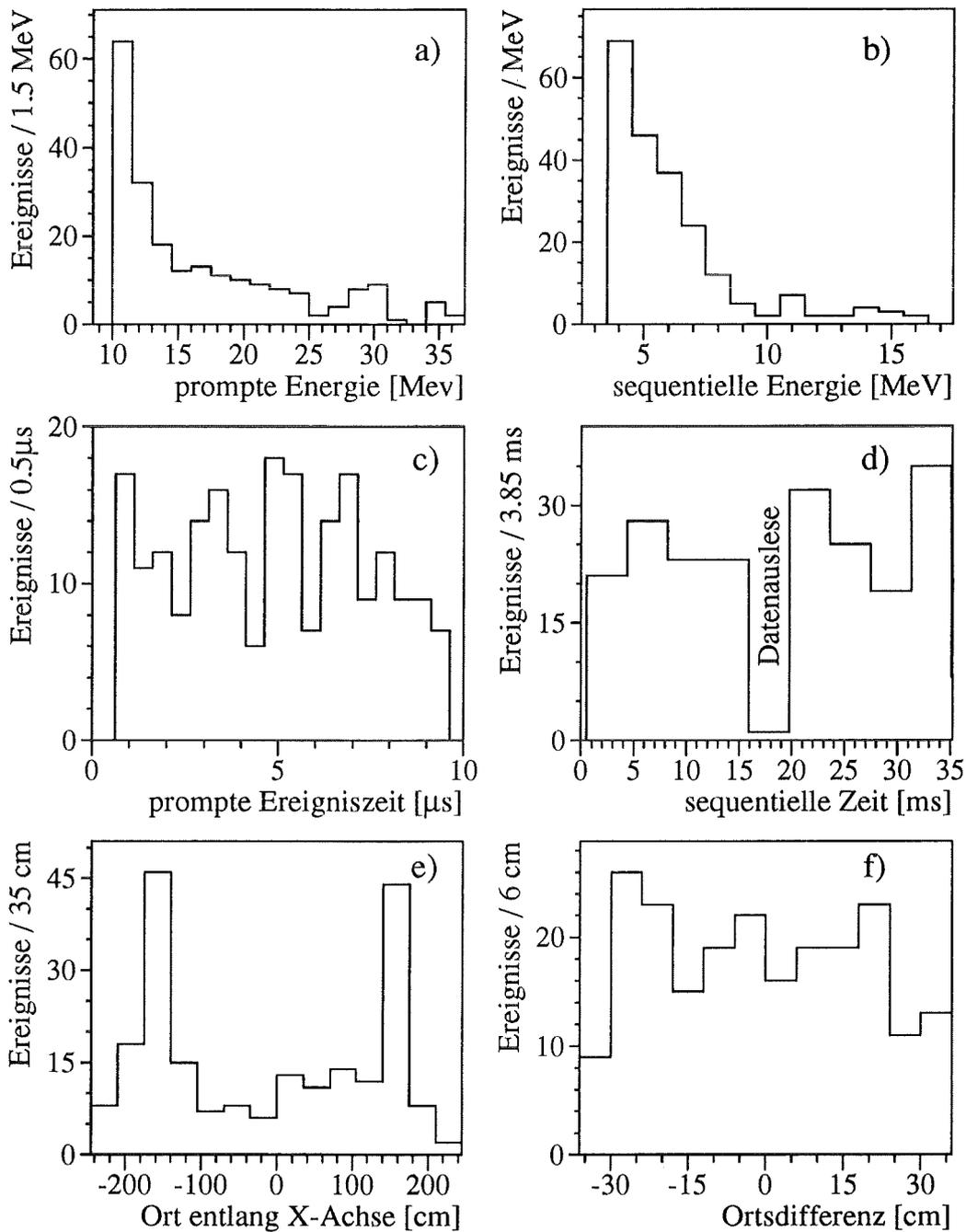


Abb. 15: Energie, Zeit und Ort von zufälligen Untergrundereignissen:
a.) Energie prompter bzw. b.) verzögerter Ereignisse
c.) prompte Ereigniszeit d.) zeitliche Korrelation (Differenzzeit)
e.) Ereignisort entlang der Modulachse und f.) Ortskorrelation.

Neben dem zufälligen Untergrund enthält der Neutrinodatensatz auch myoninduzierte sequentielle Untergrundereignisse. Um den Anteil solcher echter Korrelationen zu finden, wurde das prompte Ereignis in einem Zeitbereich vor dem Strahl gesucht, in dem keine Neutrinoreaktionen möglich sind. Dieser *pre-beam* Bereich erstreckt sich über das Zeitintervall $-191 \mu\text{s} \leq T_1 < -1 \mu\text{s}$ und ist damit 21mal länger als das ν_e -Auswertefenster. Dadurch konnte auch der sequentielle Untergrund mit kleinem statistischen Fehler bestimmt werden.

Die Auswertung von Datensatz (I) im *pre-beam* Bereich mit sonst unveränderten Neutrinoschnitten ergab 147 Ereignisse, davon 62.1 Ereignisse, die dem zufälligen Untergrund in diesem Fenster zugerechnet wurden. Normiert auf das kleinere ν_e -Auswertefenster beträgt daher die sequentielle Untergrundrate

$$N_{sq}^{bg} = 4.02 \pm 0.58 \text{ Ereignisse.}$$

6.4 Untersuchung der Untergrundereignisse

Um die Spektren der Neutrinoereignisse aus der CC-Reaktion genau bestimmen zu können, muß nicht nur die Anzahl, sondern auch die Energie- und Zeitverteilung der Untergrundergebnisse genau bekannt sein. Zu diesem Zweck werden die *pre-beam* Ereignisse, welche die Kriterien des Neutrinoschnitts erfüllen, genauer untersucht.

Die Natur dieser Ereignisse ergibt sich aus den Energie- und Ortsverteilungen gemäß Abbildung 16, in denen der zufällige Untergrundanteil bereits abgezogen wurde.

Bei diesen Ereignissen handelt es sich offenbar um unerkannt in den Detektor eingedrungene μ^- , die noch nahe der Detektorwand im Szintillator gestoppt und von ^{12}C -Kernen eingefangen wurden. Die kurze Myonspur stellt das prompte Ereignis dar, der Nachweis eines Elektrons aus dem folgenden ^{12}B -Zerfall bildet das sequentielle Ereignis. Bestätigt wird diese Aussage durch die breite Energieverteilung des prompten Ereignisses¹², wie sie am Endpunkt von gestoppten Myonen erwartet wird [Gra 93].

Auch das gemessene Energiespektrum des verzögerten Ereignisses zeigt eine ähnliche Form wie das simulierte β -Spektrum des ^{12}B -Zerfalls. Die Ereignisse sind räumlich stark korreliert und werden fast ausschließlich an den Modulenden nachgewiesen (Abb. 16d.). Dort ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon vom Shieldzähler unerkannt in den Detektor eindringt, besonders groß, weil an den upstream und downstream Stirnwänden innere Antizähler fehlen. Die erhöhte Ereignisrate der downstream Seite läßt sich durch Geometrieeffekte erklären: wegen der zusätzlichen Abschirmungen auf der upstream Wand ist die mittlere Weglänge durch die downstream-seitige Eisenabschirmung etwas geringer.

¹²Die etwas erhöhte Rate unterhalb von 15 MeV kann im Rahmen dieser Analyse nicht erklärt werden. Es handelt sich dabei möglicherweise um schnelle (kosmogene) Neutronen aus der inneren Passivabschirmung.

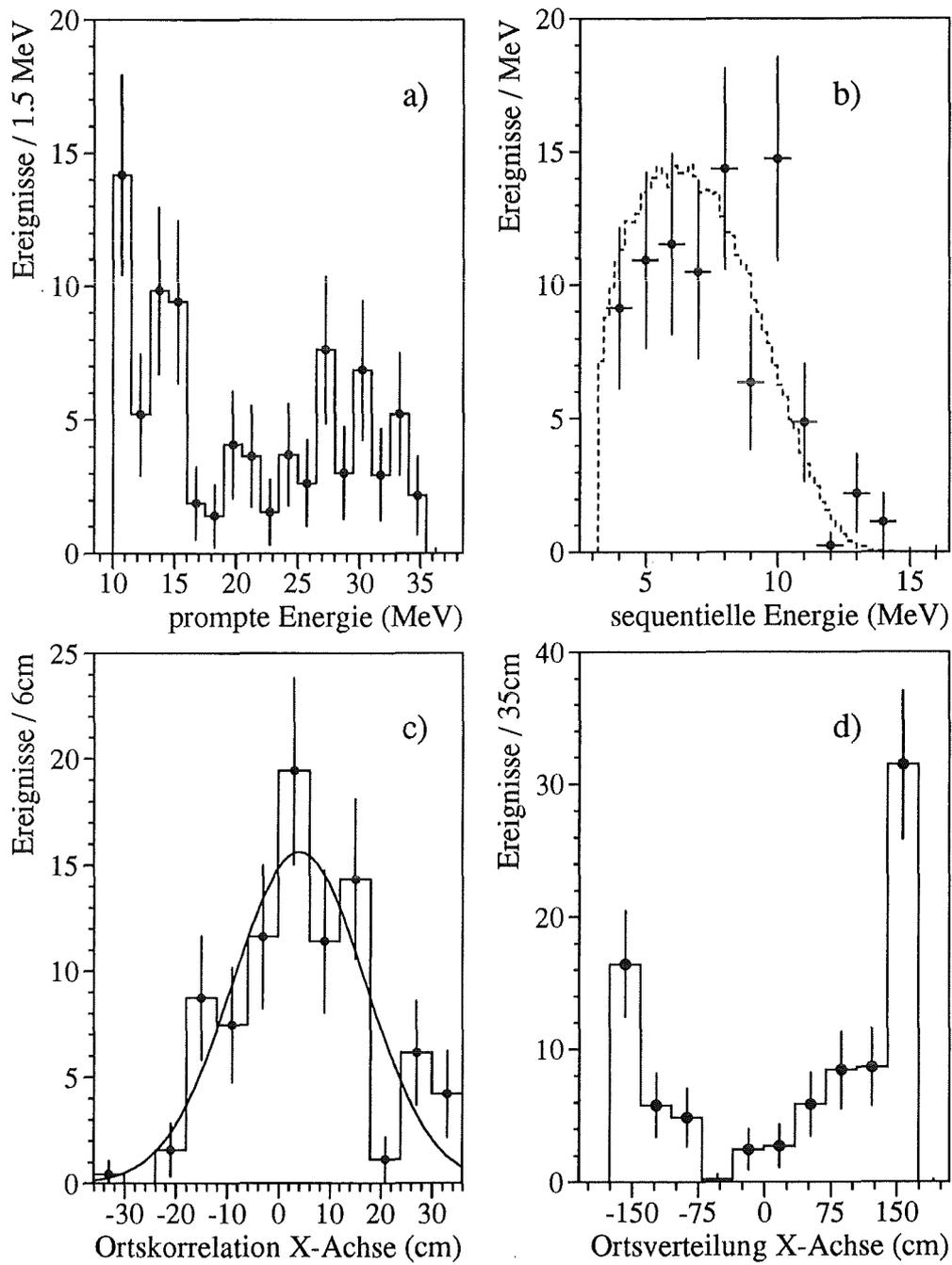


Abb. 16: Energie und Ort von sequentiellen Untergrundereignissen:
 a.) Energie von prompten bzw. b.) verzögerten Ereignissen (MC gestrichelt)
 c.) Ortskorrelation d.) Ereignisort entlang der Modulachse

6.4.1 Untergrundbestimmung mit der Maximum-Likelihood-Methode

Eine wichtige statistische Analysemethode zur Schätzung von Parametern einer Messung ist die Maximum-Likelihood-Methode. Im Gegensatz zu anderen Verfahren, z. B. dem bekannten *least square* Fit, müssen die Meßwerte nicht in ein Spektrum einsortiert werden, sondern jeder Wert geht einzeln mit der vollen experimentellen Energie- bzw. Zeitauflösung in die Analyse ein. Deshalb ist die Methode auch unabhängig von 'Binning-Effekten' und gerade bei Messungen mit geringer Statistik besonders gut geeignet [Lyo 86].

Die Maximum-Likelihood-Methode (ML) der Untergrundbestimmung nutzt die bekannte Zeitstruktur der Elektroneneutrinos aus. Die gemessenen prompten Ereignisse bestehen deshalb aus einem Anteil echter Neutrinoereignisse, der exponentiell mit der Zerfallskonstanten $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ abnimmt und aus einem zeitlich konstanten Untergrundanteil. Das Ziel des Maximum-Likelihood-Fits ist, die beiden Anteile so zu bestimmen, daß die Wahrscheinlichkeit, die gemessene Zeitverteilung zu erhalten, maximal wird.

Unter der Annahme einer exponentiell abnehmenden Verteilung auf einem konstanten Untergrundniveau gilt für die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(t, R)$ zur Zeit t [Kra 89]:

$$f(t, R) = \frac{1}{K} \cdot R \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{(1-R)}{\Delta T}$$

mit: $\Delta T = T_2 - T_1$ Zeitintervall des Fits,
 R relativer Signalanteil mit exponentieller Zeitkonstanten,
 $(1 - R)$ relativer Untergrundanteil, zeitlich konstant,
 τ Zerfallskonstante des zeitlichen Abfalls
 und $K = \tau \left(e^{-\frac{T_1}{\tau}} - e^{-\frac{T_2}{\tau}} \right)$ Konstante zur Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichte.

Die Likelihood-Funktion $L(R)$, welche die Wahrscheinlichkeit beschreibt, die beobachtete Zeitverteilung zu messen, ergibt sich als Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten aller N gemessenen Ereigniszeiten t_i :

$$L(R) = \prod_{i=1}^N f(t_i, R) .$$

Der bisher beschriebene Maximum-Likelihood-Ansatz nutzt zur Bestimmung des Anteil R an ν_e -Ereignissen nur die zeitliche Verteilung der Meßwerte aus. Die Gesamtzahl der Meßwerte N wird als feste Größe ohne Fehler angenommen. Um das Ergebnis des Fits auch hinsichtlich der Fehler mit der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Methode vergleichen zu können, wurde ein **extended Maximum-Likelihood-Fit (EML)** durchgeführt. Die herkömmliche ML- und die EML-Methode ergeben dasselbe Fitergebnis, der Fehler des EML-Fits berücksichtigt jedoch die statistische Unsicherheit der gemessenen

Ereignisrate N durch einen zusätzlichen Faktor der Poissonverteilung [Lyo 86]. Die extended Likelihood-Funktion $L_E(N_\nu, N_B, \tau)$, die jetzt die Anzahl der Neutrinoereignisse N_ν und den Untergrund N_B als unabhängige Parameter enthält, wird damit zu:

$$\begin{aligned} L_E(N_\nu, N_B, \tau) &= \frac{1}{N!} \cdot e^{-(N_\nu + N_B)} \cdot (N_\nu + N_B)^N \cdot \prod_{i=1}^N f(t_i, R) \\ &= \frac{1}{N!} \cdot e^{-(N_\nu + N_B)} \cdot \prod_{i=1}^N \left(\frac{1}{K} \cdot N_\nu \cdot e^{-\frac{t_i}{\tau}} + \frac{N_B}{\Delta T} \right). \end{aligned}$$

Üblicherweise bestimmt man das Maximum der Funktion $L_E(N_\nu, N_B, \tau)$, indem man den negativen Logarithmus der Likelihood-Funktion ℓ_E

$$\ell_E(N_\nu, N_B, \tau) = -\ln L_E = \ln(N!) + N_\nu + N_B - \sum_{i=1}^N \ln \left(\frac{1}{K} \cdot N_\nu \cdot e^{-\frac{t_i}{\tau}} + \frac{N_B}{\Delta T} \right)$$

minimiert. Die Minimalwerte dieser Funktion sind identisch mit den Maximalwerten der Funktion L_E . Die Fehlergrenzen (1σ) der Parameter N_ν , N_B und τ ergeben sich dann aus der Konturlinie $\vec{X} = f(N_\nu, N_B, \tau)$, die vom Minimalwert ℓ_E^{min} um $1/2$ entfernt liegt [Pdg 92]:

$$\ell_E(\vec{X}) = \ell_E^{min} + \frac{1}{2}.$$

Der EML-Fit wurde auf die Datensätze (I) und (II) angewandt, wobei jeweils fünf verschiedene Meßzeitintervalle ($\Delta T = 26 \mu s, 46 \mu s, 70 \mu s$ und $90 \mu s$) benutzt wurden. Die Meßwerte von Datensatz (I) konnten beim Fit jedoch erst ab Run 30 bzw. 37 benutzt werden, da während der ersten Runs die 2. *Beamperiode* nicht über den gesamten Fitbereich ΔT , sondern nur bis $26 \mu s$ bzw. $46 \mu s$ geöffnet wurde.

Die Ergebnisse des EML-Fits sind in Tabelle 5 angegeben. Um das Ergebnis mit der in Abschnitt 6.3 vorgestellten herkömmlichen Methode der Untergrundbestimmung vergleichen zu können, wurde die Anzahl N_ν und N_B auf das $9 \mu s$ lange Auswertefenster normiert. Die gefittete Lebensdauer $\tau_{fit} = 2.3 \dots 2.4 \mu s$ bestätigt die Herkunft der Neutrinos aus dem μ^+ -Zerfall ($\tau_\mu = 2.2 \mu s$). Das Ergebnis steht für lange Fitbereiche in guter Übereinstimmung mit der herkömmlichen Methode; für kurze Fitbereiche ergibt sich jedoch eine deutliche Abweichung. Die wahrscheinliche Ursache ist, daß der Fitbereich zu klein ist, um den geringen Untergrundanteil genau zu bestimmen.

Die EML-Methode ist zwar eine unabhängige Methode, um die Anzahl an Untergrundereignissen zu bestimmen, sie macht jedoch weder eine Angabe über die Energie- noch über die Ortsverteilung des Untergrunds.

Datensatz & Fitbereich				EML-Fit Ergebnis			herkömmliche Analyse	
Nr	Run	$\Delta T[\mu s]$	N	$\tau_{fit}[\mu s]$	N_ν	N_B	N_ν	N_B
(I)	30-66	26	261	2.53 ± 0.19	248.3 ± 15.9	$2.7^{+1.7}_{-1.3}$	244.4 ± 15.9	6.6 ± 0.6
	37-66	46	242	2.43 ± 0.18	216.6 ± 14.9	$4.4^{+1.2}_{-1.0}$	215.3 ± 14.9	5.7 ± 0.6
(II)	16-66	26	229	2.29 ± 0.17	219.2 ± 15.0	$2.8^{+1.6}_{-1.2}$	217.0 ± 14.9	5.0 ± 0.5
	16-66	46	241	2.26 ± 0.17	217.7 ± 14.9	$4.3^{+1.1}_{-1.0}$		
	16-66	70	255	2.25 ± 0.17	217.3 ± 14.9	$4.7^{+0.9}_{-0.8}$		
	16-66	90	262	2.26 ± 0.17	217.7 ± 14.9	$4.3^{+.74}_{-.66}$		

Tabelle 5: Extended Maximum-Likelihood-Fit für verschiedene Zeitbereiche

Eine alternative Methode zur Bestimmung des zufälligen Untergrunds, die von der Erlanger Auswertegruppe praktiziert wird, hat den gleichen Nachteil. Sie sucht den zufälligen Untergrund nicht in vorangehenden Strahlperioden, sondern in der gleichen Strahlperiode jedoch an einem anderen, unkorrelierten Ort. Bei der Normierung der so gefundenen zufälligen Ereignisse muß unbedingt die räumlich inhomogene Verteilung der Primäreignisse berücksichtigt werden. Eine entsprechende Analyse in der Arbeit von M. Ferstl ergab einen Effekt von 1 % [Fer 94].

Zum Vergleich mit der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Methode wurde auch nach diesem Verfahren eine Analyse durchgeführt. Es ergab sich ein etwas geringerer Untergrund von 7.7 ± 0.6 Ereignissen, der jedoch im Rahmen der Fehler in Übereinstimmung mit der herkömmlichen Methode der Untergrundbestimmung steht.

Eine weitere Möglichkeit, die Untergrundbestimmung zu überprüfen, besteht in der Analyse der 'beam off' Daten. Ein direkter Vergleich mit den 'beam on' Daten ist nur eingeschränkt möglich, da beide Datensätze zum Teil zu unterschiedlichen Zeiten und mit teilweise anderen Meßbedingungen aufgenommen wurden.

Die Auswertung der 'beam off' Daten ergab 1.4 ± 0.2 zufällige und 2.5 ± 0.4 sequentielle Untergrundereignisse. Berücksichtigt man den Normierungsfaktor der unterschiedlichen Meßzeiten $R = T_{on}/T_{off} = 2.08$, erhält man eine mit der 'beam on' Analyse vergleichbare sequentielle Untergrundrate und wegen der fehlenden Strahleinflüsse einen etwas geringeren zufälligen Untergrundanteil.

6.5 Neutrinoereignisse

Die Anzahl der Neutrinoereignisse N_ν berechnet sich aus der Anzahl der Neutrinokandidaten $N = 291$ durch Abzug des in Abschnitt 6.3 bestimmten zufälligen und sequentiellen Untergrundanteils zu

$$N_\nu = N - N_{rd}^{bg} - N_{sq}^{bg} = (282.7 \pm 17.1) \text{ Ereignisse.}$$

Der Fehler wird klar dominiert durch den statistischen Fehler der Neutrinozählrate, der genau bestimmte Untergrund $N_{all}^{bg} = 8.3 \pm 0.7$ spielt praktisch keine Rolle. Das gute Signal zu Untergrundverhältnis von 34:1 verdeutlicht, daß die gewählten Schnitte zur nahezu untergrundfreien Identifikation der Neutrinoereignisse geeignet sind.

Die Energie- und Zeitverteilung der gemessenen e^-/e^+ -Ereignisse zeigt Abbildung 17; schraffiert dargestellt ist der jeweils bereits abgezogene geringe Untergrundanteil.

In Abbildung 17 a) wird die gemessene Energieverteilung der Elektronen verglichen mit der erwarteten Verteilung einer Monte Carlo Simulation (MC) (gestrichelte Linie). Die simulierte Elektronverteilung berechnet sich dabei aus der Faltung des ν_e -Quellspektrums mit dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt [Don 91] und der Detektorantwort (vergl. Abschnitt 7.1).

Die sehr gute Übereinstimmung der Spektren belegt, daß es sich bei den Experimentdaten um Elektronen des inversen β -Zerfalls an ^{12}C handelt (das χ^2 aus 18 Histogrammwerten beträgt 5.2). Auch das Energiespektrum des Positrons in Abbildung 17 b) zeigt eine gute Übereinstimmung ($\chi^2 = 6.6$ aus 12 Punkten) mit einer Monte Carlo Simulation des genau bekannten β -Spektrums des ^{12}N -Zerfalls [Dre 90, Beh 76].

Die Zeitverteilung des Elektrons in Abb. 17c) gibt einen weiteren eindeutigen Hinweis auf den Ursprung der gemessenen Ereignisse: Der exponentielle Abfall der Zeitverteilung mit $\tau_{fit} = (2.20 \pm 0.16) \mu\text{s}$ verdeutlicht eindrucksvoll, daß die gemessenen Reaktionen von ν_e aus dem μ^+ -Zerfall im ISIS Target verursacht wurden. Entsprechend zeigt die Zeitverteilung des verzögerten Positrons (in Abb. 17 d) dargestellt) den erwarteten exponentiellen Abfall mit der Lebensdauer des ^{12}N -Kerns $\tau_{theo} = 15.87$ ms. Die durchgezogene Linie ist das Resultat eines Fits der experimentellen Daten im Bereich 0.5 bis 36 ms unter Berücksichtigung der Ausleselücke mit $\tau_{fit} = (15.2 \pm 1.6)$ ms.

Da die Rückstoßenergie, die beim inversen β -Zerfall vom ν_e auf den ^{12}N -Kern übertragen wird, vernachlässigbar klein ist, entstehen Elektron und Positron am gleichen Ort. Während das Positron aus dem Zerfall des $^{12}\text{N}_{g.s.}$ isotrop emittiert wird, erfolgt die Emission des Elektrons bevorzugt entgegen der Neutrinoflugrichtung (vergl. Abb. 22). Gemäß der Monte Carlo Simulation erwartet man näherungsweise eine Normalverteilung der Ortsdifferenzen entlang der Modulachse mit einem Mittelwert $\mu = 0.53$ cm und einer Breite $\sigma = 13.1$ cm.

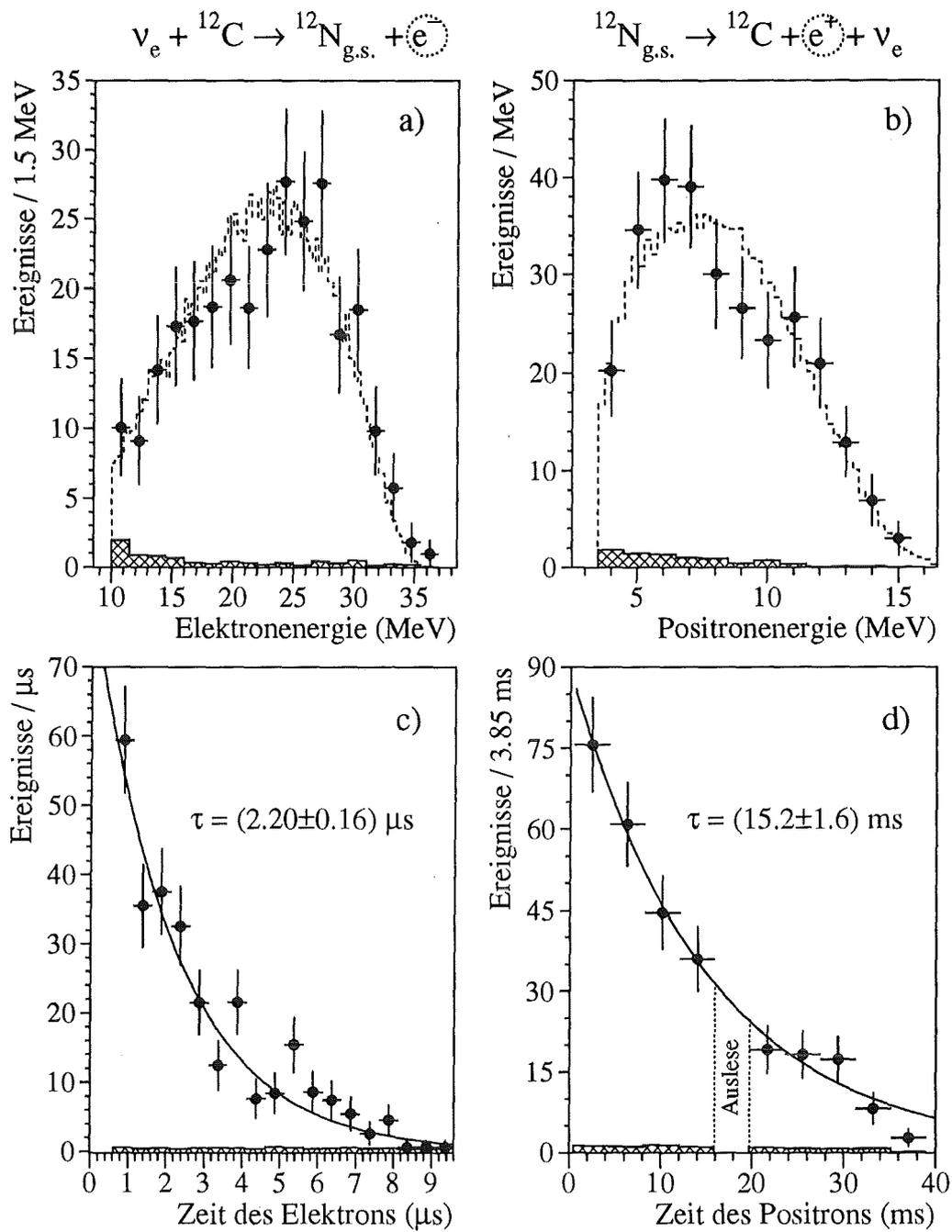


Abb. 17: Energie und Zeitverteilung der experimentellen Neutrinodaten im Vergleich mit einer GEANT 3 Simulation und einem exponentiellen χ^2 -Fit.
 schraffiert: abgezogener Untergrundanteil:
 a) sichtbare Energie des Elektrons bzw. b) Positrons
 c) Zeit des Elektrons bzw. d) Zeitdifferenz zwischen Positron und Elektron

Die entsprechende, experimentell beobachtete Ortskorrelation entlang der X-Achse zeigt Abbildung 18 zusammen mit der zweidimensionalen Darstellung der Ortsdifferenz in Modulreihen und -spalten. Ein Gaußfit der Ortsdifferenzen entlang der Modulachse ergibt den Mittelwert $\mu_{fit} = 1.3$ cm und die Breite $\sigma_{fit} = 13.4$ cm in guter Übereinstimmung mit der Monte Carlo Simulation. Man erkennt außerdem, daß durch den verwendeten Ortsschnitt bei $\Delta X = \pm 35$ cm fast keine Ereignisse verloren gehen. Die gute Ortskorrelation wird bestätigt durch die Verteilung der Reihen- und Spaltendifferenzen: 69.3 % aller Elektronen und Positronen werden innerhalb desselben Moduls nachgewiesen.

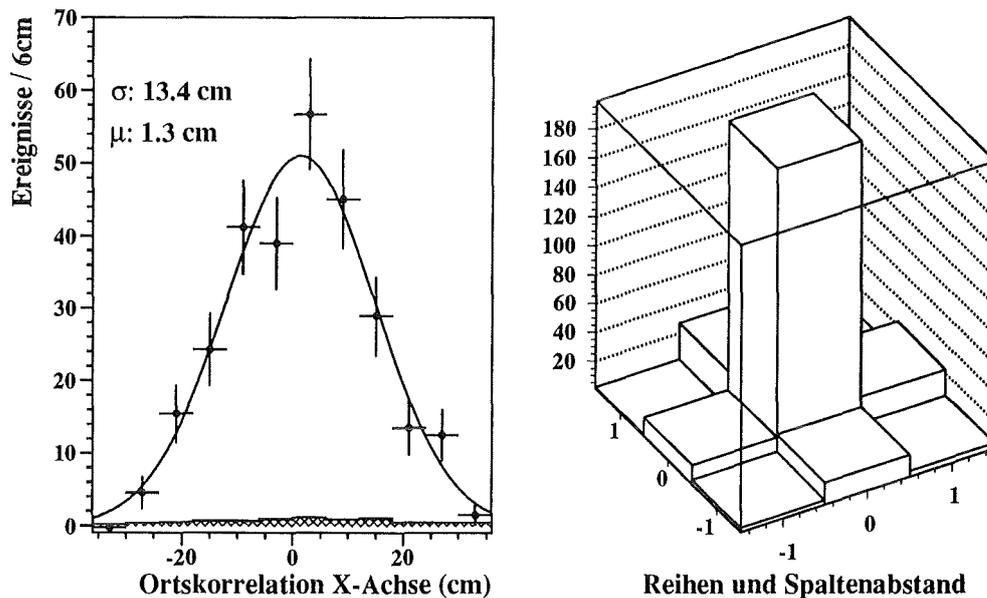


Abb. 18: Ortskorrelation von Elektron und Positron:
a.) entlang der Modulachse mit Gaußfit b.) Reihen und Spaltenabstand

Auch die in Abbildung 19 gezeigte Ortsverteilung der Neutrinoereignisse innerhalb des Zentraldetektors steht in Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Monte Carlo Simulation (gestrichelte Linie). Entlang der Modulachse von upstream nach downstream verringert sich die Ereignisrate um $\approx 30\%$ (Abb. 19 a). Dies wird durch die Abnahme des Neutrinoflusses mit zunehmender Entfernung vom Target verursacht und ist ein weiterer Beweis für den neutrinoinduzierten Ursprung der Ereignisse.

Die Spalten- und Reihenverteilung der experimentellen Daten ist in der Detektormitte im Rahmen der Statistik gleichverteilt mit einer verringerten Ereignisrate in den Randbereichen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß Ereignisse in den Randmodulen mit großer Wahrscheinlichkeit zusammen mit dem inneren Antizähler ansprechen und deshalb bei der Datenaufnahme verworfen werden.

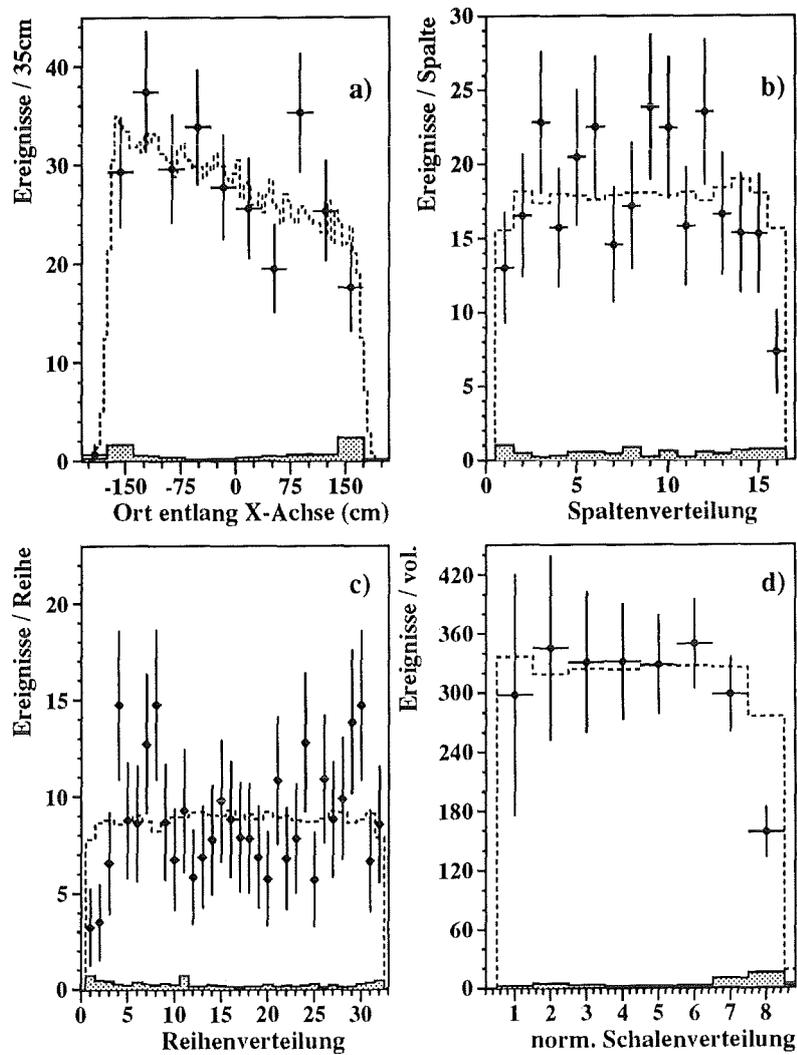


Abb. 19: Räumliche Verteilung der Elektronen nach Untergrundabzug (schraffiert):
a.) entlang der X-Achse b.) Reihen- c.) Spalten- d.) Schalenverteilung
Die entsprechend normierten MC-Verteilungen sind gestrichelt dargestellt.

Verdeutlicht wird dieser Effekt durch die 'Schalenverteilung' in Abbildung 19 d). Hierzu wurde der Zentraldetektor in acht konzentrische, sich umschließende Quaderschalen eingeteilt, die jeweils eine Modullage dick sind und von innen nach außen von 1 bis 8 durchnummeriert wurden. Das Spektrum zeigt die Rate der gemessenen Elektronen in den verschiedenen Schalen, normiert auf die unterschiedlichen Schalenvolumina. Man erkennt eine konstante normierte Ereignisrate im Bereich der inneren Schalen 1 bis 7, aber einen deutlichen Abfall in der 8. Randschale.

Die Diskrepanz zwischen experimenteller Rate und der MC-Simulation in der 8. Randschale konnte bisher nicht geklärt werden. Möglicherweise werden die Antizählerschwellen von der Simulation nicht genau genug beschrieben oder es handelt sich um einen Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit durch SMU-Ereignisse, die im Monte Carlo unberücksichtigt bleiben.

Abbildung 20 a.) und b.) vergleicht die gemessene Multiplizitätsverteilung mit dem Ergebnis der Monte Carlo Simulation. Das Positron deponiert seine Energie überwiegend in nur einem Modul, die im Mittel größere Energie des Elektrons verteilt sich dagegen auf 1-2 Module. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment deutet darauf hin, daß auch die Effekte des Lichtüberkoppelns [Wol 94], welche die Multiplizität eines Ereignisses sehr empfindlich beeinflussen, vom Monte Carlo Programm korrekt beschrieben werden.

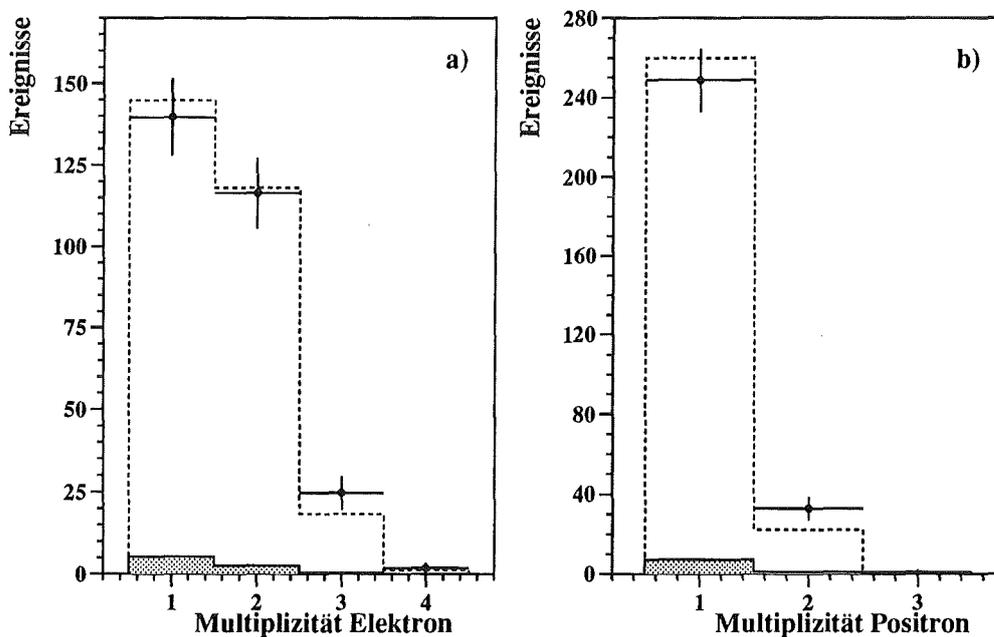


Abb. 20: Multiplizitätsverteilung nach Untergrundabzug (schraffiert) von:
a.) Elektron und b.) Positron im Vergleich zur MC Simulation (gestrichelt)

Insgesamt beweist die gute Übereinstimmung der gemessenen Energie-, Orts- und Multiplizitätsverteilungen der Elektronen und Positronen mit der Monte Carlo Simulation, daß diese den inversen β -Zerfall und den ^{12}N -Zerfall unter Benutzung der Detektornachweiseigenschaften genau beschreibt. Der gemessene zeitliche Abfall der Ereignisrate mit der Lebensdauer des μ^+ belegt eindeutig, daß die reduzierten Ereignispaare auf CC-Reaktionen von ISIS beam dump Neutrinos zurückzuführen sind.

6.6 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Aus der Anzahl N_ν der nachgewiesenen Neutrinoereignisse und der Anzahl der ^{12}C -Targetkerne kann bei bekanntem Neutrinofluß Φ_ν der Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma \rangle_{cc}$ der exklusiven Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ bestimmt werden. Da der KARMEN-Detektor keine Winkelabhängigkeiten messen kann, wird mit der Gesamtanzahl N_ν der über den gesamten Raumwinkel integrierte und über den energieabhängigen ν_e -Fluß gemittelte totale Wirkungsquerschnitt gemessen. Für die Bestimmung von $\langle \sigma \rangle_{cc}$ werden benötigt:

- der Raumwinkelfaktor zur Berücksichtigung der Detektorgeometrie,
- die ν_e -Quellstärke von ISIS,
- die Anzahl der ^{12}C -Targetkerne,
- die aus Detektoreigenschaften und den Neutrinostritten resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit. .

Die Entfaltung des energieabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitts, die auf Grund der guten Energieauflösung möglich ist, wird in Kapitel 7 genauer behandelt.

6.6.1 Berücksichtigung der Detektorgeometrie

Die pro Volumenelement dV im Detektor am Ort \vec{x} erwartete Ereignisrate dN_ν ist gegeben durch

$$dN_\nu = \langle \sigma \rangle_{cc} \cdot \Phi(\vec{x}) \cdot \rho_c \cdot dV.$$

Hierbei bezeichnet ρ_c die ^{12}C -Teilchendichte (Teilchen / cm^3), die bei der weiteren Berechnung als konstant über das gesamte Detektorvolumen angenommen wird. Berücksichtigt man die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{tot} und integriert über das gesamte Detektorvolumen V erhält man die beobachtbaren Neutrinoereignisse N_ν zu

$$\begin{aligned} N_\nu &= \varepsilon_{tot} \cdot \langle \sigma \rangle_{cc} \cdot \rho_c \iiint_V \Phi(\vec{x}) dx dy dz \\ &= \varepsilon_{tot} \cdot \langle \sigma \rangle_{cc} \cdot N_T \cdot \Phi_0 \iiint_V \frac{1}{V} \frac{dx dy dz}{4\pi|\vec{x}|^2} \end{aligned}$$

mit der Gesamtzahl an ^{12}C -Targetkernen N_T und der Neutrinoquellstärke Φ_0 (= Anzahl produzierter ν_e).

Hierbei wurde berücksichtigt, daß die π^+ und μ^+ im ISIS-Target in Ruhe zerfallen und der Neutrinofluß $\Phi(\vec{r}) = \Phi_0/(4\pi r^2)$ daher isotrop vom als punktförmig angenommenen Target emittiert wird. Das obige Integral, das den volumengemittelten reziproken quadratischen Abstand angibt, ist ein reiner Geometriefaktor, der als effektiver Detektorabstand r_{eff} ausgedrückt werden kann. Unter Verwendung der geometrischen Daten aus Tabelle 6 ergibt er sich durch numerische Integration [Arm 94] zu

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

Der relative Fehler von 0.6 % stammt aus der angenommenen Meßunsicherheit der Detektorposition relativ zur Targetmitte.

Angaben in [cm]	X-Achse	Y-Achse	Z-Achse
Dimension des Detektors (LxBxH)	353	320	596
Targetposition relativ zur Detektormitte	-1756±5	162±2	-151±3

Tabelle 6: Detektorvolumen und Targetabstand

6.6.2 Bestimmung der Neutrinoquellstärke

Da alle von ISIS produzierten Neutrino flavours aus der $\pi^+-\mu^+-e^+$ -Zerfallskette stammen, ist die Neutrino produktionsrate gleich der π^+ -Produktionsrate. Die im Target erzeugte Anzahl π^+ pro einfallendem Proton ist neben der Strahlenergie auch vom Targetmaterial und der Targetgeometrie abhängig. Zur Bestimmung dieses π^+/p -Verhältnisses wurde am Los Alamos National Laboratory ein Monte Carlo Programm [Bur 90] entwickelt und im Rahmen des Experiments E866 an der dortigen beam dump Quelle kalibriert [All 89]. Das Programm berechnet für viele Targetmaterialien und -geometrien die Pionenproduktionsrate in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Die Genauigkeit der Simulation beträgt 7 %, hauptsächlich durch den Fehler der Kalibrationsmessung bedingt.

Das Programm wurde auf die ISIS Target- und Strahlgeometrie angewandt [Dod 92] und für das Uran- und Tantaltarget das π^+/p -Verhältnis bei einer Strahlenergie von 750 MeV und 800 MeV berechnet. Es ergaben sich die in Tabelle 7 angegebenen Werte [Bur 93].

Wie aus Tabelle 4 ersichtlich ist, wurde während der hier ausgewerteten Runs 16 – 66 das Target mehrfach gewechselt und ab Run 26 die Protonenenergie von 750 MeV auf

π^+ / p -Verhältnis	Uran	Tantal
750 MeV	0.0349	0.0388
800 MeV	0.0412	0.0459

Tabelle 7: Pionenproduktion in Abhängigkeit von Targetmaterial und Strahlenergie

800 MeV erhöht. Bei der Berechnung der Neutrinoquellstärke wurde deshalb eine mit der Protonenladung gewichtete mittlere Pionenproduktionsrate

$$\frac{\pi^+}{p} = 0.0438 \pm 0.0031$$

benutzt. Aus der insgesamt gemessenen Protonenladung $Q = 5181 \text{ C}$ ergibt sich eine Gesamtzahl von $3.23 \cdot 10^{22}$ Protonen und damit die Neutrinoquellstärke zu:

$$\Phi_0 = (1.416 \pm 0.099) \cdot 10^{21} \text{ Neutrinos.}$$

6.6.3 Anzahl der ^{12}C -Targetkerne

Die Zahl der ^{12}C -Targetkerne wurde getrennt für den Szintillator und das Plexiglas der Segmentierung bestimmt. Die dabei benutzte mittlere chemische Summenformel des Szintillators stammt aus einer Elementanalyse der Firma Merck (Darmstadt), die spezifische Dichte wurde der Arbeit von J. Rapp entnommen [Rap 91]. Das der Rechnung zugrunde liegende Szintillatorvolumen umfaßt den Zentraldetektor inklusive der inneren Antizähler, das gleiche Volumen wird auch vom Monte Carlo Programm zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit der CC-Reaktion verwendet. Die Parameter der Berechnung und das Ergebnis sind aus Tabelle 8 ersichtlich. Die Zahl der ^{12}C -Targetkerne N_T ergibt sich mit einem geschätzten, systematischen 1 % Fehler zu:

$$N_T = (2.532 \pm 0.025) \cdot 10^{30} \text{ }^{12}\text{C-Kerne.}$$

6.6.4 Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die bei der Selektion der ν_e -Ereignisse angewandten Energie- und Zeitschnitte führen zu einem Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit der CC-Reaktion. Folgende Einflüsse sind bei der Bestimmung der einzelnen Beiträge zur Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} zu beachten:

Parameter	Szintillator	Plexiglas	Einheit
Dichte ρ bei $T = 20^\circ\text{C}$	0.873	1.18	g/cm^3
Strukturformel	$\text{C}_1\text{H}_{1.767}$	$\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$	–
aktives Volumen	64.829	2.495	m^3
Isotopenanteile	98.9 % ^{12}C und 1.1 % ^{13}C		–
Teilchendichte	3.77×10^{22}	3.51×10^{22}	$^{12}\text{C}/\text{cm}^3$
	4.19×10^{20}	3.90×10^{20}	$^{13}\text{C}/\text{cm}^3$
Targetkerne	$N_{^{12}\text{C}} = 2.532 \times 10^{30}$		^{12}C -Kerne
	$N_{^{13}\text{C}} = 2.816 \times 10^{28}$		^{13}C -Kerne

Tabelle 8: Parameter von Szintillator und Plexiglas zur Berechnung der ^{12}C -Targetkerne

1. Aufgrund des prompten Zeitschnitts ($0.625 \dots 9.625 \mu\text{s}$) werden $\varepsilon_T = 82.8 \%$ aller Elektronen nachgewiesen. Der Verlust durch die untere Grenze beträgt dabei 15.8% , durch die obere Grenze gehen 1.4% aller Ereignisse verloren.
2. Die Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund des Energieschnitts auf das prompte Elektron bzw. verzögerte Positron und der geforderten Ortskorrelation wurde mit einem Monte Carlo Programm berechnet [Eit 95]. Ein Teil des Programms simuliert mit dem Programmpaket GEANT 3.0 [Bru 87] unter Benutzung der KARMEN-Geometrie den Transport und den Energieverlust von Elektronen und Positronen, die mit der theoretisch erwarteten Energie- und Ortsverteilung im Detektor am gleichen Ort gestartet werden. Ein anderer Teil berücksichtigt die wegen der Lichtabschwächung stark ortsabhängigen Detektorschwellen und die Energie- und Ortsauflösung durch entsprechende Daten der Kalibration, die getrennt für jeden Meßrun zur Verfügung stehen [Wol 94].

Besonders empfindlich hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit dabei von der (elektronischen) Summenenergieschwelle der MLU ab. Dies ist auch aus Abbildung 21 a.) ersichtlich, welche die Abhängigkeit dieser Größe vom Meßrun zeigt. Während die Nachweiswahrscheinlichkeit vor Run 30 und nach Run 40 nahezu konstant ist, erkennt man einen deutlichen Sprung zwischen Run 30 und Run 40. Dieser ist verursacht durch entsprechende Elektronikänderungen (vergl. Abschnitt A) zur Senkung der MLU-Schwelle. Wie aus der MC Simulation des Positronenspektrums mit den Daten von Run 16 (schraffiert) und Run 40 in Abbildung 21 b.) ersichtlich ist, beeinflusst die Schwelle wesentlich das Nachweisverhalten von Positronen unterhalb von 10 MeV .

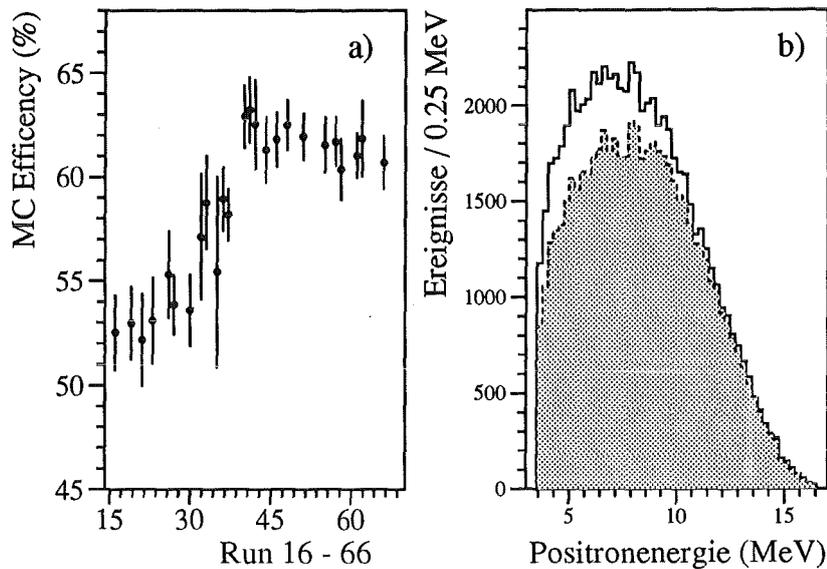


Abb. 21: a) Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Meßruns 16-66
 b) MC Simulation der Positronenergie für Run 40 und Run 16 (schraffiert)

Abgesehen von dem Teil an Ereignissen, die verloren gehen, weil sie vom Antizähler registriert werden (rund 12 %), verliert man etwa 9.6 % der Ereignisse durch den Energieschnitt auf das Elektron, 23.7 % durch den entsprechenden Schnitt auf das Positron und 4.3 % durch die geforderte enge Ortskorrelation. Die flußgemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit über alle Runs 16-66 beträgt $\varepsilon_{MC} = 59.8 \%$.

3. Aus der Zerfallzeit $\tau = 15.87$ ms folgt, daß $E_1 = 59.8 \%$ aller ^{12}N -Kerne in der gleichen und weitere $E_2 = 18.2 \%$ in der nachfolgenden Strahlperiode zerfallen. In manchen Fällen kann die 2. *Beamperiode* bei der Datenaufnahme jedoch nicht geöffnet werden ('2. *Beamperiod enabled failed*'), weil die Datenauslese der 1. Strahlperiode nicht rechtzeitig abgeschlossen wurde. Der Anteil dieser Fälle $\alpha(i)$ läßt sich jedoch für jeden Run i den Meßdaten entnehmen und bei der Efficiencybestimmung berücksichtigen.
4. Der Nachweisverlust durch Anwendung des Data-Stack Vetos ist näherungsweise proportional der Stackrate und der Vetozeit von $T_1 = 20 \mu\text{s}$ bzw. $T_2 = 10 \mu\text{s}$. Aufgrund von Strahleinflüssen ist die Stackrate f_1 während des Elektronnachweises um $\approx 6 \%$ größer als die entsprechende Rate f_2 zu den übrigen Zeiten der Strahlperiode. Beachtet man diesen Effekt, erhält man die runabhängige Efficiency zu

$$\varepsilon_{Stack} = (1 - f_1 \cdot T_1) \cdot (1 - f_2 \cdot T_2) \quad ,$$

die außerdem die $10 \mu\text{s}$ lange Hardware-Totzeit und die Elektroniktotzeiten berücksichtigt.

5. Der Nachweisverlust durch den SMU-Cut berechnet sich aus der SMU-Rate von 195 Hz, der SMU-Totzeit und einem Volumenfaktor, der das effektive Verhältnis des Totvolumens zum Nachweisvolumen berücksichtigt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Meßruns ab Run 30 beträgt $\varepsilon_{SMU} = 99.5 \%$ [Fer 94].

Da der Efficiencyverlust durch den sequentiellen Zeitschnitt, durch das Stackveto und den SMU-Cut je nach den aktuellen Meßbedingungen leicht variiert, wurden diese Nachweiswahrscheinlichkeiten für jeden Run $i = 16 \dots 66$ zusammengefaßt und ein mit den relativen Flußanteilen $\phi(i)$ gewichteter Mittelwert

$$\varepsilon_{mean} = \sum_{\text{Run } i=16}^{66} \phi(i) \cdot (E_1 + \alpha(i) \cdot E_2) \cdot \varepsilon_{Stack}(i) \cdot \varepsilon_{SMU}(i)$$

berechnet. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich somit aus dem Produkt der Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten zu

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_T \cdot \varepsilon_{MC} \cdot \varepsilon_{mean} = 34.2 \%$$

6.6.5 Resultat

Aus der experimentell bestimmten Neutrinoanzahl $^{12}\text{N}_\nu$, dem effektivem Abstand r_{eff} , der Neutrinoquellstärke Φ_0 , der Anzahl ^{12}C -Targetkerne N_T und der totalen Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{tot} ergibt sich nun der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma \rangle_{cc}$ nach der Formel:

$$\langle \sigma \rangle_{cc} = \frac{N_\nu}{N_T \cdot \varepsilon_{tot}} \frac{4 \pi r_{eff}^2}{\Phi_0}$$

Durch Einsetzen der Meßwerte erhält man einen Wert von

$$\langle \sigma \rangle_{cc} = [9.10 \pm 0.55(\text{stat.}) \pm 0.74(\text{syst.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Der systematische Fehler von $\pm 8.2 \%$ ergibt sich durch quadratische Addition folgender Einzelfehler:

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{MC} ändert sich um $\pm 3 \%$, wenn die systematische Unsicherheiten der Kalibration mit einem Fehler von $\pm 2 \%$ bzw. einer Energieverschiebung von $\pm 0.4 \text{ MeV}$ angenommen wird.
- Der Fehler in der Anzahl der ^{12}C -Targetkerne wurde mit $\pm 1 \%$ angenommen.
- Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Stackrate und anderer Größen, welche die Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflussen, beträgt $\pm 0.4 \%$.

- Der Gesamtfehler wird dominiert durch den Fehler von $\pm 7.5\%$ bei der Bestimmung des ν_e -Flusses und des Detektorabstands r_{eff} .

Der hier ermittelte Wert des Wirkungsquerschnitts ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis früherer KARMEN-Datenauswertungen [Bur 91, Wöl 92] und dem Resultat von $[10.5 \pm 1.0 \pm 1.0] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ des am LAMPF durchgeführten Experiments E225 [Kra 92]. Zu beachten ist dabei, daß die systematischen Fehler beider Experimente wegen der Bestimmung des ν_e -Flusses mit dem gleichen Programm korreliert sind. Auch die Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle, die bereits in Tabelle 2 dargestellt wurden, werden vom KARMEN-Experiment bestätigt.

Um die Konsistenz der Meßdaten zu überprüfen und mögliche systematische zeitliche Veränderungen zu finden, wurde der gesamte Datensatz in vier Bereiche mit etwa gleich großem Neutrinofluß eingeteilt. Das Ergebnis der Auswertung der einzelnen Teilbereiche zeigt Tabelle 9. Der berechnete Wirkungsquerschnitt ist im Rahmen statistischer Fluktuationen zeitlich konstant, eine systematische Drift konnte nicht festgestellt werden. Die Werte sind außerdem in guter Übereinstimmung mit der Auswertung von Datensatz (II), bei dem die Suche nach den verzögerten Ereignissen auf eine Strahlperiode begrenzt ist.

Wirkungsquerschnitte für verschieden Auswertebereiche					
Run	ν_e -Fluß %	ε_{tot} %	N_ν	Untergrund	$\langle \sigma \rangle_{cc} [10^{-42} \text{ cm}^2]$
16 - 30	17.4	31.4	44.9 ± 6.9	2.1	9.0 ± 1.4
32 - 44	27.8	34.6	81.1 ± 9.1	1.9	9.3 ± 1.0
46 - 55	26.2	35.3	73.9 ± 8.7	2.1	8.8 ± 1.0
57 - 66	28.6	34.3	82.8 ± 9.2	2.2	9.3 ± 1.0
16 - 66	100	34.2	282.7 ± 17.1	8.3	9.10 ± 0.55
zum Vergleich Auswertung mit Datensatz (II)					
16 - 66	100	26.4	217.0 ± 14.9	5.0	9.04 ± 0.62

Tabelle 9: Vergleich der Wirkungsquerschnitte verschiedener Auswerteziträume

7 Bestimmung des ν_e -Spektrums aus dem μ^+ -Zerfall

Das Energiespektrum von Elektronneutrinos aus dem μ^+ -Zerfall kann im KARMEN-Experiment mittels der exklusiven Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ bestimmt werden. Dabei wird die feste kinematische Beziehung der Reaktion benutzt, um aus der Energie des emittierten Elektrons auf die Neutrinoenergie zu schließen. Dies ist jedoch nur möglich, wenn aus der gemessenen, sichtbaren Energieverteilung das ursprüngliche, wahre Elektronenspektrum rekonstruiert werden kann. Diese Rekonstruktion geschieht durch eine Entfaltungsprozedur, die bei geringer Statistik im allgemeinen sehr schwierig ist, da die begrenzte Energieauflösung und eine durch Schwelleneffekte beschränkte Nachweiswahrscheinlichkeit das wahre Elektronenspektrum verzerren. Eine ähnliche Analyse wie die hier vorgestellte wurde unabhängig in der Arbeit von M. Ferstl durchgeführt [Fer 94].

Die Wahrscheinlichkeitsdichte, ein Elektron der Energie E_w mit einer sichtbaren Energie E_{vis} nachzuweisen, wird als Detektorantwort $A(E_w, E_{vis})$ bezeichnet. Wegen der komplexen Einzelprozesse, die das Nachsverhalten des Detektors beeinflussen, kann die Detektorantwort des KARMEN-Experiments nur implizit durch eine Monte Carlo Simulation bestimmt werden.

7.1 Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts und Kinematik

Um die exklusive Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ möglichst realistisch durch eine Monte Carlo Simulation zu beschreiben, muß der Wirkungsquerschnitt und die Kinematik dieser Reaktion in der Rechnung mit berücksichtigt werden. Bei der Simulation ist dabei weniger der absolute Wert der Reaktionswahrscheinlichkeit entscheidend als vielmehr die funktionale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Neutrinoenergie und Streuwinkel. Um diese Abhängigkeiten zu untersuchen, wurde das Programm NUÉE [Don 91] benutzt, das auf den detaillierten Berechnungen von Donnelly beruht.

Das Ergebnis der Rechnung veranschaulicht Abbildung 22: Die funktionale Abhängigkeit der ν_e -Nachweisrate von der ν_e -Energie zeigt die gleiche Form für unterschiedliche Streuwinkel Θ (Abb. 22 b.). Deshalb wird sie im Monte Carlo Programm durch die über alle Winkel integrierte Verteilung in Abbildung 22 d.) beschrieben.

Die Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d\Theta$ zeigt eine deutliche Bevorzugung der Rückwärtsstreuung (Abb. 22 a.) und läßt sich gut durch einen Ansatz der Form $\langle \sigma \rangle \sim (1 + k \cdot \cos \Theta)$ parametrisieren. Der energieabhängige Parameter $k = k(E_\nu)$ liegt dabei im Bereich $-0.35 \leq k(E_\nu) \leq -0.22$. Diese Parametrisierung wird auch vom aktuellen Monte Carlo Programm [Eit 95] benutzt, um die Winkelabhängigkeit der Elektronemission zu berücksichtigen.

Ein anderer wichtiger Punkt der Simulation ist die Berechnung der kinetische Energie E_{e^-} , die bei der exklusiven Kernanregung auf das entstehende Elektron übertragen wird. Sie

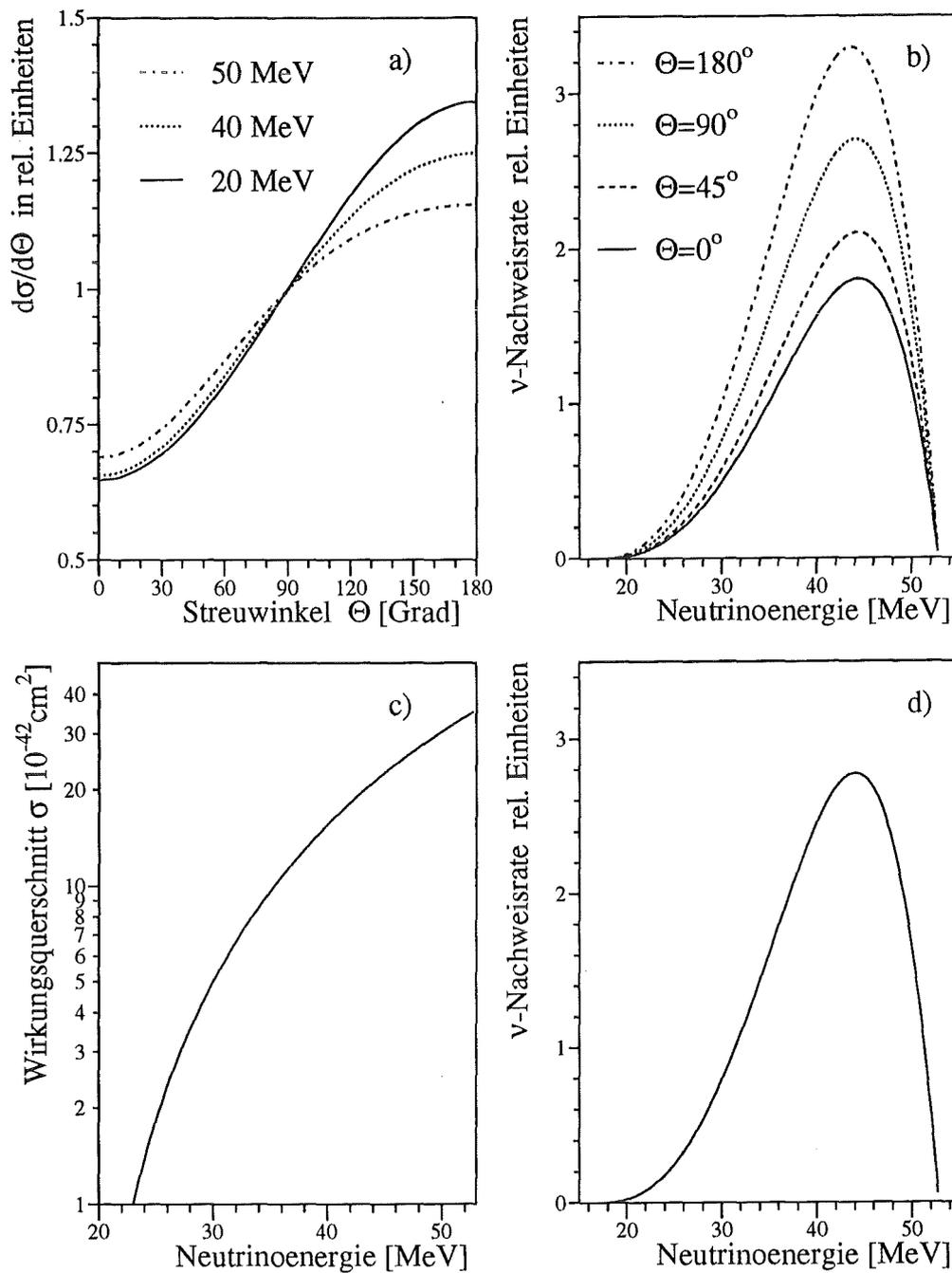


Abb. 22: ν_e -Nachweisrate und Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$
 a.) Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für verschiedene ν_e -Energien
 b.) Energieabhängigkeit der ν_e -Nachweisrate für verschiedene Streuwinkel
 c.) energieabhängiger Wirkungsquerschnitt, integriert über alle Winkel
 d.) ν_e -Nachweisrate, integriert über alle Winkel

ergibt sich aus der Neutrinoenergie E_ν unter Berücksichtigung des Kernrückstoßes zu [Boe 87]

$$E_{e^-} = \frac{E_\nu - Q}{1 + 2 \cdot \frac{E_\nu}{M_T} \cdot \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)}$$

Dabei bezeichnet Q die Schwellenenergie (Q-Wert) von $Q = 17.33$ MeV, M_T die Masse des Rückstoßkerns $M_T = 11177$ MeV [Don 91] und Θ den Streuwinkel zwischen Neutrino und Elektron.

Da die maximale Neutrinoenergie $E_{max} = 52.83$ MeV im Vergleich zur Kernmasse M_T sehr gering ist, beeinflusst der Streuwinkel Θ die Elektronenergie E_{e^-} um weniger als 1 %. In der Monte Carlo Rechnung kann dieser Effekt genau berücksichtigt werden, denn der Streuwinkel wird mit simuliert. Bei der Rückrechnung der Neutrinoenergie aus der gemessenen Elektronenergie ist der Streuwinkel jedoch nicht bekannt. Deshalb wird hierbei ein über alle Streuwinkel gemittelter Zusammenhang

$$\boxed{E_{e^-} = 0.9947 \cdot E_\nu - 17.24 \text{ MeV}} \quad (1)$$

benutzt, der sich durch eine Ausgleichsgerade an Ergebnisse des Programms NUÉE ergibt.

7.2 Methode der Entfaltung

Wie bereits dargelegt, kann der kinematische Zusammenhang (1) zwischen Neutrino- und Elektronenergie nur dann für **neutrinospektroskopische Untersuchungen** genutzt werden, wenn die wahre Energieverteilung $f(x)$ der Elektronen bekannt ist. Die gemessene Verteilung $\hat{g}(y)$ der sichtbaren Energie $y = E_{vis}$ wird durch das Faltungsintegral

$$\hat{g}(y) = \int A(x, y) f(x) dx + \varepsilon(y) = g(y) + \varepsilon(y) \quad (2)$$

mit der Detektorantwort $A(x, y)$ und der wahren Energieverteilung $f(x)$ verknüpft. Hierbei beschreibt die Funktion $\varepsilon(y)$ die Abweichung der erwarteten Energieverteilung $g(y)$ von der gemessenen Verteilung $\hat{g}(y)$ aufgrund von statistischen Fluktuationen. Um die Integralgleichung (2) näherungsweise lösen zu können, werden die gemessenen Daten in Form von Histogrammen dargestellt und die Gleichung dadurch diskretisiert:

$$\hat{g}_i = \sum_{j=1}^n A_{ij} f_j + \varepsilon_i \quad (3)$$

Dabei nummeriert der Index $i = 1 \dots \ell$ die Histogramminhalte der sichtbaren Energie y , der Index $j = 1 \dots n$ die Unterteilung des wahren Energiebereichs x .

Da die statistischen Fluktuationen ε_i der gemessenen Verteilung (a priori) nicht bekannt sind, kann aus der gemessenen Verteilung \hat{g}_i nur eine statistische Schätzung \hat{f} der wahren Verteilung f abgeleitet werden. Die Bestimmung dieser Schätzung \hat{f} durch Umkehrung von Gleichung (3) zeigt aber in Praxi, daß es sich hierbei um ein **schlecht konditioniertes Problem** handelt: Angenommene kleine statistische Fluktuationen ε_i führen

zu großen Änderungen in der Schätzung \hat{f} der wahren Energie. Die Schätzung ist daher mit großen Fehlern behaftet und im Falle stark oszillierender oder negativer Histogrammeinträge sogar wertlos. Dieses Problem ist in der Literatur ausführlich beschrieben und es werden hierfür mehrere Lösungswege diskutiert [Any 91, Scm 93].

Das im weiteren beschriebene Verfahren des regulierten Entfaltens (*regularization method*) [Blo 85] von V. Blobel ist eine Möglichkeit, oszillierende Lösungen zu vermeiden. Die Methode macht dabei a priori die Annahme, daß die unbekannte Energieverteilung bis zu einem gewissen Grad eine glatte Funktion ist. Um mit dieser Annahme eine relativ unvoreingenommene Schätzung zu erhalten, darf der Einfluß dieser a priori Annahme auf die Schätzung nur so groß sein, wie die ohnehin schon vorhandene statistische Unsicherheit.

Für die Berechnung wird die unbekannte Energieverteilung $f(x)$ durch eine Summe von m kubischen B-Splines¹³ $p_k(x)$

$$f(x) = \sum_{k=1}^m a_k \cdot p_k(x) \quad \text{bzw. durch} \quad f_j = \sum_{k=1}^m a_k \cdot p_{jk} \quad (4)$$

dargestellt. Dadurch wird das Problem der Schätzung der Funktion $f(x)$ auf die Bestimmung der m unbekanntten Splinekomponenten $\vec{a} = (a_1, \dots, a_m)$ zurückgeführt. Diese werden mittels eines Maximum-Likelihood-Fits derart bestimmt, daß die erwartete Verteilung

$$g_i = \sum_{k=1}^m a_k \cdot \left(\sum_{j=1}^n A_{ij} p_{jk} \right)$$

möglichst gut mit der gemessenen Verteilung \hat{g}_i übereinstimmt.

Statistisch bedingte Oszillationen im Fitergebnis werden nun dadurch reduziert, daß statt der negativen logarithmischen Likelihood-Funktion $L(\vec{a})$ die modifizierte Funktion $R(\vec{a})$, definiert durch

$$R(\vec{a}) = L(\vec{a}) + \tau \cdot r(\vec{a}) \quad \text{mit} \quad r(\vec{a}) = \int [f''(x)]^2 dx, \quad (5)$$

minimiert wird. Wie stark die Krümmung $r(\vec{a})$ in die Bestimmung der Verteilung $f(x)$ mit eingeht, wird durch den Regulationsparameter τ bestimmt. Ein großer Wert für τ führt zu einer starken Glättung von Strukturen in $f(x)$, ein zu kleiner Wert führt dagegen zu großen Schwankungen.

Um den besten Wert für τ zu finden, wird der Vektor \vec{a} der Splinekomponenten durch eine orthogonale Transformation in ein anderes Basissystem überführt, in welchem die Basisvektoren unabhängige Beiträge zur Gesamtkrümmung $r(\vec{a})$ liefern. Die Darstellung des Vektors \vec{a} in dieser Basis wird analysiert und die Anzahl an statistisch relevanten Komponenten m_0 bestimmt. Der Regulationsparameter τ wird jetzt so gewählt, daß genau diese m_0 Komponenten fast ungedämpft berücksichtigt werden, während alle anderen Komponenten um so stärker gedämpft werden, je mehr sie zur Krümmung beitragen.

¹³Kubische B-Splines haben einige Vorteile bei der Berechnung; so läßt sich die Krümmung einer Kurve hiermit besonders einfach analytisch darstellen.

7.3 Ergebnis der Entfaltung

Für die Entfaltung der Experimentdaten wurde das FORTRAN-Programm von V. Blobel benutzt, das auch schon in anderen Hochenergie-Experimenten Anwendung gefunden hat [Jon 81, Ber 84]. Der Ein- und Ausgabeteil wurde dem KARMEN-Datenformat angepaßt, um die Experiment- und Monte Carlo Daten ereignisweise einlesen zu können.

Zur Bestimmung des wahren Energiespektrums über den großen Bereich von 9 MeV bis 35.5 MeV wurden auch die Schnitte zur Selektion der Ereignisdaten entsprechend geändert:

- Für die Elektronen wurde ein vergrößertes Energieintervall von 8 MeV bis 37 MeV (statt 10 MeV bis 36 MeV) zugelassen.
- Zur Verringerung des höheren Untergrunds infolge des geänderten Energieschnittes wurde das Elektron nur bis $7.625 \mu\text{s}$ (statt bis $9.625 \mu\text{s}$) nach dem Strahl gesucht.

Um die Detektorantwort mit der Monte Carlo Berechnung möglichst treffend zu beschreiben, wurde sowohl ein Elektronereignis als auch ein Positronereignis am gleichen Ort im Detektor simuliert. Für das so simulierte Ereignispaar galten dieselben Schnitte wie für die Experimentdaten, um die Nachweiswahrscheinlichkeit richtig zu berücksichtigen.

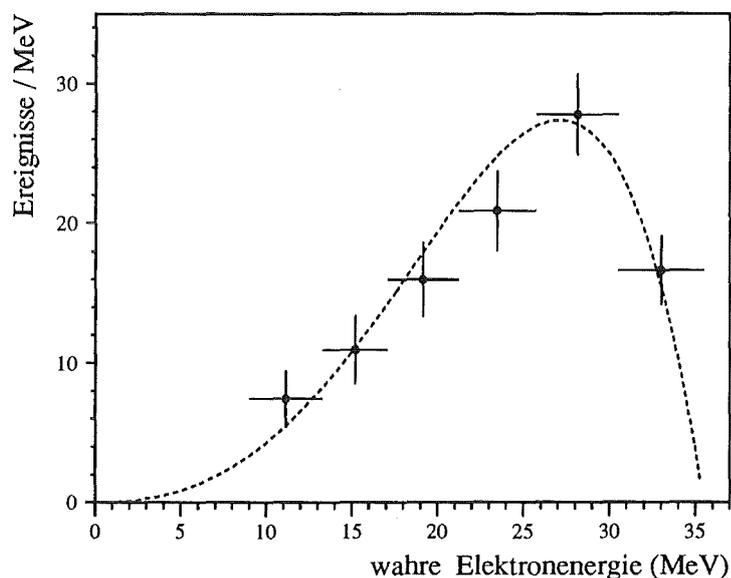


Abb. 23: Wahre Energie des Elektrons und theoretische Erwartung (gestrichelt)

Das Ergebnis der Entfaltung ist in Abbildung 23 darstellt. Das wahre Elektronenspektrum zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Verlauf (gestrichelt), der durch die Faltung des ν_e -Spektrums mit den energieabhängigen Wirkungsquerschnitten von Donnelly berechnet wurde. Die Statistik der ausgewerteten Daten ist ausreichend,

um für 6 Energieintervalle die mittlere Anzahl an Elektronereignissen zu bestimmen. Durch die Wahl von unterschiedlich großen Intervallbreiten wurden die Korrelationen zwischen benachbarten Histogrammeinträgen verringert und die Fehler der Datenpunkte minimiert [Blo 85].

7.4 Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt

Aus der wahren Elektronverteilung kann der energieabhängige Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, wenn man das ν_e -Energiespektrum (vgl. Kapitel 2) als bekannt voraussetzt. Dazu werden die Energieintervalle $E_e(i)$ gemäß Gleichung (1) in Intervalle der Neutrinoenergie $E_{\nu_e}(i)$ umgerechnet. Der mittlere Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma \rangle(i)$ im i -ten Energieintervall berechnet sich dann aus:

$$\langle \sigma \rangle(i) = \frac{N_\nu(i)}{N_T \cdot \varepsilon \cdot \Phi(i)} = \frac{N_\nu(i)}{K \cdot R(i)} \quad (6)$$

mit N_ν Anzahl entfalteter Neutrinos im i -ten Intervall,
 N_T Gesamtzahl der ^{12}C -Targetkerne,
 ε Nachweiswahrscheinlichkeit ohne Berücksichtigung der MC-Efficiency,
 $\Phi(i)$ Neutrinofluß im i -ten Energieintervall,
 $K = N_T \cdot \varepsilon \cdot \Phi_{tot} = 5.20 \cdot 10^{43} / \text{cm}^2$ Normierungskonstante
 und $R(i) = \Phi(i) / \Phi_{tot}$ relativer Flußanteil im i -ten Energieintervall.

Die so ermittelten Ergebnisse sind in Tabelle 10 und grafisch in Abbildung 24 dargestellt. Die Werte bestätigen im Rahmen der Fehler die theoretischen Berechnungen von

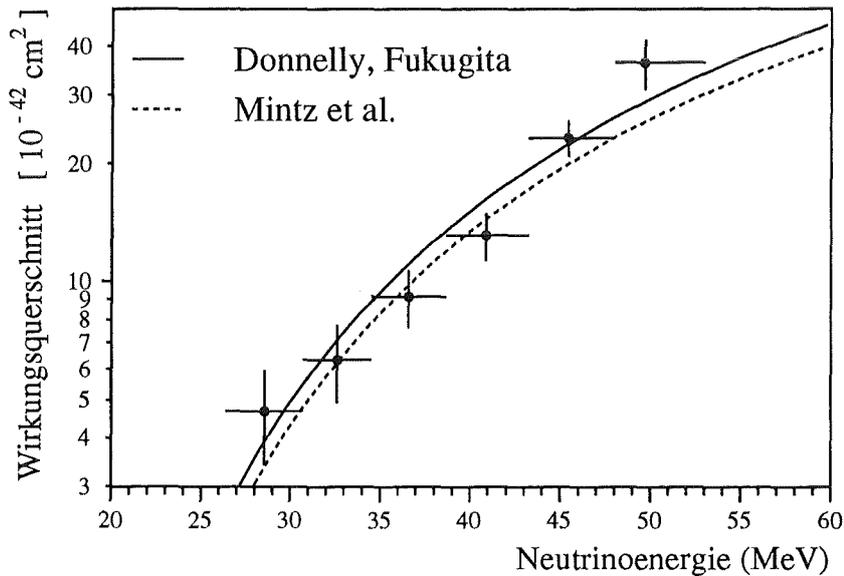


Abb. 24: Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ im Vergleich zu theoretischen Berechnungen

Donnelly, Fukugita und Mintz [Don 91, Min 90]. Obwohl die statistischen Fehler relativ groß sind, ist der Verlauf des Wirkungsquerschnitts doch klar erkennbar. Dies zeigt, daß die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ zur Normierung und Kalibration anderer Neutrinoereaktionen (z.B. der Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) eingesetzt werden kann.

i	Energieintervall		Ereignisse ν_e /MeV	$\langle \sigma \rangle$ [10^{-42}cm^2]	Fluß $R_i(\%)$
	E_{e^-} (MeV)	E_ν (MeV)			
1	9.0 – 13.3	26.3 – 30.7	7.4 ± 2.0	4.7 ± 1.3	13.1
2	13.3 – 17.1	30.7 – 34.5	10.9 ± 2.4	6.3 ± 1.4	12.6
3	17.1 – 21.2	34.5 – 38.6	16.0 ± 2.7	9.2 ± 1.5	13.8
4	21.2 – 25.7	38.6 – 43.2	20.9 ± 2.9	13.1 ± 1.8	13.9
5	25.7 – 30.5	43.2 – 48.0	27.8 ± 2.9	23.3 ± 2.4	11.0
6	30.5 – 35.5	48.0 – 53.0	16.6 ± 2.4	36.4 ± 5.3	4.4

Tabelle 10: Berechnete Anzahl Neutrinos und energieabhängiger Wirkungsquerschnitt für 6 Energieintervalle

7.5 Energiespektrum der ν_e aus dem μ^+ -Zerfall

Wird der Verlauf des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts (vergl. Abschnitt 3.1.1) als theoretisch bekannt vorausgesetzt, läßt sich aus der entfalteten, wahren Energieverteilung der Elektronen auch das Quellspektrum der Elektroneneutrinos aus dem μ^+ -Zerfall bestimmen. Dabei dient der ^{12}C -Kern als Hilfsmittel zur Messung der Neutrinoenergie über die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$.

Durch Auflösen von Gleichung (6) bestimmt sich der relative Flußanteil $R(i)$ im i -ten Energieintervall zu

$$R(i) = \frac{N_\nu(i)}{K \cdot \langle \sigma \rangle(i)} .$$

Das Ergebnis der Berechnung ist aus Abbildung 25 ersichtlich. Diese erstmalige experimentelle Bestimmung des ν_e -Spektrums aus dem μ^+ -Zerfall steht in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage der (V-A) Theorie des Standardmodells (gestrichelt). Die Messung war nur möglich durch die guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors und dem geringen Untergrundanteil infolge der stringenten Signatur, die eine eindeutige Identifikation von Neutrinos auf der Basis einzelner Ereignisse ermöglicht.

Wegen des Q -Wertes der Reaktion $Q = 17.3$ MeV und der unteren Nachweisschwelle von 9 MeV für das Elektron ist die Auswertung allerdings auf Energien $E_\nu > 26.3$ MeV

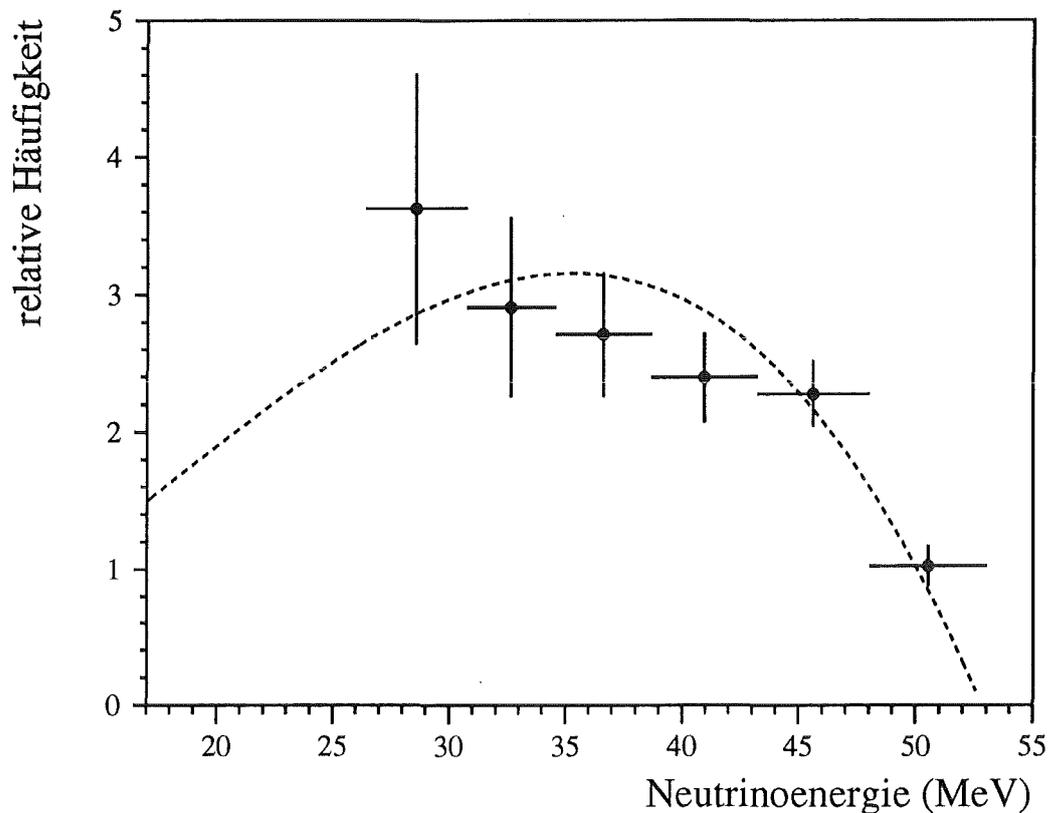


Abb. 25: Energiespektrum von ν_e aus dem μ^+ -Zerfall im Vergleich mit der theoretischen Erwartung des Standardmodells bei (V-A) Kopplung (gestrichelt)

begrenzt. Dennoch zeigt die Messung, dass Neutrino-Kernwechselwirkungen prinzipiell benutzt werden können, um über Reaktionen des geladenen Stroms ν_e -Energiespektren (z.B. auch von Solarneutrinos) zu untersuchen. Im Rahmen weiterführender Arbeiten wird die ν_e -Spektroskopie daher auch für die Suche nach Neutrinooszillationen im *Disappearance-Mode* benutzt werden. Hierbei kommen speziell Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ im kosmologisch interessanten Massenbereich von $\Delta m^2 \approx 2 - 20 \text{ eV}^2$ in Frage. Der spektroskopische Nachweis der ν_e zum Test des Standardmodells ist deshalb für die weiteren Messungen mit KARMEN von großer Bedeutung.

8 Bestimmung des Parameters ω_L des Myonzerfalls

Als rein leptonischer Prozess ist der Myonzerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ besonders geeignet, die grundlegenden Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung ohne den störenden Einfluß von QCD-Effekten zu untersuchen. Er ist zwar einer der am besten experimentell untersuchten Prozesse der schwachen Wechselwirkung, aber bisherige Experimente beschränkten sich darauf, die Eigenschaften der beiden beteiligten geladenen Leptonen, Elektron und Myon, zu bestimmen. Obwohl die Ergebnisse aller bisherigen Experimente die Annahme einer (V-A) Struktur des Standardmodells bestätigen, können sie doch andere Kopplungen nicht vollständig ausschließen.

Das KARMEN-Experiment nutzt einen gänzlich neuen Zugang, den Myonzerfall zu studieren: die Struktur der Wechselwirkung dieses Zerfalls wird durch die **spektroskopische Untersuchung der entstehenden Elektroneneutrinos** untersucht. Wie im folgenden dargelegt wird, ist die Form des ν_e -Energiespektrums dabei sehr sensitiv auf nicht mit dem Standardmodell kompatiblen skalaren und tensoriellen Wechselwirkungen und kann deshalb zur Analyse der Lorentz-Struktur der schwachen Wechselwirkung bei niedrigen Energien benutzt werden.

8.1 Theoretische Form des ν_e -Spektrums

Das Matrixelement des Myonzerfalls wird gewöhnlich in einer modellunabhängigen, die Leptonenzahl erhaltenden, allgemeinen Form dargestellt durch [Fet 86]

$$M = \frac{4}{\sqrt{2}} G_F \sum_{\substack{\gamma=S,V,T \\ \epsilon,\mu=R,L}} g_{\epsilon,\mu}^\gamma \langle \bar{e}_\epsilon | \Gamma^\gamma | (\nu_e)_n \rangle \langle (\bar{\nu}_\mu)_m | \Gamma_\gamma | \mu_\mu \rangle \quad . \quad (7)$$

Hierbei bezeichnet G_F die Fermikonstante, der Index γ den Typ der Wechselwirkung (S = skalar, V = vektoriell, T = tensoriell) und ϵ bzw. μ die Chiralität (R = rechtshändig, L = linkshändig) von Elektron und Myon. Der Wechselwirkungstyp Γ und ϵ bzw. μ legen dadurch eindeutig die Chiralität n und m der beiden Neutrinos fest: Bei rein vektorieller Wechselwirkung ist die Chiralität der Neutrinos gleich der des entsprechenden geladenen Leptons, bei skalarer und tensorieller Wechselwirkung dagegen sind die Chiralitäten einander entgegengesetzt.

Diese Tatsache hat entscheidende Auswirkungen auf die Form des ν_e -Spektrums nahe des kinematischen Endpunkts, an dem die Emission des ν_e entgegen der Flugrichtung von $\bar{\nu}_\mu$ und Positron erfolgt. Für den Fall der vektoriellen Wechselwirkung (V-A) des Standardmodells koppeln die drei Leptonenspins zum Gesamtspin $J = \frac{3}{2}$ (vergleiche Abb. 26 oben) und verhindern deshalb aus Gründen der Drehimpulserhaltung eine Neutrinoemission. Dagegen koppeln skalare und tensorielle Wechselwirkungen zum Gesamtspin $J = \frac{1}{2}$ (Abb. 26 unten). Dies führt zu einer deutlichen Erhöhung der meßbaren Ereignisrate am kinematischen Endpunkt.

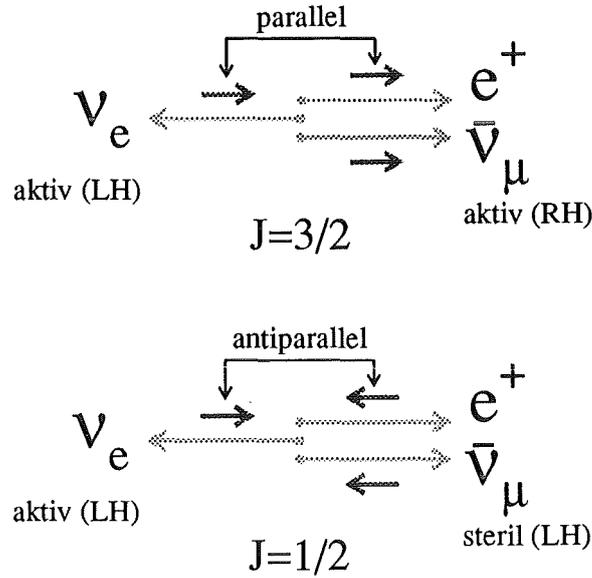


Abb. 26: Abhängigkeit der ν_e -Emission von der Helizität am kinematischen Endpunkt: Die (V-A) Wechselwirkung unterdrückt die ν_e -Emission, da alle Spins zu $J = \frac{3}{2}$ koppeln (oben). Skalare und tensorielle Wechselwirkungen verstärken dagegen die ν_e -Emission, da alle Spins zu $J = \frac{1}{2}$ koppeln (unten).

Die Wechselwirkung des μ -Zerfalls ist also durch die 10 Kopplungskonstanten aus Gleichung (7) vollständig festgelegt. Diese sind jedoch einer direkten experimentellen Bestimmung nicht zugänglich. Die Parameter der bisher durchgeführten Experimente (z.B. die Michelparameter ρ und η , die Asymmetrieparameter des Zerfalls polarisierter Myonen etc.) sind jedoch über positiv semi-definite Bilinearformen mit den Kopplungskonstanten $g_{e\mu}^\gamma$ verknüpft und erlauben daher, diese nach oben oder unten abzuschätzen.

Die schwache Wechselwirkung ist dem Standardmodell zufolge eine rein vektorielle Wechselwirkung (V-A) zwischen linkshändigen Teilchen, das entspricht in der Notation von Gleichung (7) $g_{LL}^V = 1$ und alle anderen Kopplungen verschwinden ($g_{e\mu}^\gamma = 0$).

Im KARMEN-Experiment können nur linkshändige Elektronenneutrinos nachgewiesen werden, da die Nachweisreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ auf der herkömmlichen (V-A) Wechselwirkung beruht. Unter Berücksichtigung skalarer und tensorieller Wechselwirkungen kann die Energieverteilung linkshändiger ν_e zu [Fet 92]

$$\frac{dN_L(y)}{dy} \sim \{F_1(y) + \omega_L F_2(y) + \eta_L x_0 F_3(y)\} \quad (8)$$

berechnet werden. Hierbei bezeichnet $dN_L(y)/dy$ die Wahrscheinlichkeitsdichte eines linkshändigen Neutrinos mit der reduzierten Energie $y = (2 \cdot E_\nu)/m_\mu$ sowie $\eta_L \approx 0$ den Niederenergieparameter und die Funktionen $F_1(y), F_2(y), F_3(y)$ sind durch die analytischen

Ausdrücke

$$\begin{aligned}
 F_1(y) &= \frac{(1 - x_0^2 - y)^2 y^2}{(1 - y)} \\
 F_2(y) &= \frac{2}{9} \cdot \frac{(1 - x_0^2 - y)^2 y^2}{(1 - y)^3} \cdot (-4y^2 + y(7 - x_0^2) - 3 + 3x_0^2) \\
 F_3(y) &= \frac{(1 - x_0^2 - y)^2 y^2}{(1 - y)^2}
 \end{aligned}$$

gegeben. Vernachlässigt man in ihnen alle Terme $x_0^2 = (m_e/m_\mu)^2 \ll 1$ und $|\eta_L \cdot x_0| \ll 1$, so vereinfacht sich Gleichung (8) zu:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_L(y)}{dy} &= 12y^2 ((1 - y) + \frac{2}{9}\omega_L(4y - 3)) \\
 &= (f_1(y) + \omega_L f_2(y)) \quad .
 \end{aligned} \tag{9}$$

Der Parameter ω_L hängt hierbei über

$$\omega_L = \frac{3}{4} \cdot \frac{|g_{RR}^S|^2 + 4|g_{LR}^V|^2 + |g_{RL}^S + 2g_{RL}^T|^2}{|g_{RL}^S|^2 + |g_{RR}^S|^2 + 4|g_{LL}^V|^2 + 4|g_{LR}^V|^2 + 12|g_{RL}^T|^2}$$

mit den Kopplungskonstanten zusammen. Er ist ein Maß für die Stärke von skalaren und tensoriellen Wechselwirkungsanteilen und führt durch den zusätzlichen Term $\omega_L \cdot f_2(y)$ zu Abweichungen in der spektralen Form des ν_e -Energiespektrums gegenüber der Vorhersage des Standardmodells ($\omega_L = 0$).

Die Abbildung 27 (linkes Bild) zeigt den Einfluß verschiedener ω_L -Werte auf die Form des ν_e -Energiespektrums. Der integrale Neutrinofluß wird durch die Wechselwirkungen außerhalb des Standardmodells nicht verändert, es erhöht sich jedoch deutlich die Zählrate nahe des kinematischen Endpunkts, an dem sonst keine Emission möglich ist.

Dieser Effekt wird durch den nahezu quadratisch ansteigenden Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion $^{12}\text{C} (\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ noch verstärkt und ist im Spektrum der Elektronen deutlich sichtbar (Abbildung 27 rechts). Deshalb wird zur Bestimmung des Parameters ω_L auch statt des in Abschnitt 7.5 indirekt bestimmten ν_e -Spektrums das direkt gemessene Elektronenspektrum des inversen β -Zerfalls verwendet.

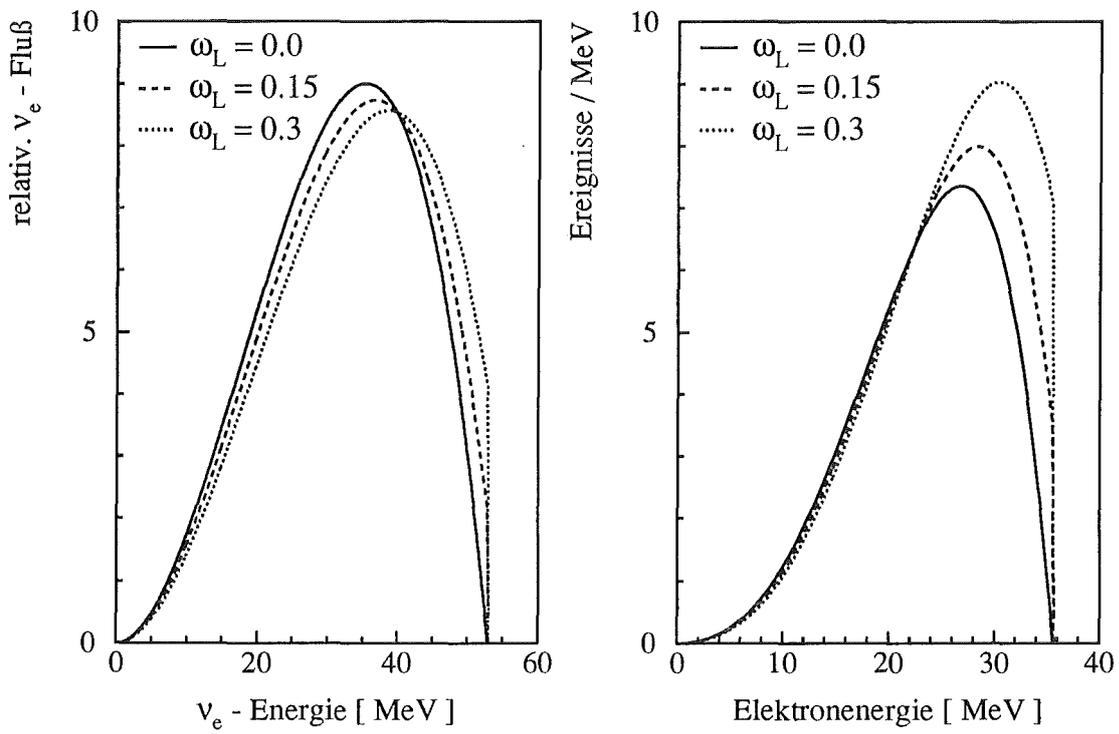


Abb. 27: Einfluß von $\omega_L = 0, 0.15$ und 0.30 auf die Form des Energiespektrums von linkshändigen ν_e (linkes Bild) und Elektronen der Nachweisreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ (rechtes Bild)

8.2 Maximum-Likelihood-Fit des ω_L -Parameters

Laut Gleichung (9) setzt sich das theoretische Energiespektrum der linkshändigen Elektroneneutrinos aus zwei Anteilen $f_1(y)$ und $f_2(y)$ zusammen. Die entsprechenden Anteile $g_1(E_e)$ und $g_2(E_e)$ des erwarteten Elektronenspektrums ergeben sich durch Multiplikation von f_1 bzw. f_2 mit dem energieabhängigen theoretischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(y)$ von Donnelly und durch Faltung des Produkts mit der Detektorantwort im Rahmen einer Monte Carlo Simulation. Der mittlere Zusammenhang zwischen Neutrinoenergie y und Elektronenergie E_e ist dabei wieder durch die Kinematik der Nachweisreaktion nach Gleichung (1) gegeben.

Das Spektrum der sichtbaren Elektronenergie für die beiden Anteile g_1 und g_2 vor und nach der Faltung mit der Detektorantwort zeigt Abbildung 28. Durch die begrenzte Energieauflösung und den Einfluß der Detektorschwelle wird der steile Anstieg des g_2 -Anteils nahe des kinematischen Endpunkts ausgewaschen und zu niedrigeren Energien hin verschoben. Insgesamt verschlechtern die unvollkommenen Detektoreigenschaften die theoretisch abgeschätzte Sensitivität der Bestimmung des Parameters ω_L um den Faktor 2-3.

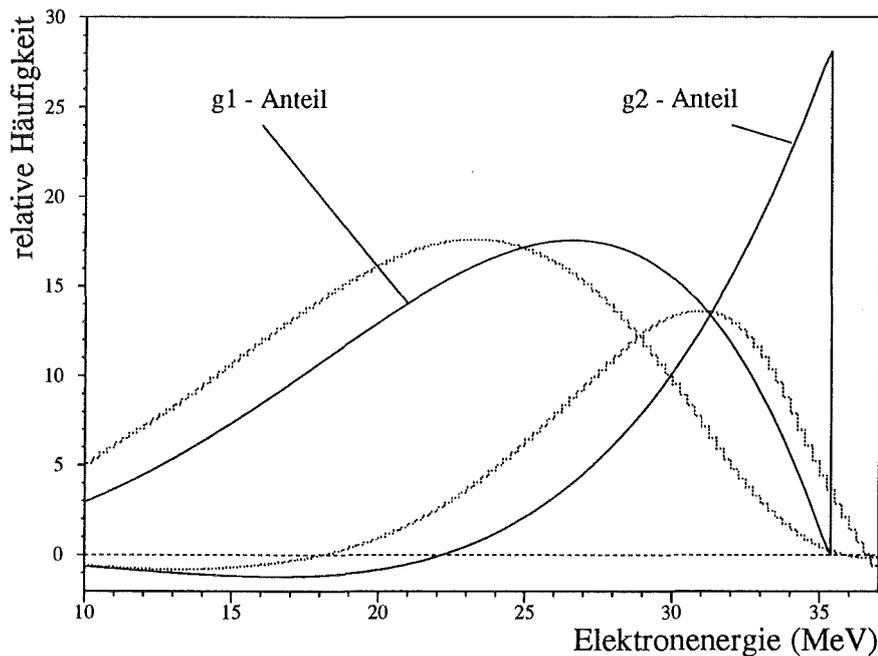


Abb. 28: Energiespektrum der Anteile g_1 und $\omega_L \cdot g_2$ vor (—) und nach (...) der Faltung mit der Detektorantwort für $\omega_L = .5$.

Die Bestimmung des Parameters ω_L erfolgt durch einen Maximum-Likelihood-Fit der relativen Anteile g_1 und g_2 an das experimentelle Elektronenspektrum. Analog zum Vorgehen in Abschnitt 6.4.1 erfolgt der Fit auf Basis einzelner Ereignisse, um den Vorteil dieser

Fitmethode optimal zu nutzen. Dabei muß man den bekannten Untergrundanteil $B(E)$ in den Fit mit einbeziehen und erhält somit die Likelihood-Funktion $L(\omega_L)$ zu:

$$L(\omega_L) = \prod_{i=1}^N \left(N_\nu \cdot \frac{g_1(E_i) + \omega_L \cdot g_2(E_i)}{I_1 + \omega_L \cdot I_2} + N_B \cdot B(E_i) \right) \quad (10)$$

mit: $N = N_\nu + N_B$ Summe aus Neutrino- und Untergrundereignissen,
 E_i sichtbare Energie des i -ten Ereignisses,
 $I_1 = \int g_1(E)dE$ Normierung von g_1 innerhalb des Fitbereichs
 und $I_2 = \int g_2(E)dE$ Normierung von g_2 innerhalb des Fitbereichs.

Bei der Durchführung des Fits muß beachtet werden, daß der physikalisch erlaubte Bereich für ω_L auf positive Werte $\omega_L \geq 0$ beschränkt ist. Die tatsächliche Berechnung der Likelihood-Funktion $L(\omega_L)$ für negative ω_L ergibt mit Energien am kinematischen Endpunkt sinnlose, negative Wahrscheinlichkeitsdichten, die nicht weiter verwendet werden können. Das Fitprogramm beschränkt deshalb die Suche nach dem Minimum der logarithmischen Likelihood-Funktion auf positive Werte für ω_L .

Aufgrund von statistischen Fluktuationen kann es jedoch passieren, daß das Minimum der log. Likelihood-Funktion am Rand des Definitionsbereichs bei $\omega_L = 0$ angenommen wird. Die Funktion wird in diesem Fall durch ein Polynom 3. Grades ein Stück weit in den nicht physikalischen, negativen Bereich extrapoliert, dort das Minimum ω_L^{fit} bestimmt und das Ergebnis gemäß den Grundsätzen der *Particle Data Group* [Pdg 92] auf den erlaubten physikalischen Bereich renormiert. Das Ergebnis ist dann ein Schätzintervall $0 \leq \omega_L \leq \omega(90)$, in welchem der Parameter ω_L mit 90 % Wahrscheinlichkeit (*Confidence Limit = CL*) liegt.

Beim Fit wurden von den üblichen Neutrinoereignisse nur diejenigen benutzt, die bis 6.625 μ s nach dem Strahl innerhalb eines Ortsbereichs von $-150 \text{ cm} \leq X \leq +150 \text{ cm}$ im Detektor nachgewiesen wurden. Dadurch wurden systematische Fehler bei der Energiebestimmung weitgehend reduziert und der Untergrundanteil weiter verringert. Die maximal zulässige Ortsdifferenz zwischen Elektron und Positron wurde auf $\Delta X \leq 50 \text{ cm}$ vergrößert, um in keinem Fall die für den Fit entscheidenden höherenergetischen Elektronen (mit größerer Reichweite im Szintillator) durch eine zu enge Ortskorrelation zu unterdrücken. Aus den so selektierten Daten wurden vier Datensätze (A)–(D) abgeleitet:

- (A) Dieser Datensatz enthielt keine Elektronereignisse, die innerhalb defekter Module nachgewiesen wurden. Durch die Beschränkung auf voll funktionsfähige Module wurde ein nachteiliger Einfluß der reduzierten Energieauflösung defekter Module auf die Spektrumform verhindert.
- (B) Wie Datensatz (A), jedoch ohne den Schnitt auf defekte Module.
- (C) Wie Datensatz (A), jedoch werden nur Ereignisse der Meßruns 37-66 berücksichtigt.

(D) Wie Datensatz (A), um den Untergrund zu reduzieren jedoch mit einer geforderten Ortskorrelation von $\Delta X \leq 35$ cm.

Das Ergebnis der umfangreichen Analyse unterschiedlicher experimenteller Datensätze für verschiedene erlaubte Energiebereiche des Elektrons ist in Tabelle 11 angegeben.

Je nach benutztem Datensatz und Fitintervall ergeben sich Werte $\omega_L = 0.0 \dots 0.071$ bei einem Fehler von $\Delta\omega \approx 0.05 \dots 0.06$. Es bestehen keine großen Unterschiede zwischen dem Ergebnis mit Datensatz (A), (B) oder (D). Der Fit ist jedoch sehr stark abhängig von der Existenz einzelner Ereignisse im Energiebereich $E_e \approx 35$ MeV; dies erklärt die durchgehend kleineren Fitwerte mit Datensatz (C), bei dem offensichtlich ein oder zwei Ereignisse in diesem Energiebereich fehlen.

Datensatz und N_ν, N_B	\times 10^{-2}	erlaubte Elektronenergie [MeV]				
		10-36.5	10-36.0	10-35.5	10-35.0	10-34.5
(A) $N_\nu = 230.3$ $N_B = 3.7$	ω_L	3.3	3.6	4.1	5.0	6.4
	$+\Delta\omega$	5.8	5.7	5.9	6.1	6.3
	$-\Delta\omega$	5.1	5.1	5.2	5.4	5.6
	$\omega(90)$	12.0	12.2	12.8	13.7	15.2
(B) $N_\nu = 244.0$ $N_B = 4.0$	ω_L	4.0	4.2	4.8	5.7	7.1
	$+\Delta\omega$	5.7	5.7	5.8	6.0	6.3
	$-\Delta\omega$	5.0	5.1	5.2	5.3	5.5
	$\omega(90)$	12.3	12.5	13.1	14.2	15.7
(C) $N_\nu = 175.2$ $N_B = 2.8$	ω_L	-0.1	0.1	0.6	1.4	2.6
	$+\Delta\omega$	6.1	6.2	6.3	6.4	6.6
	$-\Delta\omega$	6.1	5.5	5.6	5.7	5.9
	$\omega(90)$	10.5	10.7	11.1	11.9	13.0
(D) $N_\nu = 228.2$ $N_B = 2.8$	ω_L	3.4	3.6	4.1	5.0	6.4
	$+\Delta\omega$	5.7	5.7	5.9	6.1	6.3
	$-\Delta\omega$	5.1	5.1	5.2	5.4	5.5
	$\omega(90)$	12.0	12.2	12.8	13.7	15.2

Tabelle 11: Gefittete Werte ω_L , asymmetrische Fehlergrenzen $+\Delta\omega$ und $-\Delta\omega$ sowie Ausschlußgrenzen (90 % CL) für verschiedene Fitbereiche und Datensätze (A - D). Angaben in Einheiten von 10^{-2} .

Die kleinsten Fehler $+\Delta\omega$ und $-\Delta\omega$ ergeben sich im Fitbereich von 10 - 36 MeV. Bei Benutzung von ausschließlich voll funktionsfähigen Modulen erhält man in diesem Bereich mit Datensatz (A) und (D):

$$\omega_L^{fit} = 0.036^{+0.057}_{-0.051}$$

Die zugehörige grafische Darstellung des Fitergebnisses zeigt Abbildung 29.

Im Rahmen der Fehler ist der Fit voll mit den Erwartungen des Standardmodells $\omega_L = 0$ verträglich. Die erstmalige Bestimmung des Parameters ω_L gibt keinen Hinweis auf mögliche Abweichungen von der (V-A) Struktur und man kann eine obere Grenze von

$$\omega_L \leq 0.122 \text{ (90 \% CL)} \quad \text{bzw.} \quad \omega_L \leq 0.076 \text{ (68 \% CL)}$$

angeben. Aus dieser Abschätzung für ω_L können Einschränkungen für die dominierenden Kopplungskonstanten g_{RL}^S und g_{RL}^T hergeleitet werden [Fet 92]:

$$|g_{RL}^S + 2g_{RL}^T| \leq \sqrt{\frac{16}{3}\omega_L} = 0.81 \text{ (90 \% CL)}.$$

Die bisher beste Beschränkung dieses Summenterms liegt bei 0.45 (90 % CL), d.h. eine obere Schranke von $\omega_L \leq 0.04$ würde die bestehende Abschätzung verbessern.

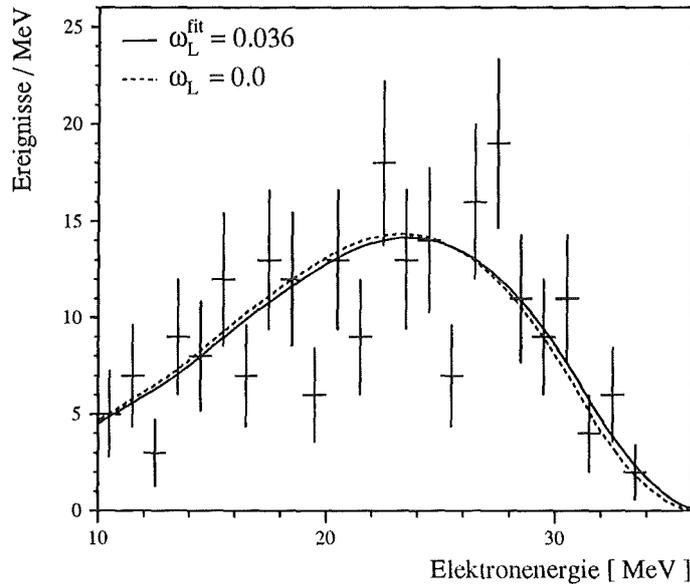


Abb. 29: Energiespektrum von Elektronereignissen aus Datensatz (A); verglichen wird das Ergebnis eines Maximum-Likelihood-Fits ($\omega_L^{fit} = 0.036$) mit den Erwartungen des Standardmodells ($\omega_L = 0.0$).

8.3 Erwartete Genauigkeit mit zunehmender Statistik

Um den erwarteten Fehler des ω_L -Parameters aus einer Maximum-Likelihood-Schätzung bei größerer Statistik zu bestimmen, wurde der ML-Fit mehrfach auf simulierte Elektronenspektren angewandt. Die Anzahl der simulierten Elektronereignisse N_ν , der Untergrundanteil N_B und die Form des simulierten Spektrums, d.h. der angenommene Wert für ω_L können dem Simulationsprogramm beliebig vorgegeben werden.

Die Simulation wurde mit verschiedenen Ereigniszahlen $N_\nu = 250, 500, 1\,000$ und $10\,000$ und einem angenommenen Verhältnis Signal zu Untergrund von 50:1 durchgeführt. Das Ergebnis in Tabelle 12 zeigt, daß die erwarteten Fehler $+\Delta\omega$ und $-\Delta\omega$ vom angenommenen wahren Wert ω_0 abhängen. Je größer der wahre Wert ω_0 ist, umso asymmetrischer und größer werden die erwarteten Fehler.

Dieses Resultat wird bestätigt durch zwei analytische Rechnungen (letzte und vorletzte Spalte in Tab. 12). Diese nutzen die Tatsache, daß der Fehler einer Maximum-Likelihood-Schätzung sich im Grenzfall großer Statistik aus dem Funktionswert der 2. Ableitung der logarithmischen Likelihood-Funktion zu [Leo 87, Ead 71]

$$\Delta\omega = \lim_{N \rightarrow \infty} \left\{ -\frac{\partial^2 \ln L(\omega)}{\partial \omega^2} \right\}^{-1} \Big|_{\omega=\omega_0}$$

bestimmen läßt. Die Rechnungen wurden basierend auf dieser Formel mit der Likelihood-Funktion aus Gleichung (10) für verschiedene Werte ω_0 durchgeführt. Die Anteile g_1 und g_2 wurden dabei durch Polynome 4. Grades parametrisiert, der Untergrundanteil N_B wurde ganz vernachlässigt, um die Rechnung zu vereinfachen. Die Berechnung wurde sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung der Detektorantwort durchgeführt.

Die hier durchgeführte Rechnung ergab im Grenzfall großer Ereigniszahlen N ohne Einbeziehung der Detektorantwort und mit einem dem Standardmodell entsprechenden $\omega_0 = 0$ einen erwarteten Fehler $\Delta\omega \approx 0.25/\sqrt{N}$. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit einer unabhängigen Berechnung von W.Fetscher [Fet 93, Fet 92], die einen Wert von $\Delta\omega \approx 0.26/\sqrt{N}$ ergab.

Unter der Annahme, daß bis zum Ende des KARMEN-Experiments etwa $N = 800$ Neutrinoereignisse nachgewiesen werden, läßt sich unter Berücksichtigung der Detektorantwort eine Genauigkeit bei der ω_L -Bestimmung von $\Delta\omega = 0.02$ vorhersagen. Diese Genauigkeit würde den Wertebereich der Kopplungskonstanten g_{RL}^S und g_{RL}^T weiter einschränken.

Allerdings setzt die Rechnung in diesem Fall voraus, daß die Messung die Standardmodellvorhersage $\omega_L = 0$ bestätigt. Außerdem setzt eine solch genaue Bestimmung von ω_L eine weitere Reduzierung systematischer Fehler bei der Beschreibung der Detektorantwort und der Energiekalibration voraus. Die Maximum-Likelihood-Analyse müßte dann auch Strahlungskorrekturen des Myonzerfalls berücksichtigen, deren Einfluß auf das Elektronenspektrum entsprechend einer neueren Rechnung [Gre 94] vergleichbar ist mit Werten $\omega_L \approx 0.01$.

Alle Werte in $[10^{-2}]$	Monte Carlo Simulation						Berechnung	
	$N_\nu =$ $N_B =$	250 5	500 10	1000 20	10000 200	Grenzfall $N_\nu \rightarrow \infty$	mit Detektorantwort	ohne
$\omega_0 = 0.0$	ω_L	-0.61	-0.58	-0.34	-0.13	$\rightarrow 0.0$		
	$+\Delta\omega$	4.8	3.2	2.1	0.62	$\rightarrow \frac{0.62 \pm 0.02}{\sqrt{N}}$	$\rightarrow \frac{0.64}{\sqrt{N}}$	$\rightarrow \frac{0.25}{\sqrt{N}}$
	$-\Delta\omega$	4.6	3.0	2.0	0.61			
$\omega_0 = 1.0$	ω_L	0.61	0.70	0.84	0.92	$\rightarrow 1.0$		
	$+\Delta\omega$	4.8	3.2	2.2	0.63	$\rightarrow \frac{0.62 \pm 0.02}{\sqrt{N}}$	$\rightarrow \frac{0.67}{\sqrt{N}}$	$\rightarrow \frac{0.41}{\sqrt{N}}$
	$-\Delta\omega$	4.5	3.0	2.1	0.62			
$\omega_0 = 5.0$	ω_L	5.1	5.1	5.0	4.9	$\rightarrow 5.0$		
	$+\Delta\omega$	5.2	3.5	2.4	0.76	$\rightarrow \frac{0.74 \pm 0.04}{\sqrt{N}}$	$\rightarrow \frac{0.80}{\sqrt{N}}$	$\rightarrow \frac{0.57}{\sqrt{N}}$
	$-\Delta\omega$	4.6	3.1	2.2	0.72			

Tabelle 12: Bestimmung des Parameters ω_L und des asymmetrischer Fehlers $\pm\Delta\omega$ an Hand simulierter Energiespektren; simulierte ω -Werte in Einheiten von 10^{-2} (1. Spalte): 0.0, 1.0 und 5. Die Simulation wird verglichen mit einer analytischen Rechnung mit und ohne Berücksichtigung der Detektorantwort (8. und 9. Spalte).

A Änderungen am Elektroniksystem seit Run 16

Während des ausgewerteten Meßzeitraums von Juni 1990 bis Februar 1994 wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Elektroniksystem mehrfach modifiziert und verbessert. Die meisten Änderungen wurden während der halbjährlichen 4-6 wöchigen ISIS Strahlpausen zwischen zwei Meßruns vorgenommen. Dabei wurden besonders folgende Ziele verfolgt:

- Erhöhung der Efficiency für niederenergetische Ereignisse mit $E < 10$ MeV und Verbesserung der Energieauflösung durch homogene Triggerschwellen und eine scharfe Summenenergieschwelle,
- Verbesserung der Möglichkeit, den kosmischen Untergrund infolge von SMU-Ereignissen zu erkennen,
- bessere Energiekalibration durch genauere Bestimmung des Energienullpunkts (Pedestals),
- geringere Elektroniktotzeiten sowie eine geringere Fehlerrate durch ein genau eingestelltes Timing der Triggerlogik,
- verbesserte Möglichkeiten der Systemüberwachung.

Während der ersten Meßruns (Run 16 bis 27) war das Elektroniksystem und die ACC-Software nur für die Erfassung von neutralen Neutrinoereignissen und vertikalen Eichmyonen ausgelegt. Pro Strahlperiode konnten bis zu 8 Ereignisse ausgelesen werden. Dies war auch ausreichend, da die mittlere Datenrate bei nur 1.7 Ereignisse pro Strahlperiode lag. Zu diesem Zeitpunkt wurden die Spuren von im Zentraldetektor gestoppten Myonen noch nicht ausgelesen. Deshalb konnten solche Ereignisse nur an Hand der aufgenommenen Data-Stack-Informationen erkannt werden.

Die seitdem durchgeführten Verbesserungen können in 5 Abschnitte gegliedert werden:

1. In der Strahlpause zwischen Meßrun 23 und 26 wurden zunächst notwendige Verbesserungen auf den ASTERIX-Karten vorgenommen:
 - Die Diskriminator-Bausteine der Karten wurden in bezug auf einheitliches Triggerverhalten überprüft und bei zu großen Abweichungen von einem vorgegebenen Mittelwert durch zuvor selektierte Bausteine ersetzt.
 - Die Triggerschwelle der Diskriminatoren wird durch Teilung einer externen Schwellenspannung eingestellt (vergl. Abb. 8). Durch Erhöhung des Teilungsverhältnisses von 10:1 auf 40:1 wurde die Einstellgenauigkeit der Triggerschwelle erhöht und die Empfindlichkeit gegen eingestreuten Brumm verringert. Die Wirkung dieser beiden Maßnahmen auf die Homogenität der Triggerschwellen zeigt Abbildung 30. Dargestellt ist die aus Experimentdaten ermittelte Varianz der

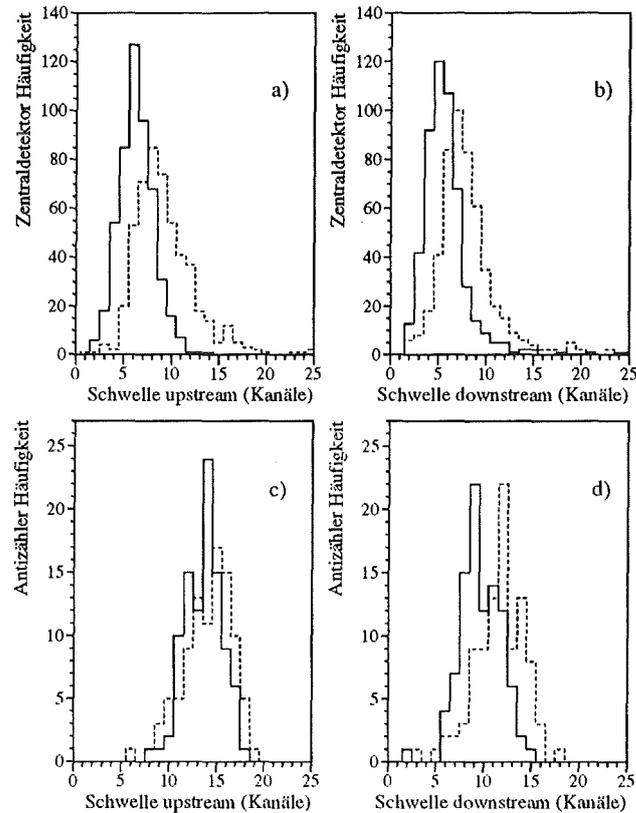


Abb. 30: Streuung der ASTERIX-Schwellen ab Run 26 und bis Run 23 (gestrichelt):
Schwellenverteilung des Zentraldetektors a.) upstream und b.) downstream
Schwellenverteilung des Antizählers c.) upstream und d.) downstream.

Triggerschwelle von Zentraldetektor- und Antizählermodulen vor (gestrichelt) und nach den durchgeführten Änderungen. Man kann deutlich erkennen, daß die durchgeführten Änderungen sowohl die Homogenität der Triggerschwelle verbessert als auch die Schwelle insgesamt gesenkt haben.

- Durch eine Schaltungsänderung wurden die MLU-Summenenergieschwellen der verschiedenen Antizähler- und Shieldzählerseiten getrennt einstellbar gemacht. Dadurch konnte das Vetozählersystem noch besser in Hinblick auf eine geringere Leckrate optimiert werden [Sch 93].
- Das Summenenergiesignal des Zentraldetektors wird durch Summation von 1024 Einzelenergiesignalen gebildet. Um das Rauschen und den Brumm dieses Signals möglichst niedrig zu halten, besitzt jeder Kanal eine Nullpunktsregelung. Durch Austausch eines Kondensators wurde die Regelzeitkonstante um den Faktor 4 verkleinert und dadurch der Brumm noch stärker unterdrückt.

2. In der Strahlpause zwischen Run 27 und 30 wurde das Triggersystem und die Datenaufnahme auf die Auslese von im Zentraldetektor gestoppten kosmischen Myonen

umgestellt. Gestoppte Myonen können von ^{12}C -Kernen eingefangen werden und entsprechend Tabelle 3 Folgereaktionen induzieren, die wegen der langen Zeitkorrelation zum primären Myon nicht durch ein Data-Stack-Veto unterdrückt werden können. Wird jedoch die Spur eines gestoppten Myons ausgelesen, der Stopport ermittelt und in den Meßdaten abgelegt, können nachfolgende Untergrundreaktionen an Hand der SMU-Daten identifiziert werden. Um die Datenaufnahme von SMU-Ereignissen zu ermöglichen, wurde in der Triggerlogik die Ereignisklasse 'super-valid event' eingeführt, die eine Datenkonversion unter Umgehung der Tripentscheidung einleitet.

Infolge der zusätzlichen SMU-Konversionen erhöhte sich die mittlere Ereignisrate auf 5.8 ausgelesene Ereignisse pro Stahlperiode. Dadurch wurden Eingriffe in die Schaltung der ADCs und des Trips notwendig, welche die Anzahl der pro Strahlperiode möglichen Ereignisse von 8 auf 16 erhöhten. Zur Aufnahme acht weiterer Ereigniszeiten wurde überdies ein zusätzlicher TDC (mit 8 Kanälen) in die Triggerlogik integriert.

Die Benutzung der SMU-Daten zur Reduktion des Untergrunds ist besonders erfolgreich bei der Auswertung der neutralen Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$: Ein SMU-Cut führt zu einer deutlichen Verringerung des Untergrundanteils dieser single prong Ereignisse im Energiebereich bis 16 MeV.

3. In der Strahlpause vor Run 32 wurde das MLU-Interface als zusätzliche Triggerstufe in die Triggerlogik eingefügt (vergleiche Abb. 9). Seitdem werden Ereignisse, deren Energie unterhalb der eingestellten Summenenergieschwelle liegen, durch ein schnelles Clear-Signal des MLU-Interfaces gelöscht. Dadurch wurde die Totzeit des Systems verringert und die Effizienz erhöht.

Das Interface übernimmt außerdem die Steuerung von MLU und Data-Stack. Dadurch wurde das Eingangsbit der MLU, das zuvor zur Steuerung benutzt worden war, für andere Signale verfügbar gemacht. Durch Belegung dieses Eingangsbits mit dem Zustand des Totzeitflipflops (D-Bit) vereinfachte sich die Triggerlogik und die Flexibilität der Programmierung der Triggerentscheidung in der MLU wurde erhöht. Im Zuge dieser Änderungen wurden zusätzliche Zähler für die Triggerraten von MLU-Interfaces und Trip installiert. Dies erweitert die Möglichkeit der Systemüberwachung und hilft bei der Suche nach Systemfehlern.

Als weitere Maßnahme wurde im SE/M-Compander der Verstärkungsfaktor für die Bildung der Summenenergie verringert. Infolgedessen wurde die Anstiegszeit des Summenenergiesignals kleiner und die MLU-Summenenergieschwelle dadurch insgesamt deutlich schärfer.

Die durchgeführten Verbesserungen erforderten eine erneute Einstellung des Timings der Triggerlogik. Dabei zeigte sich, daß mit dem eingebauten MLU-Interface in Verbindung mit einem optimalen Timing auch die Systemfehlerrate deutlich von 0.05 %

auf 0.005 % gesenkt werden konnte.

4. Durch die Energieeichung wird nur ein Eichpunkt bei der Landauenergie von 30.6 MeV festgelegt. Der zweite Eichpunkt ist durch den Energienullpunkt (=Pedestal) der Energiesignale E_u und E_d bestimmt. Sein Wert (in Kanälen) wird vor jedem Meßrun durch eine Messung mit Signalen des Testpulsers SCEPTU bei verschiedenen Signalamplituden bestimmt. Eine Vergleichsmessung mit dem Laserkalibrationssystem ergab eine modulspezifische Diskrepanz zwischen 0 und etwa 6 ADC-Kanälen. Die Ursache dieser Abweichungen wurde am Ende von Run 36 gefunden: Infolge von Spannungsabfällen (≈ 15 mV) entlang des Analogbusses war die von SCEPTU auf den ASTERIX-Karten erzeugte Signalamplitude abhängig von der Position der Karte innerhalb des Crates. In der längeren Strahlpause zwischen Run 37 und 40 wurde der Fehler durch Installation einer zusätzlichen Bezugsleitung für SCEPTU-Signale beseitigt. Auch können die Meßwerte der zurückliegenden Runs durch die Kalibration korrigiert werden, da die Abhängigkeit des Effekts von der Kartenposition durch die Lasermessungen bekannt ist.

Während dieser Meßpause wurde auch der SE/M-Compander durch eine Neuentwicklung ersetzt. Der neue Compander besitzt eine schnellere Summationsstufe, eine verbesserte Brummunterdrückung und eine geregelte Offsetkompensation. Zudem sind der Ein- und Ausgang des neuen Companders DC gekoppelt, so daß 'Pile up'-Effekte vermieden werden, die beim alten Compander zu einer zählratenabhängigen MLU-Schwelle geführt hatten.

Mit Beginn von Run 40 werden von der Triggerlogik auch die Spuren der horizontalen Detektor durchlaufenden Myonen aufgenommen. Dazu war allerdings nur eine geänderte Programmierung der MLU und der CalCos-Matrix des Trips notwendig. Eingriffe in die Hardware waren nicht erforderlich. Mit Hilfe der horizontalen Eichmyonen ist es jetzt auch möglich, eine Energieeichung der rechten und linken Antizählermodule durchzuführen und den Effekt der 'Leakage' in der Kalibration genauer zu berücksichtigen.

5. Den Abschluß der Elektronikänderungen bildete der Umbau der CAMAC-ADCs zwischen Run 42 und 44. Durch eine Modifikation der ADC-Steuerung ist es jetzt möglich, im sogenannten Blockmode-Betrieb die Meßwerte E_u und E_d auch derjenigen ASTERIX-Karten auszulesen, deren Kanäle zur Triggerung gar nicht beigetragen haben. Dadurch bietet der neue Auslesemodus eine einfache Möglichkeit der statischen Pedestalmessung. Diese ergibt im Rahmen der Auflösung von ± 1 Kanal die gleichen Werte wie die bisherige Methode der dynamischen Pedestalbestimmung.

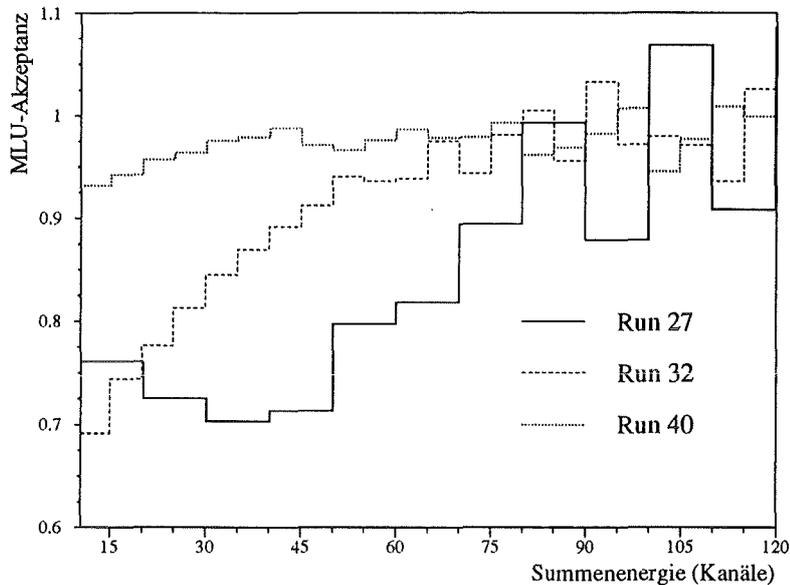


Abb. 31: Einstellungen der MLU-Schwelle vor Run 30, zwischen Run 30 und Run 37 und seit Run 40 [Sch 93,Eit 95].

Durch eine weitere Änderung im ADC werden jetzt Daten, die nach Abzug der Pedestalwerte außerhalb des erlaubten Wertebereichs liegen, durch ein *Overflow-Bit* gekennzeichnet. Das vereinfacht die Ermittlung derjenigen Module, die durch Drift des Energienullpunkts eine erhöhte Overflow-Rate zeigen, und deren Pedestal deshalb erneut kalibriert werden muß.

In einer speziellen Messung zur Schwelleneinstellung wurde nach jeder Elektronikverbesserung die energieabhängige Akzeptanz der MLU-Schwelle bestimmt [Sch 93]. In Abbildung 31 ist das Akzeptanzverhalten der MLU-Schwellen während der verschiedenen Abschnitte der Elektronikverbesserungen gegenüber gestellt. Bis einschließlich Run 30 ist die diskriminierende Wirkung sehr gering, die Akzeptanz steigt über einen weiten Bereich auf 100 % an. Im Vergleich dazu ist die MLU-Schwelle ab dem Run 32 sehr viel schärfer, bereits ab etwa 6 MeV (≈ 60 Kanäle) wird die volle Akzeptanz erreicht. Ab Run 40 wurde die MLU-Schwelle sehr stark verringert, so daß jetzt praktisch jedes Ereignis die Schwelle überschreitet.

B Untersuchungen mit constant fraction Diskriminatoren

Um die Zeit eines Ereignisses relativ zum ISIS-Strahl, die zeitliche Reihenfolge des Ansprechens mehrerer Module und den genauen Ort eines Ereignisses innerhalb eines Moduls zu bestimmen, muß die Ankunftszeit der PM-Pulse von der Elektronik auf weniger als 1 ns genau bestimmt werden. Bei KARMEN geschieht dies mit Hilfe von *leading edge* Diskriminatoren (LE) auf den ASTERIX-Karten (vgl. Abschnitt 5.1.1). Diese registrieren einen PM-Puls, sobald er mit seiner ansteigenden Flanke die eingestellte Diskriminator-schwelle überschritten hat. Bei Diskriminatoren des *leading edge* Typs hängt dieser Zeitpunkt ungünstigerweise von Pulshöhe und Pulssteilheit ab; die Einflüsse, die dabei den Triggerzeitpunkt verschieben, werden als **Amplituden-Walk** und **Anstiegszeit-Walk** bezeichnet.

Die Effekte lassen sich vereinfachend an Hand von Dreieckspulsen erklären (Abbildung 32 a.): Zwei Pulse gleicher Anstiegszeit t_r , aber unterschiedlicher Signalamplitude U_1 und U_2 überschreiten die Schwellenspannung U_S zu unterschiedlichen Zeitpunkten t_1 und t_2 . Die Triggerzeit ist offensichtlich höchstens gleich der Anstiegszeit t_r , wenn die Pulshöhe die Schwelle nur knapp übersteigt. Sie wird vernachlässigbar klein, falls der Puls sehr viel größer als die eingestellte Schwelle ist.

Entsprechendes gilt für Pulse gleicher Pulshöhe U_{12} , aber unterschiedlicher Anstiegszeit: Wieder überschreitet der Puls mit der schnelleren Anstiegszeit eher die Schwelle (Abbildung 32 b.).

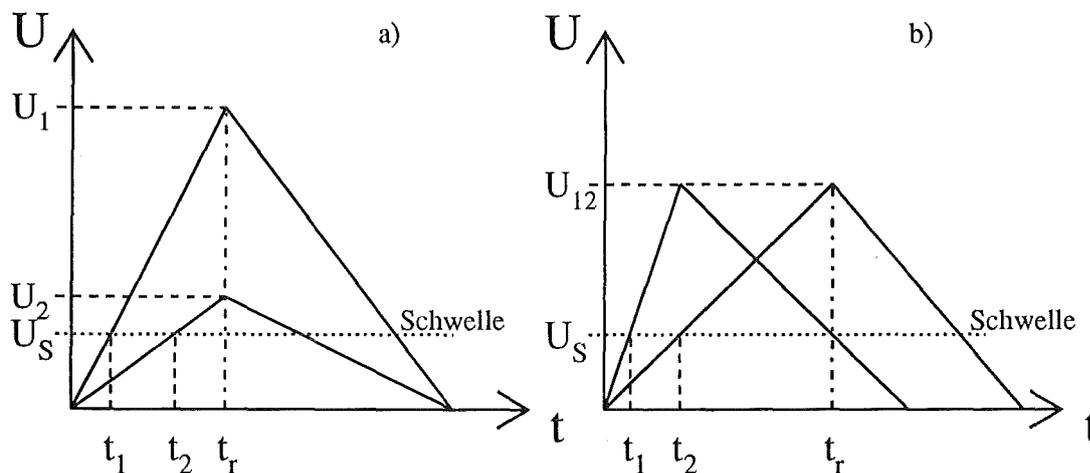


Abb. 32: Einfluß von Pulshöhe und Pulsform auf den Triggerzeitpunkt von *leading edge* Diskriminatoren:

- a.) Bei gleicher Anstiegszeit triggert der größere Puls zuerst.
- b.) Bei gleicher Amplitude triggert der steilere Puls zuerst.

Bei KARMEN machten sich die Walkeffekte hauptsächlich bei der Ortsbestimmung von Ereignissen mit Energien unterhalb von 10 MeV bemerkbar. Der Einfluß ist dabei

um so größer, je kleiner die Ereignisenergie relativ zur Energieschwelle ist, und er ist zusätzlich stark vom Ereignisort innerhalb des Moduls abhängig. Für Ereignisse nahe der Modulmitte spielt der Walk selbst für niederenergetische Ereignisse keine Rolle, da beide PM gleich große und gleich steile Pulse registrieren und sich die Walkeffekte beider Seiten in der Differenzzeit genau aufheben.

Findet das Ereignis jedoch am Modulrand statt, erzeugen beide PM infolge der Lichtabschwächung im Modul unterschiedlich große Pulse. Zudem besitzt der Puls des nahen Endes eine steile Anstiegsflanke, da er im wesentlichen aus direktem Licht erzeugt wird. Dagegen entsteht der Puls des fernen Endes aus Licht von mehreren Reflexionsmoden und die dadurch bedingte Verschmierung der Lichtankunftszeit am PM führt zu einem langsam ansteigenden Puls. In diesem Fall führen also die unterschiedlichen Pulshöhen und Pulsanstiegszeiten zu unterschiedlich großen Walkeffekten, die bei der Ortseichung einen in Richtung Modulrand verschobenen Ereignisort vortäuschen.

Eine fehlerhafte Ortsbestimmung macht sich vor allem bei der in dieser Arbeit untersuchten CC-Reaktion nachteilig bemerkbar, da die enge Ortskorrelation der Ereignissignatur verloren geht. Deshalb wurden bereits Mitte 1990 Überlegungen angestellt, die Elektronik auf **constant fraction Diskriminatoren (CFD)** umzurüsten, die oben diskutierte Walkeffekte vermeiden.

Die Funktionsweise eines CFD ist in Abbildung 33 dargestellt. Der Eingangspuls wird einerseits auf einen gewöhnlichen LE-Diskriminator geleitet, der das Überschreiten der vorgegebenen Schwelle an den Dateneingang eines Monoflops weitergibt. Andererseits wird der Eingangspuls auch um den Faktor $f = R_1 / (R_1 + R_2)$ abgeschwächt bzw. um die Zeit t_d verzögert auf die Eingänge des eigentlichen CF-Diskriminators geführt.

Der Triggerzeitpunkt des Monoflops wird ausschließlich durch diesen Diskriminator bestimmt. Er triggert, sobald der abgeschwächte und der verzögerte Eingangspuls gleich groß sind:

$$f \cdot F(t_x) = F(t_x - t_d) .$$

Aus dieser Bedingung ergibt sich, daß der Triggerzeitpunkt t_x nicht von der Pulshöhe, sondern nur von der Pulsform $F(t)$, der Verzögerungszeit t_d und der Fraction f abhängt. Nimmt man in 1. Näherung wieder linear ansteigende Pulse $F(t) = (A/t_r) \cdot t$ der Amplitude A und Anstiegszeit t_r an, so berechnet sich der Triggerzeitpunkt zu

$$t_x = \frac{t_d}{1 - f} .$$

In der Regel wählt man die Verzögerung zu $t_d = t_r(1 - f)$, damit der CF-Diskriminator genau zum Zeitpunkt maximaler Pulshöhe triggert; dann liegt auch die Entscheidung des LE-Diskriminators am Monoflop an.

Der Triggerzeitpunkt des CFD ist nur zeitlich stabil, wenn das Ruhepotential des Eingangs und der Offset des CF-Diskriminators kompensiert werden. Die Kompensation

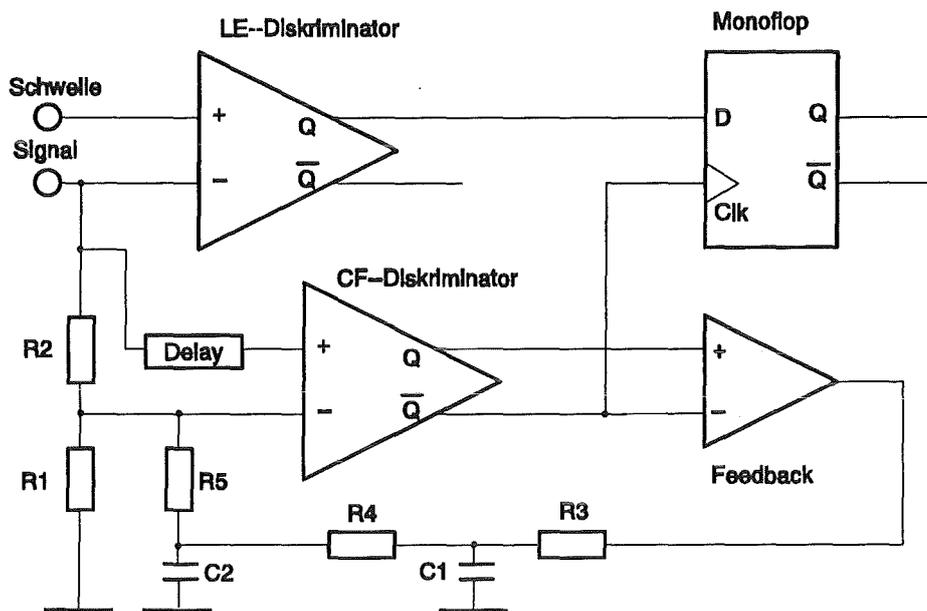


Abb. 33: Prinzipschaltbild des untersuchten constant fraction Diskriminators mit automatischer Walkeinstellung

erfolgt durch einen Regelkreis, der durch Einspeisung eines Zusatzstroms am negativen Diskriminatoreingang den CF-Diskriminator im zeitlichen Mittel in einem instabilen Zustand hält.

Um die Einsatzmöglichkeit von CFD für den KARMEN-Trigger zu untersuchen, wurden 16 Prototypmodule entwickelt, die an Stelle der LE-Diskriminatoren in die IC-Fassungen der ASTERIX-Karten gesteckt werden konnten. Jedes Prototypmodul besteht aus einer $30 \times 51 \text{ mm}^2$ großen beidseitig bedruckten Keramikplatine, die mit SMD-Bauteilen auf der Oberseite bestückt ist. Infolge der mechanischen Abmessungen können die Module nur in solche ASTERIX-Karten eingesteckt werden, in denen zuvor umliegende Kondensatoren und Spulen durch solche geringerer Bauhöhe ersetzt worden sind.

Zum Vergleich der Differenzzeitspektren des bisherigen 'leading edge Triggers' mit dem CFD-Trigger wurden mehrere Messungen durchgeführt. Dazu wurden 4 ASTERIX-Karten vollständig mit Prototypmodulen bestückt und in einer speziellen Messung das Differenzspektrum der den Detektor durchquerenden kosmischen Myonen aufgenommen. Dann wurde die Messung wiederholt mit dem bisherigen LE-Trigger. Das aufgenommene Differenzzeitspektrum zeigt bei Einsatz der LE-Diskriminatoren verschmierte Flanken, die auf Walkeinflüsse zurückzuführen sind (Abb. 34). Das entsprechende Spektrum mit CFD zeigt dagegen wesentlich steilere Flanken, ein Zeichen dafür, daß der Walkeffekt hier keine wesentliche Rolle spielt.

Obwohl die Messungen zeigen, daß die CFD-Module geeignet sind, die Genauigkeit der Ortsbestimmung zu erhöhen, wurde doch auf ihren Einsatz verzichtet. Die Gründe

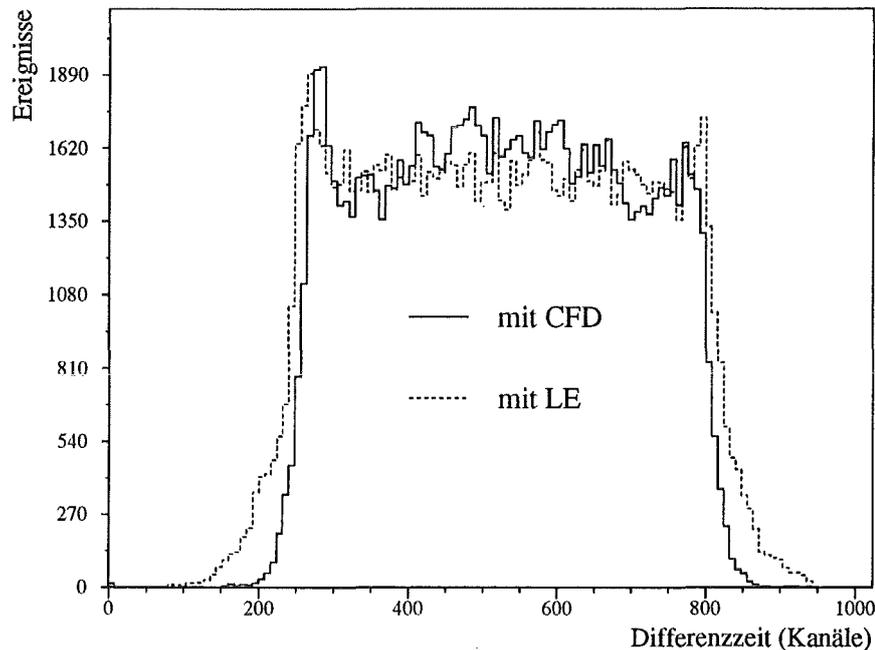


Abb. 34: Differenzzeitspektrum von Modul #233: Meßdaten aufgenommen mit CFD (durchgehend) und mit LE (gestrichelt).

hierfür waren im wesentlichen:

1. Das CFD-Modul hat Probleme bei der Triggerung sehr kleiner Pulshöhen, besonders bei Pulsen mit einer großen Anstiegszeit¹⁴. Dann triggert nämlich der CF-Diskriminator bevor der Puls die LE-Diskriminatorschwelle überschritten hat und der Puls wird infolgedessen gar nicht registriert. Für den Betrieb mit der niedrigen Schwelle von zur Zeit $U_s \approx 15$ mV ist das CFD-Modul also nur bedingt geeignet.
2. Der Einsatz der CFD-Module hätte den Umbau aller 220 ASTERIX-Karten erfordert. Pro ASTERIX-Karte hätten 8 Spulen, 8 Kondensatoren, 8 Widerstände und 8 Transistoren durch kleinere Bauformen ersetzt werden müssen. Überdies erhöhen die CFD-Module die Stromaufnahme um 14 %, so daß auch die bisherigen 50 A Netzteile hätten ausgetauscht werden müssen. Der Umbauaufwand hinsichtlich Zeit und Material wäre daher doch beträchtlich gewesen. Statt des Umbaus wurden daher alle anderen Elektronikänderungen zügig verwirklicht, um möglichst frühzeitig den endgültigen Zustand der Elektronik zu erreichen.
3. Durch detaillierte Untersuchungen des Einflusses von Lichttransporteigenschaften eines Moduls auf Walkeffekte [Mit 92] und der analytischen Berechnung der PM-

¹⁴Solche Pulse entstehen typischerweise durch niederenergetische Ereignisse am PM des fernen Modulendes.

Pulsformen [Rap 93] kann die Energie- und Ortsabhängigkeit des Walks gut abgeschätzt werden. Basierend auf diesen Erkenntnissen stellt die neueste Kalibration mehrere Möglichkeiten zur softwaremäßigen Korrektur von Walkeffekten bereit [Wol 94]. Die zwingende Notwendigkeit zum Einbau der CFD-Module ist damit entfallen.

Literatur

- [Aar 87] G. Aardsma et al., Phys. Lett. 194 B (1987) 321
- [Ajz 90] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 506 (1990) 1
- [All 89] R.C. Allen et al., Nucl. Inst. and Meth. A 284 (1989) 347
- [Any 91] V.B. Anykeyev, A.A. Spiridonov and V.P. Zhigunov, Nucl. Inst. and Meth. A 303 (1991) 350
- [Arn 83] G. Arnison et al., Phys. Lett. 122 B (1983) 103
- [Arm 94] B. Armbruster, private Mitteilung, Berechnung des Detektorabstands (1994)
- [Bag 83] P. Bagnaia et al., Phys. Lett. 129 B (1983) 130
- [Beh 76] H. Behrens, L.Szybisz, 'Shapes of Beta Spectra', Reihe Physik Daten Nr 6-1, Karlsruhe (1976)
- [Ber 84] Ch. Berger et al. (PLUTO Collaboration), Phys. Lett. 142 B (1984) 111
- [Blo 85] V. Blobel, Proc. 1984 CERN School of Computing; CERN-Report 85/09 (1985)
- [Bod 90] B. Bodmann et al., Nucl. Inst. and Meth. A 286 (1990) 214
- [Bod 91] B. Bodmann, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Boe 87] F. Boehm, P. Vogel, 'Physics of Massive Neutrinos', Cambridge University Press (1987)
- [Bou 57] C. Bouchiat, L. Michel, Phys. Rev. 106 (1957) 170
- [Bru 87] R. Brun et al, 'GEANT 3 User's Guide', CERN Data Handling Division DD/EE/84-1 (1987)
- [Bur 90] R.L. Burman et al., Nucl. Inst. and Meth. A 291 (1990) 621
- [Bur 91] F. Burtak, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Bur 93] R.L. Burman, private Mitteilung, Berechnung der π^+ /p-Verhältnisse (1993)
- [Dav 83] R. David et al., Science Underground, AIP-Conference, Proc. 96, (1983)
- [Dod 92] A.C. Dodd et al., 'Evaluation of the ISIS Neutrino Flux', RAL internal report (1992)
- [Dod 93] A.C. Dodd et al., Nucl. Inst. and Meth. A 336 (1993) 136
- [Dod 94] A.C. Dodd et al., wird in Nucl. Inst. and Meth. veröffentlicht

- [Don 91] T.W. Donnelly, Programm NUÉE zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten, Private Mitteilung (1991)
- [Dre 90] G. Drexlin, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1990)
- [Ead 71] W.T. Eadie et al., 'Statistical Methods in Experimental Physics', North-Holland Publ. Company (1971)
- [Ebe 92] V. Eberhard, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1992)
- [Eit 94] K. Eitel et al., Nucl. Inst. and Meth. A340 (1994) 346-352
- [Eit 95] K. Eitel, Dissertation, in Vorbereitung Universität Karlsruhe und KfK (1995)
- [Fer 94] M. Ferstl, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1994)
- [Fet 86] W. Fetscher, H.-J. Gerber and K.F. Johnson, Phys. Lett. B 173 (1986) 102
- [Fet 92] W. Fetscher, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2758 and 71 (1993) 2511 (E)
- [Fet 93] W. Fetscher, Physical Review D 49 Vol. 11 (1994)
- [Fuk 88] M. Fukugita, Y. Kohyama, K. Kubodera, Phys. Lett. 212 B (1988) 139
- [Gal 94] Gallex Collaboration, Phys. Lett. 327 B (1994) 377-385
- [Gem 89] H. Gemmeke et al., IEEE Trans. Nucl. Sci NS 36 (1989) 718-722
- [Gla 61] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [Gra 93] W. Grandegger, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1993)
- [Gre 85] L. Grenacs, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 455
- [Gre 94] C. Greub, D. Wyler, W. Fetcher, Phys. Lett. B 324 (1994) 109
- [Hal 84] F. Halzen, A.D. Martin, 'Quarks and Leptons', J. Wiley and Sons New York (1984)
- [Has 73] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 4613 (1973) 121
- [Han 91] Th. Hannika, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Har 91] D.H. Hartmann et al., Nuclear Physics A 527 663-668c (1991)
- [Hei 93] Heidelberg-Moscow collaboration, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 31 (1993) 72-75
- [Hoe 92] J. Hößl, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)

- [Hol 92] E. Holzschuh, M. Fritschi and W. Kündig, Phys. Lett. B 287 (1992) 381
- [Jan 94] Th. Jannakos, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1994)
- [Jon 81] M. Jonker et al. (CHARM Collaboration), Phys. Lett. 102 B (1981) 67
- [Kar 94] KARMEN Collaboration, Progr. in Part. and Nucl. Physics Vol. 32 (1994) 375
- [Kar 94a] KARMEN Collaboration, Proc. of the Intern. School on Cosmological Dark Matter, Valencia, Oct 4-8, 1993 wird veröffentlicht
- [Kar 94b] KARMEN Collaboration, submitted an Phys. Letters B im Mai 1994
- [Kim 65] C.W. Kim, H. Primakoff, Phys. Rev. 140 (1965) 566
- [Kim 79] C.W. Kim, H. Primakoff in 'Mesons in Nuclei' Edt. M. Rho and D.H. Wilkinson North Holland Publishing Company (1979) 67
- [Klf 94] J. Kleinfeller, private Mitteilung (1994)
- [Kol 92] E. Kolbe, Dissertation, Universität Münster (1992)
- [Kol 94] E. Kolbe, K. Langanke, S. Krewald, Phys. Rev. C49 (1994) 1122
- [Kra 89] D.A. Krakauer, Dissertation, University of Maryland, Maryland (1989)
- [Kra 92] D.A. Krakauer et al, Phys. Rev. C45 (1992) 2450
- [Kub 94] K. Kubodera, S. Nozawa, 'Neutrino-Nucleous Reactions', wird im Intern. J. Mod. Phys. E erscheinen
- [Leo 87] W.R. Leo, 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments', Springer Verlag Berlin (1987) 87
- [Lyo 86] L. Lyons, 'Statistics for Nuclear and Particle Physicists', Cambridge University Press (1986)
- [Mal 93] A. Malik, Dissertation, Queen Mary and Westfield College, London (1992)
- [Min 89] S.L. Mintz, M. Pourkaviani, Phys. Rev. C 40 (1989) 2458
- [Min 90] M. Pourkaviani, S.L. Mintz, Jou. Phys. G Nucl. Part. Phys 16 (1990) 569
- [Min 91] S.L. Mintz, M. Pourkaviani in Progress in Nuclear Physics, Elsevier Science Publ. Co., New York (1991) 290
- [Mit 92] Chr. Mitschke, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)

- [Mug 73] S.F. Mughabghab and D.I. Garber, 'Neutron Cross Sections', Vol. I, BNL 325, D24 (1973)
- [Noz 83] S. Nozawa, Y. Kohyama, K. Kubodera, Progr. Theor. Phys. 70 (1983) 892
- [Pdg 92] Particle Data Group, Rev. of Part. Prop., Phys. Rev. D 45 (1992) p.III.40.
- [Per 87] D.H. Perkins 'Introduction to High Energy Physics', Addison-Wesley, Reading (1987)
- [Pli 92] P. Plischke, Programmbeschreibung von REDUCE_KARMEN_DATA in Version 3.0 (1992)
- [Rap 91] J. Rapp, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1991)
- [Rap 93] J. Rapp, private Mitteilung über die Pulsform von PM (1993)
- [Sal 68] A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, S.367
- [Sch 93] F. Schilling, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [Scm 93] M. Schmelling, Nucl. Inst. and Meth. A 340 (1994) 400
- [Wei 67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [Wei 93] Ch. Weinheimer et al., Phys. Lett. 300 B (1993) 210
- [Woc 89] J. Wochele, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1989)
- [Wol 94] J. Wolf, Dissertation, in Vorbereitung Universität Karlsruhe und KfK (1994)
- [Wöl 92] S. Wölflé, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1992)
- [Wu 57] Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957), 1413
- [Zac 86] G. Zacek et al., Phys. Rev. D 34 (1986) 2621
- [Zei 85] B. Zeitnitz, Progress in Part. and Nucl. Phys. 13 (1985) 445
- [Zei 94] B. Zeitnitz et al., Progress in Part. and Nucl. Phys. 32 (1994) 351