

KfK 5122
Februar 1993

Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN Neutrinodetektor

W. Grandegger
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5122

Myoninduzierte Reaktionen im
KARMEN Neutrinodetektor

Wolfgang Grandegger

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, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung:

Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN Neutrinodetektor

Das Neutrinoexperiment KARMEN ermöglicht die Suche nach Neutrinooszillationen sowie die Untersuchung von Neutrino-Kernanregungen durch den geladenen und neutralen schwachen Strom im Energiebereich bis 50 MeV. Die Neutrinosorten ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ werden an der gepulsten Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratoriums durch Pionzerfälle im *beam dump* erzeugt und können mit dem 56 t Flüssigszintillationsdetektor KARMEN nachgewiesen werden. Seit Ende 1989 ist der Detektor meßbereit, inzwischen konnten erste Ergebnisse aus den Daten extrahiert werden.

Trotz massiver Abschirmung ist der KARMEN-Zentraldetektor einem Fluß von ca. 1220 kosmischen Myonen pro Sekunde ausgesetzt, von denen 135 gestoppt werden und Anlaß zu Myonzerfalls- und Einfangsreaktionen geben. Bei etwa einem erwarteten Neutrino-Ereignis pro Tag ist eine effiziente Unterdrückung der myoninduzierten Reaktionen Grundvoraussetzung für die Durchführbarkeit dieses Neutrinoexperiments.

Das Ziel dieser Arbeit war die detaillierte Untersuchung myoninduzierter Reaktionen im KARMEN-Detektorsystem, die aber nicht nur Untergrund für den Neutrinonachweis darstellen. Durch die präzise Messung von Myoneinfang- und Zerfallsreaktionen kann eine Vielzahl von Detektoreigenschaften bestimmt und überprüft sowie mit entsprechenden *Monte-Carlo*-Berechnungen verglichen werden. Außerdem konnten für den Myoneinfang am Kohlenstoff relevante Ergebnisse für die Struktur der schwachen hadronischen Ströme abgeleitet werden.

So konnte das Myonladungsverhältnis durch einen Fit an das Zeitspektrum von Myonzerfällen im KARMEN-Detektor zu $R(\mu^+/\mu^-) = 1.32 \pm 0.05$ bestimmt werden. Dies ermöglichte die genaue Bestimmung der Einfangsrate Λ_c von negativen Myonen an ^{12}C :

$$\Lambda_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = (6.86 \pm 0.59) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} ,$$

die in guter Übereinstimmung mit dem bisher besten experimentellen Wert von $\Lambda_c = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ aus dem Jahr 1964 ist.

Zum ersten Mal überhaupt konnte auch eine Myoneinfangsrate für die seltene Reaktion $\mu^- + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + n + \nu_\mu$ angegeben werden: $\Lambda_c [^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}] = (21.9 \pm 3.9) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, die etwa 30% geringer ist als theoretisch erwartet.

Durch die eingehende Untersuchung von myoninduzierten Untergrundereignissen konnten geeignete Reduktionsmaßnahmen abgeleitet werden, die die Messung der 15.1 MeV γ -Quanten aus der neutralen Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ mit einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von besser als 2:1 erlauben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden *Monte-Carlo*-Simulationen mit GEANT3 sowohl für neutrino- als auch für myoninduzierte Reaktion im KARMEN-Detektor durchgeführt. Die gemessenen Energie- und Ortsverteilungen von myoninduzierten Ereignissen waren in guter Übereinstimmung mit den berechneten. Die so verifizierten guten Detektoreigenschaften lassen zuverlässige Resultate auch für die neutrinoinduzierten Reaktionen erwarten.

Abstract:

Muon Induced Reactions in the KARMEN Neutrino Detector

The KARMEN neutrino experiment allows to search for neutrino oscillations and to observe neutrino nucleus excitations due to charged and neutral weak currents.

ν_e , ν_μ and $\bar{\nu}_\mu$ with energies up to 50 MeV are produced via π^+ -decay and subsequent μ^+ -decay in the beam dump of the spallation neutron source ISIS at the Rutherford Appleton Laboratory. Neutrinos are detected with the 56 t scintillation calorimeter KARMEN which is in operation since the end of 1989. First results have been extracted in the meantime.

Despite its massive shielding the KARMEN central detector is exposed to a flux of ≈ 1220 cosmic muons per second. 135 of them are stopped giving rise to muon decay and capture reactions. To detect one expected neutrino event per day an effective suppression of the muon induced background reactions is essential to perform this neutrino experiment.

This report deals with the detailed study of muon induced reactions in the KARMEN detector system. However such reactions are not only background for neutrino events: the precise measurement of muon capture and muon decay reactions allows to determine and test a variety of detector properties and efficiencies and to check corresponding *Monte-Carlo* simulations. Furthermore important results for the structure of weak hadronic currents could be deduced by measuring muon capture on carbon.

The muon charge ratio was determined by fitting the time distribution of muon decays in the KARMEN detector: $R(\mu^+/\mu^-) = 1.32 \pm 0.05$. This allowed a precise determination of the capture rate of negative muons on ^{12}C :

$$\Lambda_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = (6.86 \pm 0.59) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} ,$$

which is in good agreement with the best experimental value of $\Lambda_c = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ measured in 1964.

For the first time a capture rate for the rare process $\mu^- + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + \text{n} + \nu_\mu$ could be extracted: $\Lambda_c [^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{ n})^{12}\text{B}] = (21.9 \pm 3.9) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, which is about 30% lower than theoretically expected.

Effective methods for background reduction have been deduced from the detailed study of muon induced background reactions which make it possible to observe the 15 MeV γ -rays from the neutral neutrino nucleus excitation $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ with a signal-to-background ratio better than 2:1.

Extended *Monte-Carlo*-Simulations with GEANT3 have been performed for neutrino and muon induced reactions in the KARMEN detector. The measured energy and spatial distributions of the muon induced reactions are in good agreement with the calculated ones thus verifying the good properties of the KARMEN detector. Therefore reliable results can also be expected for the neutrino induced reactions.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Das physikalische Programm von KARMEN	6
1.1 Neutrinoquelle ISIS	6
1.2 Neutrino-Oszillationen	8
1.3 Neutrino-Kern-Streuung, Betazerfall, Myoneinfang	11
2 Der KARMEN Neutrinodetektor	26
2.1 Mechanischer Aufbau	26
2.2 Detektorabschirmung	30
2.3 Das KARMEN Elektronik- und Triggersystem	32
2.4 Eichung des Detektorsystems	42
2.5 Allgemeines zur Datenspeicherung und Auswertung	45
3 Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor	48
3.1 Kosmische Strahlung	49
3.2 Der Nutzen von myoninduzierten Reaktionen	53
3.3 Myonzerfall	56
3.4 Myoneinfang	58
3.5 Inelastische Myonstreuung	67
3.6 Signatur der myoninduzierten Ereignisse	69
4 Messung von Myonzerfall und -Ladungsverhältnis	75
4.1 Spezialmessungen zum Myonzerfall	75
4.2 Myonzerfallszeit	75
4.3 Bestimmung des μ^+/μ^- -Ladungsverhältnisses	76
4.4 Myonzerfallsrate im Zentraldetektor	81
4.5 Multiplizitäts- und Energieverteilung der Michelelektronen	82
4.6 Räumliche Verteilung der Michelelektronen	84
5 Messung der Myoneinfangreaktionen	85
5.1 Spezialmessungen zum Myoneinfang	85
5.2 Der Endpunkt der Myonspur	86
5.3 Auswertung und Untergrundkorrektur	89
5.4 Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu) ^{11}\text{B}$ -Reaktion	92
5.5 Der Zerfall von ^{12}B aus der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu) ^{12}\text{B}$ -Reaktion	98
5.6 Suche nach der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu) ^{12}\text{B}$ -Reaktion	105
5.7 Schlußbemerkungen zu den Myoneinfangreaktionen	108

6 Die Untergrundsituation im KARMEN-Detektor	110
6.1 Untergrundereignisse im KARMEN-Zentraldetektor	111
6.2 Korrelation zu verzögerten Myonereignissen	112
6.3 Klassifizierung von Ereignistriggern	113
6.4 Korrelation zu verschiedenen Ereignistypen	113
6.5 Die <i>data-stack</i> -Reduktion	121
Anhang	127
A KARMEN Detektorsimulationen mit GEANT3	127
A.1 Das GEANT3-Programm	127
A.2 Das KARMEN-Simulationsprogramm	128
A.3 Einfluß von Energieschwelle und Energieauflösung	131
A.4 Simulation neutrinoinduzierter Reaktionen im KARMEN-Detektor	135
B Identifikation von Ereignissen über das Seitenpattern	139
B.1 STOPCE-Ereignisse und gestoppte Myonen in Zentraldetektor	139
B.2 Monte-Carlo-Simulation der Seitenpattern	142
Literaturverzeichnis	148

Einleitung

Neutrinos spielten zu allen Zeiten eine zentrale Rolle in der Erforschung der schwachen Wechselwirkung. Ausgangspunkt war der Ansatz von Fermi aus dem Jahre 1934, der den β -Zerfall $n \rightarrow p + e^- + \nu$ als punktförmige Vier-Fermion-Wechselwirkung zwischen zwei ladungsändernden, vektoriellen Strömen beschreibt. Diese Theorie mußte im Laufe der Zeit nur noch um die paritätsverletzenden axialvektoriellen ($V-A$ -Struktur) sowie die neutralen Ströme ergänzt werden. Obwohl mit dem Strom-Strom-Ansatz eine genaue Beschreibung aller bekannten niederenergetischen Phänomene der schwachen Wechselwirkung möglich war, hatte diese Theorie doch schwerwiegende Mängel: z.B. steigt der Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Elektron-Streuung mit E_{CM}^2 an und steht damit im Widerspruch zur Unitaritätsgrenze.

Auf der Grundlage der $SU(2) \times U(1)$ Eichtheorie gelang es S. Weinberg, A. Salam und S. Glashow, ein einheitliches Modell zur Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zu konstruieren. Die Fermi-Punktwechselwirkung wird dabei durch eine Austauschwechselwirkung endlicher Reichweite ersetzt und damit das Unitaritätsproblem bei gleichzeitiger Renormierbarkeit der Theorie beseitigt. Diese als Standardmodell etablierte Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung verlangt als Austauschteilchen neben dem Photon γ die Existenz von geladenen und neutralen schweren Vektorbosonen W^+ , W^- , Z^0 , deren direkter Nachweis 1983 am SPS (CERN) gelang. Aus der präzisen Messung der Zerfallsbreite des Z^0 am LEP (CERN) konnte vor kurzem die Anzahl der Neutrinofamilien auf drei festgelegt werden [Ade 90].

Es gibt eine Reihe von interessanten Beschreibungen, die über den Rahmen des Standardmodells hinausgehen, wie z.B. *Grand Unified Theories* (GUT), Links-Rechtssymmetrische und Supersymmetrische Modelle. Bis heute gibt es allerdings keinen experimentellen Hinweis auf "Neue" Physik jenseits des Standardmodells. Auf der anderen Seite ist klar, daß dieses Modell aufgrund der vielen freien Parameter (Teilchenmassen, Mischungswinkel etc.) keine endgültige Theorie sein kann. Es wird erwartet, daß neue experimentelle Erkenntnisse über Neutrinos der Schlüssel zur Physik jenseits des Standardmodells sind. Unser Wissen über die elementaren Eigenschaften der Neutrinos ist auch 62 Jahre nach deren Postulierung durch Pauli noch immer relativ gering. Offene Fragen sind z.B.

- ▷ Wie groß ist die Masse der Neutrinos ?
- ▷ Sind Neutrinos stabile Teilchen ?
- ▷ Tragen Neutrinos ein statisches elektrisches oder magnetisches Moment ?
- ▷ Gibt es rechtshändige Neutrinos ?
- ▷ Sind Neutrinos Dirac- oder Majorana Teilchen ?
- ▷ Ist die Gesamtleptonenzahl erhalten ?
- ▷ Gibt es Neutrinomischungen und damit Oszillationen ?
- ▷ Tragen Neutrinos zur "dunklen Materie" im Weltall bei ?
- ▷ Gibt es Anomalien im solaren Neutrinofluß ?

Die meisten dieser Phänomene verlangen eine von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos, und so ist die Massenfrage zu einem zentralen Thema der Teilchenphysik geworden.

Mit kosmologischen Argumenten, die die Masse des Universums im wesentlichen auf Neutrinos zurückführen (dunke Materie), ist eine obere Abschätzung von $\sum m_i < 65 \text{ eV}$ für die Masse der Neutrinos möglich. Um ein geschlossenes Universum zu erhalten, wären Neutrinos mit einer Masse zwischen 15 und 30 eV notwendig.

Direkte Bestimmungen von Neutrino-Ruhmassen können über die Messung der Energie der geladenen Zerfallsprodukte schwacher Zerfälle vorgenommen werden, wobei massebehaftete Neutrinos einen sogenannten *kink* im Energiespektrum verursachen sollten. Derartige Messungen haben bisher nur obere Grenzen für die Ruhmassen der einzelnen Neutrinos geliefert:

Neutrinoart	Ruhemasse	Zerfall	Referenz
$\bar{\nu}_e$	$< 7.2 \text{ eV}$	Tritium	[Bac 92, Hol 92]
ν_μ	$< 0.27 \text{ MeV}$	Pion	[Pdg 92]
ν_τ	$< 35 \text{ MeV}$	Tau	[Pdg 92]

Eine deutliche Verringerung dieser Grenzen mit den gegenwärtigen experimentellen Methoden scheint kaum möglich, da die systematischen Fehler inzwischen dominant sind.

Empfindliche Aussagen über Neutrino Ruhmassen können auch durch die Untersuchung des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls gewonnen werden. Doppelte β -Zerfälle können dann in Erscheinung treten, wenn normale β -Zerfälle energetisch verboten sind. Die Voraussetzungen für einen neutrinolosen Prozeß sind, daß Neutrino und Antineutrino sich nicht unterscheiden, also Majorana-Teilchen sind im Gegensatz zu Dirac-Teilchen und daß aufgrund der Helizitätsänderung das Neutrino entweder eine endliche Masse besitzt oder aber die Linkshändigkeit von Neutrinos verletzt ist. Der derzeit genaueste Majorana-Massenwert $m_\nu < 1.5 \text{ eV}$ stammt von Messungen an ^{76}Ge durch die Heidelberg-Moskau-Kollaboration im Gran Sasso Untergrundlaboratorium. Durch Verwendung von angereichertem ^{76}Ge soll dieser Wert in naher Zukunft bis auf etwa $m_\nu < 0.2 \text{ eV}$ verbessert werden [Bal 92].

Noch kleinere Neutrinomassen lassen sich indirekt durch Oszillationsexperimente nachweisen, die aber prinzipiell nur auf Massendifferenzen Δm^2 sensitiv sind. Neutrinoszillationen wären als Folge der Mischung von massiven Neutrinos, ähnlich wie im Quarksektor, möglich. Üblicherweise betrachtet man Oszillationen zwischen einzelnen Neutrinofamilien, wobei die Gesamtleptonenzahl erhalten bleibt. Bei Oszillationsexperimenten sucht man in einem definierten Abstand L von der Neutrinoquelle nach dem Verschwinden (*disappearance*) bzw. dem Auftreten (*appearance*) einer bestimmten Neutrinosorte. Dabei wird die Sensitivität auf Δm^2 von der Größe E_ν/L bestimmt, die für jedes Experiment charakteristisch ist. So können mit Reaktor-neutrinos Werte von $\Delta m^2 \simeq 10^{-2} \text{ eV}^2$, mit Sonnen-neutrinos dagegen bis zu 10^{-10} eV^2 erreicht werden.

Das seit etwa 20 Jahren bestehende sogenannte "solare Neutrino­problem" kann als treibende Kraft für viele der entwickelten Hypothesen wie Neutrinooszillation, β -Zerfall, magnetisches Moment usw. bezeichnet werden.

Als "solares Neutrino­problem" bezeichnet man den Umstand, daß der seit 1967 mit dem radiochemischen Chlor-Experiment gemessene Neutrino­fluß von der Sonne etwa um den Faktor zwei bis drei kleiner ist als der von theoretischen Vorhersagen des Standard-Sonnen-Modells (SSM) [Dav 89]. Neutrinos mit $E_\nu \geq 0.814 \text{ MeV}$ werden dabei über den inversen β -Zerfall $^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-)^{37}\text{Ar}$ nachgewiesen. Eine entsprechende Diskrepanz wurde auch mit dem Echtzeit Wasser-Čerenkov-Detektor Kamiokande-II beobachtet [Hir 91], bei dem Neutrinos mit $E_\nu \geq 7.5 \text{ MeV}$ über die elastische Neutrino-Elektron-Streuung nachgewiesen werden können.

Bei Fusionsreaktionen in der Sonne werden Elektronneutrinos durch die Reaktionen $p + p$ ($E_\nu \leq 0.42 \text{ MeV}$), $^7\text{Be} + e^-$ ($E_\nu = 0.86 \text{ MeV}$) sowie den Zerfall von ^8B ($E_\nu \leq 14 \text{ MeV}$) im Verhältnis 1 : 0.08 : 0.0001 erzeugt. Aufgrund der Energieschwellen erfassen die beiden oben beschriebenen Experimente nur einen sehr kleinen Anteil des gesamten Neutrino­flusses von der Sonne.

Zwei neue radiochemische Experimente mit Gallium können Neutrinos durch den inversen β -Zerfall $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ mit $E_\nu \geq 0.233 \text{ MeV}$ nachweisen, wodurch ein erheblicher Teil der pp-Neutrinos erfaßt wird. Während das SAGE-Experiment in Baksan (Kaukasus) mit $20 \pm_{20}^{15}(\text{stat}) \pm 32(\text{syst}) \text{ SNU}^1$ ebenfalls einen zu geringen Neutrino­fluß fand [Aba 91], veröffentlichte vor kurzem das GALLEX-Experiment im Gran Sasso (Italien) eine Neutrinorate von $83 \pm 19(\text{stat}) \pm 8(\text{syst}) \text{ SNU}$ [Ans 92], was mit den SSM-Berechnungen von 124–132 SNU zu vergleichen ist. GALLEX hat damit zum ersten Mal direkt Neutrinos aus der pp-Fusion im Inneren der Sonne nachgewiesen, von denen nach dem SSM etwa 74 SNU zu erwarten sind. Dieses spektakuläre Ergebnis läßt nun folgende Lösung des solaren Neutrino­problems zu [Ans 92a]: Wegen der starken Abhängigkeit des ^8B -Neutrino­flusses von der Temperatur T_c im Sonneninneren ($\propto T_c^{18}$) würde eine geringfügige Erniedrigung von T_c im SSM ausreichen, um diesen Fluß stark zu reduzieren und dabei den Fluß an pp-Neutrinos praktisch konstant zu lassen ($\propto T_c^4$).

Lösungen wie Neutrinooszillationen in Vakuum und Materie, Neutrinozerfall oder ein magnetisches Moment des Neutrinos können aber ebenfalls nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden.

Seit kurzem liegen experimentelle Ergebnisse von IMB-3 und Kamiokande-II vor, die eine Rate an atmosphärischen Neutrinos $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ beobachteten, die nur etwa 60% der theoretisch erwarteten beträgt [Cas 91, Hir 92]. Auch hier kommen Neutrinooszillationen als mögliche Erklärung in Betracht.

Ein ebenfalls weitgehend unerforschtes Gebiet sind neutrinoinduzierte Kernübergänge. So ist es erst vor wenigen Jahren überhaupt gelungen, solche Neutrino-Streureaktionen an Kernen experimentell nachzuweisen [All 90].

¹ Solar neutrino unit = 10^{-36} Reaktionen pro Target-Atom und Sekunde

Durch die Anwesenheit der stark wechselwirkenden Nukleonen im Kern ist eine Berechnung der Observablen nach dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung nicht mehr möglich und eine einheitliche Beschreibung der elektroschwachen und starken Wechselwirkung existiert (noch) nicht.

Die Beobachtung von neutrinoinduzierten Kernübergängen ermöglicht die Untersuchung der schwachen hadronischen Ströme und damit der Kernstruktur. Damit können entsprechende Modellrechnungen getestet werden, die ursprünglich zur Beschreibung der in der Natur vorkommenden schwachen Prozesse wie Kern- β -Zerfall und Myoneinfang entwickelt wurden. Die Untersuchung dieser klassischen schwachen Prozesse trug wesentlich zum Verständnis der schwachen hadronischen Ströme bei, aber es fehlt in einigen Bereichen noch immer an genauen experimentellen Daten wie z.B. beim Myoneinfang an ^{12}C . Hier sind es vor allem die partiellen Myoneinfangraten und die Polarisation des ^{12}B -Kerns beim polarisierten Myoneinfang, die im besonderen zur Festlegung des pseudoskalaren Formfaktors benötigt werden, der teilweise in die Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Neutrino-Kern-Streuung eingeht.

Diese Wirkungsquerschnitte sind für astrophysikalische Fragestellungen von großem Interesse. In einer Supernova wird fast die gesamte Energie der Sternexplosion von Neutrinos nach außen getragen, diese können in den äußeren Supernovahüllen durch geladene und vor allem aber durch neutrale Stromreaktionen teilcheninstabile Zustände in Kernen wie z.B. C, O und Ne anregen. Diese ν -Nukleosynthese könnte für eine Vielzahl der im Weltall vorkommenden Elemente wie ^7Li , ^{11}B , ^{19}F verantwortlich sein.

Die deutsch-britische Kollaboration KARMEN² hat es sich zur Aufgabe gesetzt, Neutrinoexperimente an der Spallationsneutronenquelle ISIS in Großbritannien durchzuführen, und damit einen Beitrag zur Erforschung der Neutrinos und der schwachen Wechselwirkung zu leisten.

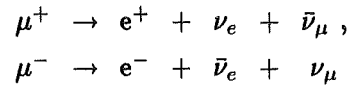
Neben der Untersuchung von Neutrinooszillationen der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ im *appearance* Modus können im KARMEN-Detektor vor allem Neutrino-Kernanregungen an ^{12}C durch den geladenen Strom $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ und zum ersten Mal überhaupt auch durch den neutralen Strom $\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \nu'$ beobachtet werden. Nach fast drei Jahren Meßzeit konnten erste Wirkungsquerschnitte aus den Daten extrahiert werden.

Alle Experimente, die Neutrinos direkt nachweisen, haben das Problem, daß infolge der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte große aktive Detektormassen und kleine Untergrundraten zur Durchführung notwendig sind. Vor allem der Untergrund durch kosmische Myonen kann nur schwer abgeschirmt werden und stellt somit eine gefährliche Untergrundquelle für neutrinoinduzierte Reaktionen dar. Auf der anderen Seite sind diese myoninduzierten Reaktionen von großem Nutzen, da sie neben einer kontinuierlichen Detektoreichung auch einen empfindlichen Test der meßtechnischen Eigenschaften des Detektorsystems sowie der *Monte-Carlo*-Simulationen erlauben. Dies wird durch die präzise Messung von

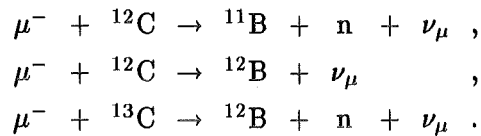
²Karlsruhe Rutherford Mittlere Energie Neutrinoexperiment: KARMEN ist eine Kollaboration von Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, Universität Erlangen-Nürnberg, Rutherford-Appleton Laboratorium Chilton, Queen Mary and Westfield College London und Oxford University.

Myonzerfalls- und Einfangsreaktionen im KARMEN-Detektor ermöglicht. Ein tiefgreifendes Verständnis der myoninduzierten Reaktionen im KARMEN-Detektorsystem trägt demnach wesentlich zum Erfolg des KARMEN-Experiments bei.

Diese Arbeit beinhaltet die detaillierte Untersuchung myoninduzierter Reaktionen im KARMEN-Detektorsystem. Es werden präzise Messungen der Myonzerfalls-



und Myoneinfangsreaktionen im KARMEN-Flüssigszintillationsdetektor vorgestellt:



Daraus lassen sich neben den Energie-, Zeit und Ortsverteilungen dieser Reaktionen auch das Myonladungsverhältnis $R(\mu^+/\mu^-)$ sowie die Einfangraten mit großer Genauigkeit bestimmen. Letztere bedeuten eine physikalisch wichtige Ergänzung der schon existierenden experimentellen Daten zum Myoneinfang am Kohlenstoff. Des weiteren wurden im Rahmen dieser Arbeit *Monte-Carlo*-Simulationsrechnungen sowohl für neutrino- als auch für myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor durchgeführt. Der Vergleich Experiment gegen *Monte-Carlo* für die myoninduzierten Reaktionen erlaubt Rückschlüsse auf die Qualität der entsprechenden Berechnungen für die Neutrinoreaktionen. Zum Schluß wird die Untergrundsituation im KARMEN-Detektor anhand von experimentellen Daten dargelegt und Maßnahmen zur Reduktion des myoninduzierten Untergrunds abgeleitet.

1 Das physikalische Programm von KARMEN

Spallationsneutronenquellen sind nicht nur eine intensive Quelle für Neutronen, es werden auch Neutrinos in großer Zahl erzeugt, die sich zur Durchführung von Neutrinoexperimenten im Energiebereich bis zu etwa 50 MeV eignen [Zei 85]. Mit einer kontinuierlichen Quelle wären solche Experimente allerdings aufgrund der hohen Untergrundrate, vor allem durch kosmische Myonen, nicht realisierbar. Daher bot sich die Spallationsneutronenquelle ISIS an, deren gepulste Zeitstruktur sie für Neutrinoexperimente besonders geeignet macht. Zur Messung von neutrinoinduzierten Reaktionen wurde der 50 t Flüssigszintillationsdetektor KARMEN entwickelt und gebaut, der ein massives aktives Target von

^{12}C -Kernen, Protonen und Elektronen

für die Neutrinos von der Spallationsneutronenquelle ISIS darstellt. Dies ermöglicht

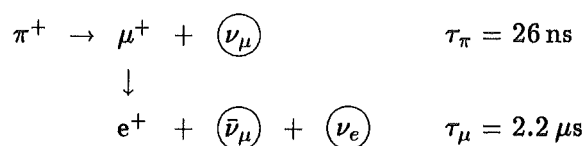
- ▷ die Suche nach Neutrino-Oszillationen der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ im *appearance* Modus,
- ▷ die Untersuchung der Neutrino-Kernanregung durch den geladenen und neutralen Strom.

Neben dem eigentlichen Neutrinomeßprogramm eröffnet der KARMEN-Detektor durch seine guten meßtechnischen und kalorimetrischen Eigenschaften auch die Möglichkeit, Myoneinfangreaktionen und inelastische Streuung von kosmischen Myonen im Detektor mit großer Genauigkeit zu messen und zu untersuchen.

In diesem Kapitel werden die Neutrinoquelle ISIS, das physikalische Programm sowie der Nachweis von neutrinoinduzierten Reaktionen im KARMEN-Detektor mit ersten Ergebnissen vorgestellt. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt aber auf dem Nachweis und der Untersuchung myoninduzierter Reaktionen in KARMEN-Detektor, die als ebenfalls schwache Prozesse im selben theoretischen Rahmen behandelt werden können. Es wird erläutert, wie die genaue Messung von Myoneinfangreaktionen an Kohlenstoff mit dem KARMEN-Detektor zu einer besseren Beschreibung der elektroschwachen Prozesse beitragen kann.

1.1 Neutrinoquelle ISIS

Die Spallationsneutronenquelle ISIS befindet sich am *Rutherford Appleton Laboratory* in Chilton / Großbritannien. Mit einem *rapid cycling*-Synchrotron werden Protonen bis auf 800 MeV beschleunigt und im 50 Hz-Takt auf ein Uran-Schwerwasser-Target gelenkt. Die Protonen werden in diesem *beam dump* vollständig gestoppt, wobei neben Neutronen auch geladene Pionen erzeugt werden. Nach nur etwa 10^{-10} s kommen auch die Pionen zur Ruhe, wobei nur ein kleiner Teil im Flug zerfällt. Die negativen Myonen werden von Kernen vollständig absorbiert, so daß nur die positiven Pionen entsprechend der folgenden Zerfallskette zerfallen



und damit die eigentliche Neutrinoquelle bilden. Dabei werden die drei Neutrinosorten mit gleicher Intensität erzeugt, die bei einem projizierten Strahlstrom des ISIS-Beschleunigers von $200 \mu\text{A}$ etwa $5 \cdot 10^{13}$ Neutrinos pro Sekunde beträgt.

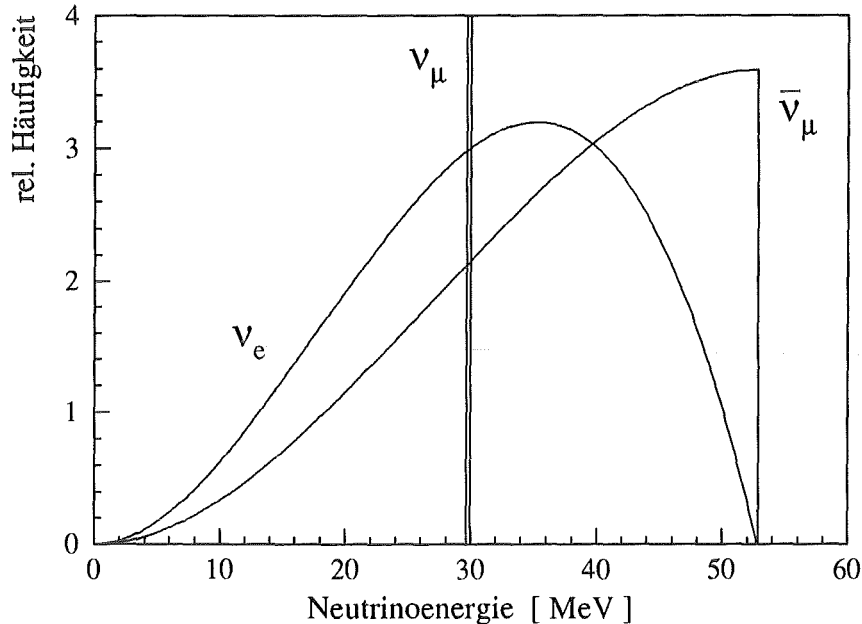


Abb. 1: Energieverteilung der Neutrinos vom ISIS *beam dump*

Abbildung 1 zeigt die Energieverteilung der drei Neutrinosorten. Die ν_μ aus dem π^+ -Zerfall sind monoenergetisch mit einer Energie von 29.8 MeV, da es sich um einen Zweikörperzerfall in Ruhe handelt. Die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem darauffolgenden μ^+ -Zerfall haben dagegen eine kontinuierliche Energieverteilung mit einer Maximalenergie von 52.8 MeV. Die Verteilung kann im Rahmen der $V-A$ -Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt berechnet werden [Bou 57, Übe 62]:

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

$$\text{mit: } \varepsilon = \frac{E_\nu}{E_{max}}, \quad \rho = \begin{cases} 0 & \text{für } \nu_e \\ \frac{3}{4} & \text{für } \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Der Michelparameter ρ bestimmt dabei die Form des Energiespektrums der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$.

Die Protonen einer Strahlperiode sind zeitlich in zwei 100 ns breiten Strahlpulsen zusammengepackt, die einen Abstand von 330 ns aufweisen (siehe Abbildung 2). Der Abstand zwischen den Strahlperioden beträgt entsprechend dem 50 Hz-Takt 20 ms.

Diese auf der Welt einmalige Zeitstruktur erlaubt nicht nur eine effektive Unterdrückung des zufälligen Untergrunds, sondern auch eine zeitliche Trennung der Neutrinosorten: Aufgrund der kurzen Lebensdauer der Pionen ($\tau = 26 \text{ ns}$) folgen die ν_μ unmittelbar dem

Zeitprofil des Protonenpulses, während die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem viel langsameren Myonzerfall ($\tau = 2.2 \mu\text{s}$) deutlich später auftreten (siehe Abbildung 2). Wie die folgende Tabelle verdeutlicht, ist durch entsprechende Wahl der Zeitfenster eine klare Trennung möglich, wobei die Verunreinigung durch die jeweils andere Neutrinosorte(n) gering ist.

Zeitfenster	Anteil im Zeitfenster	
	ν_μ	ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$
0 ... 150 ns	96.9%	6.5%
330 ... 480 ns		
0.5 ... 10 μs	0.7%	87.8%

Die Fenster werden daher im folgenden als ν_μ - bzw. ν_e -Fenster bezeichnet. Mit diesen Zeitfenstern ergibt sich ein Unterdrückungsfaktor des nicht strahlkorrelierten Untergrunds (*duty factor*) von $1.5 \cdot 10^{-5}$ für ν_μ und $5 \cdot 10^{-4}$ für ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$.

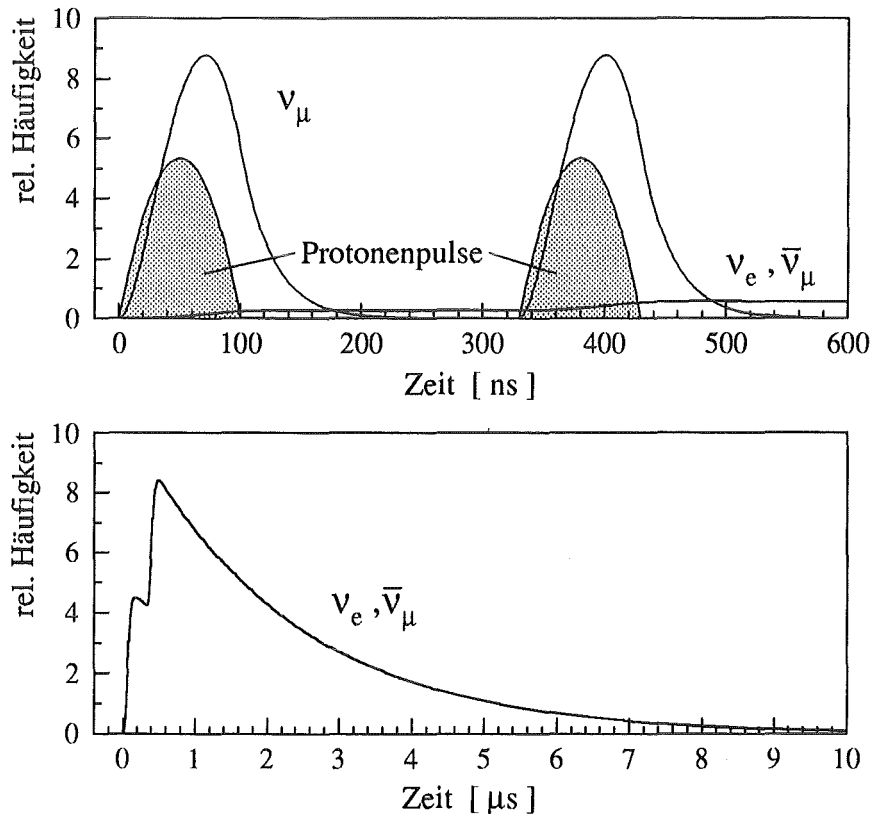


Abb. 2: Zeitverteilung der Neutrinos vom ISIS *beam dump*

1.2 Neutrino-Oszillationen

Bei den Quarks gibt es bereits die Situation, daß die Quark-Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung nicht identisch sind mit den Quark-Masseneigenzuständen. Die

Kobayashi–Maskawa Matrix beschreibt in diesem Fall die Mischung zwischen den verschiedenen Zuständen.

Es gibt keinen bekannten Grund, warum dies nicht auch bei den Neutrinos der Fall sein sollte. Dies würde dann zu einer Mischung der drei Leptonenfamilien (*flavors*) führen. Falls mindestens eine Neutrinosorte Masse besitzt, könnte dann das Phänomen der Neutrinooszillation auftreten, wobei die Neutrinofamilien sich periodisch umwandeln.

Die ν_ℓ der Leptonenfamilien $\ell = e, \mu, \tau$ sind dann Linearkombinationen der Felder ν_α ($\alpha = 1, 2, 3$) mit den Massen m_α :

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{\alpha=1}^3 U_{\ell\alpha} |\nu_\alpha\rangle,$$

die durch die unitäre Matrix U verknüpft werden [Bil 78]. U umfaßt in diesem Fall drei Mischungswinkel und eine Phase. Obwohl der Impuls p der verschiedenen Komponenten ν_α derselbe ist und durch Impulserhaltung bei deren Entstehung festgelegt wird, unterscheiden sie sich doch in ihrer Gesamtenergie $E_\alpha = \sqrt{p^2 + m_\alpha^2} \approx p + m_\alpha^2/2p$ infolge der unterschiedlichen Massen. Die zeitliche Entwicklung der Neutrino*flavor*zustände ist dann:

$$|\nu_\ell(t)\rangle = \sum_{\alpha=1}^3 e^{iE_\alpha t} U_{\ell\alpha} |\nu_\alpha\rangle.$$

Da sich die Anteile $|\nu_\ell\rangle$ unterschiedlich schnell ausbreiten und damit außer Phase geraten, ändert sich die Zusammensetzung des Neutrinostrahls mit der Zeit. Beschränkt man sich auf zwei Neutrinofamilien, üblicherweise ν_e und ν_μ , und startet am Ort $x = 0$ mit einem reinen ν_μ -Strahl, dann findet man in einem Abstand L einen Anteil an ν_e von [Per 82]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \quad (1)$$

mit θ	=	Mischungswinkel,
$\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 $	=	Differenz der Massenquadrate [eV^2],
L	=	Abstand vom Entstehungsort [m],
E_ν	=	Neutrinoenergie [MeV].

Entsprechend ist der Anteil an ν_μ auf den Wert $1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ reduziert. Die Amplitude der Oszillation hängt vom Mischungswinkel θ ab, während die Oszillationslänge durch das Verhältnis E_ν/L und Δm^2 festgelegt wird. E_ν/L ist eine für jedes Experiment charakteristische Größe. Die kleinste Oszillationswahrscheinlichkeit, auf die ein Experiment gerade noch sensitiv ist, wird als P_{min} bezeichnet.

Eine experimentelle Evidenz für dieses Phänomen wurde allerdings bis heute nicht gefunden. Oszillationsexperimente konnten bisher entsprechend ihrer Empfindlichkeit nur bestimmte Bereiche für die Parameter $\sin^2\theta$ und Δm^2 statistisch signifikant ausschließen.

Je nachdem, ob man experimentell das Verschwinden oder Auftreten einer Neutrinosorte beobachtet, spricht man von *appearance* bzw. *disappearance*-Experimenten.

Typische *disappearance*-Experimente sind solche an Kernreaktoren, die nach dem Verschwinden von $\bar{\nu}_e$ suchen. Diese werden in großer Zahl ($\approx 10^{20} \text{ s}^{-1}$) durch Kern- β -Zerfälle der Spaltprodukte im Reaktor mit Energien zwischen 1 und 8 MeV erzeugt. Die $\bar{\nu}_e$ werden über den inversen β -Zerfall an Protonen in einem Szintillationsdetektor nachgewiesen, der bis zu $L = 200 \text{ m}$ vom Reaktorkern entfernt ist. Die Unsicherheit in der Kenntnis des absoluten Neutrinoflusses begrenzt die Sensitivität dieser Experimente auf etwa $P_{min} = 10^{-1}$. Durch Messung in verschiedenen Abständen vom Reaktor wird versucht, von der Flußnormierung unabhängig zu werden.

Appearance-Experimente sind statistisch bedingt deutlich sensitiver auf kleine Oszillationswahrscheinlichkeiten. An Beschleunigern lassen sich ν_μ - bzw. $\bar{\nu}_\mu$ -Strahlen aus Pion- und Kaonzerfällen mit Energien im GeV-Bereich erzeugen. In einem Detektor, meistens ein elektromagnetisches Kalorimeter, das bis zu 1 km von der ν -Quelle entfernt ist, wird nach dem Auftreten der jeweils anderen Neutrinosorte gesucht. Damit können Sensitivitäten bis zu 10^{-3} erreicht werden.

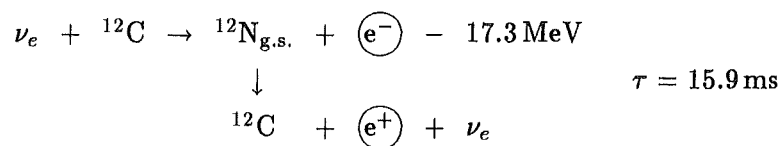
Eine aktuelle Zusammenfassung der Ergebnisse von Neutrinooszillationsexperimenten findet man in [Mas 92]. Die momentanen Grenzen für $\sin^2\theta$ und Δm^2 liegen bei 10^{-1} bzw. 10^{-2} eV^2 für Reaktorexperimente und $3 \cdot 10^{-3}$ bzw. 10^{-1} eV^2 für Beschleunigerexperimente.

1.2.1 Suche nach Neutrinooszillationen mit KARMEN

Mit KARMEN kann nach Neutrinooszillationen der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ im *appearance* Modus gesucht werden. $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ kann nicht nachgewiesen werden, da die Energie der ν_e zur Erzeugung des Myons nicht ausreicht. Erste Auswertungen der Daten im Hinblick auf Oszillationen findet man in [Hös 91, Bur 91] und [Wöl 92].

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ **Oszillation:** Die ν_μ aus dem Pionzerfall im ISIS *beam dump* sind monoenergetisch mit $E = 29.8 \text{ MeV}$ und sind durch das unmittelbare Auftreten nach dem Protonenpuls zeitlich gut von den ν_e aus dem langsameren Myonzerfall getrennt.

Die ν_e werden im KARMEN-Detektor über den inversen β -Zerfall am Kohlenstoff nachgewiesen:

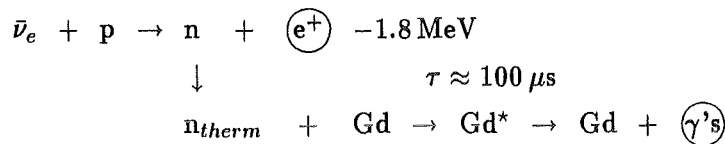


Nach einer mittleren Lebensdauer von 15.9 ms zerfällt der ${}^{12}\text{N}$ -Kern wieder zurück zum ${}^{12}\text{C}$. Die Endpunktsenergie des β -Spektrums beträgt 16.3 MeV und die Energie des Elektrons ist $E_{e^-} = E_{\nu_e} - Q = 12.5 \text{ MeV}$.

Die Ereignissignatur besteht damit aus dem zeitlich und räumlich korrelierten Auftreten des Elektrons aus dem inversen ${}^{12}\text{C}$ -Zerfall und des Positrons aus dem nachfolgenden ${}^{12}\text{N}$ -Zerfall. Diese sequentielle Ereignisstruktur erlaubt die Messung dieser Reaktion mit einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von besser als 30:1. Die Sensitivität wird daher nur von der verbleibenden Untergrundrate und dem Anteil an ν_e im ν_μ -Zeitfenster begrenzt.

Die Normierung der "oszillierten" Ereignisse im ν_μ -Zeitfenster auf die ν_e -Ereignisse im ν_e -Zeitfenster erlaubt zudem eine vom Neutrinofluß und Wirkungsquerschnitt unabhängige Bestimmung der Oszillationsparameter.

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation: Im ISIS *beam dump* werden praktisch keine $\bar{\nu}_e$ erzeugt. Werden solche aber im KARMEN-Detektor nachgewiesen, dann wäre dies ein Indiz für Oszillationen. Als Nachweisreaktion der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation dient der inverse Betazerfall des Protons:



Hier handelt es sich ebenfalls um eine sequentielle Ereignisstruktur, bei der die γ -Quanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion in zeitlicher und räumlicher Koinzidenz zum Positron nachgewiesen werden. Das Energiespektrum des prompten Positrons reicht bis 50 MeV, wobei seine Form auch von den Oszillationsparametern abhängig ist (siehe Formel (1)). Das Neutron wird nach $\approx 100 \mu\text{s}$ am Gadolinium eingefangen, wobei etwa drei γ -Quanten mit $\Sigma E_\gamma = 8 \text{ MeV}$ emittiert werden.

Da der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt mit $\sigma = 1.084 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ für eine Neutrino-reaktion sehr hoch ist, ist die Empfindlichkeit für diese Oszillation noch um etwa einen Faktor zehn größer als bei der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation. Eine geringe Kontamination von $\bar{\nu}_e$ aus π^- -Zerfällen im Fluge von etwa $3 \cdot 10^{-3}$ [Dod 92] beschränkt die Sensitivität prinzipiell.

1.3 Neutrino-Kern-Streuung, Betazerfall, Myoneinfang

Leptonen können über den Austausch eines Vektor-Bosons (γ, W^\pm, Z^0) mit einem hadronischen System (Kern) wechselwirken, und dessen Zustand von $|i\rangle$ nach $|f\rangle$ ändern. Dies ist sowohl durch die "klassischen" schwachen semileptonischen Prozesse wie β -Zerfall und Leptoneinfang als auch durch Neutrino-Streureaktionen möglich. In Abbildung 3 sind die Feynman-Graphen dieser verwandten Prozesse gegenübergestellt. Analoge Übergänge können auch durch elektromagnetische Prozesse (Austausch eines γ -Quants) wie z.B. Elektron-Kern-Streuung induziert werden.

Entsprechend dem Austauschteilchen unterscheidet man zwischen Reaktionen durch den geladenen Strom (*charge current* CC) und durch den neutralen Strom (*neutral current* NC). Die Anregung durch den neutralen Strom ist nur mit Neutrinos möglich.

Mit diesen Reaktionen können einzelne Niveaus in Kernen angeregt und somit definierte Änderungen von Drehimpuls J , Parität P und Isospin T hervorgerufen werden, die die Untersuchung spezieller isolierter Teile des schwachen hadronischen Stroms erlauben.

Die Reaktionen unterscheiden sich allerdings in ihrer Kinematik. Der β -Zerfall als zeitartiger Prozeß mit beiden Leptonen im Ausgangskanal liefert nur für kleine Impulsüberträge $q^2 \simeq 0$ Informationen über die Struktur des schwachen Stroms. Bei der Myoneinfang-reaktion ist der Impulsübertrag auf einen festen Wert von $q^2 = -0.74 m_\mu^2$ beschränkt. Die Tatsache, daß Informationen über den schwachen hadronischen Strom nur bei einem

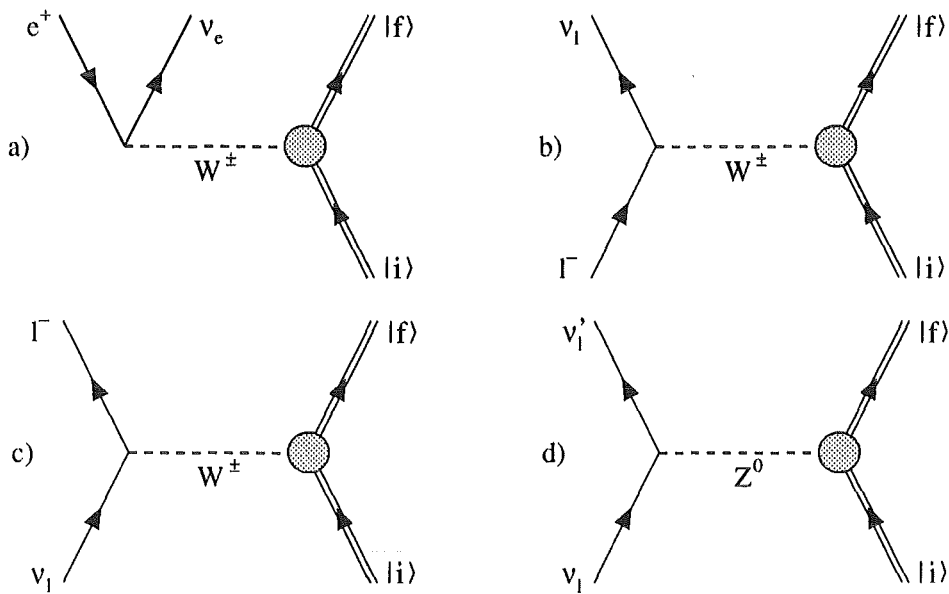


Abb. 3: Feynman-Graphen für den a) β -Zerfall, b) Leptoneinfang und für die c) geladene sowie d) neutrale Neutrino-Kernstreuung ($l = e, \mu$). Entsprechendes gilt für Antineutrino-Kernstreuung.

einzigem Impulsübertrag $q^2 \neq 0$ existieren, ist dafür verantwortlich, daß wir bis heute so wenig über die q^2 -Abhängigkeit der Ströme wissen. Neutrinoereaktionen bieten hier als raumartige Prozesse die einzigartige Möglichkeit, darüber etwas zu lernen.

Im Isospintriplett $^{12}\text{B} - ^{12}\text{C} - ^{12}\text{N}$, das in Abbildung 4 dargestellt ist, können damit die folgenden schwachen Prozesse β -Zerfall, Myoneinfang und Neutrino-Kernstreuung untersucht werden:

a)	$^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e + 13.4 \text{ MeV},$
b)	$^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e + 17.3 \text{ MeV},$
c)	$\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} + \nu_\mu + 91.8 \text{ MeV},$
d)	$\bar{\nu}_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} + \mu^+ - 119.6 \text{ MeV},$
e)	$\bar{\nu}_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} + e^+ - 14.4 \text{ MeV},$
f)	$\nu_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + \mu^- - 122.5 \text{ MeV},$
g)	$\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^- - 17.3 \text{ MeV},$
h)	$\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \nu' - 15.1 \text{ MeV}.$

Bei a) bis g) handelt es sich um ladungsändernde CC-Reaktionen, während h) eine NC-Reaktion ist, die von allen Neutrinos und Antineutrinos induziert werden kann. $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ ist ein $J^P = 0^+$ -Zustand mit Isospin $T = 0$, während $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$, $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ und $^{12}\text{C}^*$ (15.11 MeV) alle $J^P = 1^+$ -Zustände mit $T = 1$ und $T_3 = +1, -1$ bzw. 0 sind. Beim Übergang tragen daher nur die axialvektoriellen (Spinflip $\Delta J = 1$) und die isovektoriellen Anteile (Isospinänderung

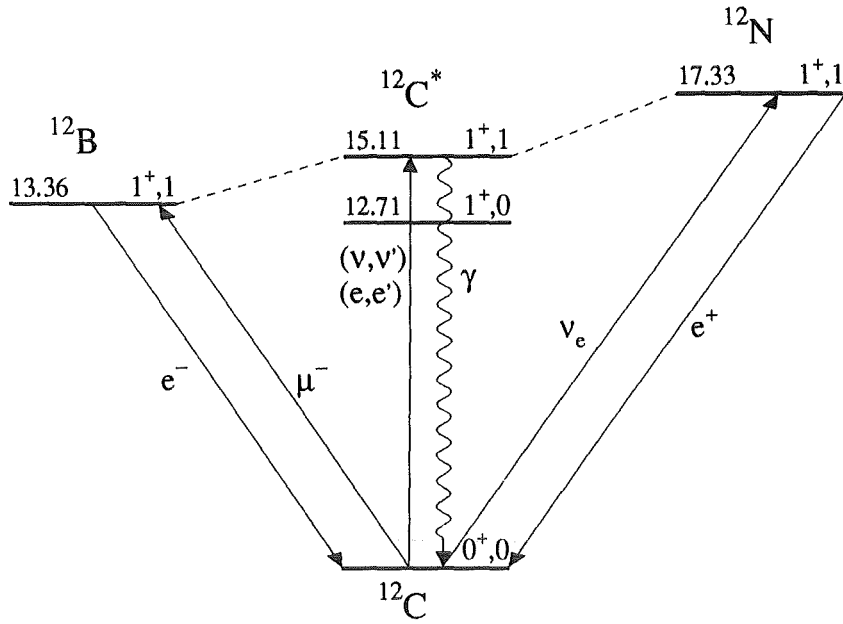


Abb. 4: Das $A = 12$ Isospintriplett $^{12}\text{B} - ^{12}\text{C} - ^{12}\text{N}$

$\Delta T = 1, \Delta T_3 = 0, \pm 1$) des schwachen hadronischen Stroms bei. Dies erlaubt eine selektive Untersuchung der entsprechenden Kopplungskonstanten.

Für *beam dump*-Neutrinos reicht die Energie nicht aus, um Myonen zu erzeugen, und da praktisch keine $\bar{\nu}_e$ im *beam dump* erzeugt werden, können im KARMEN-Detektor nur die neutrinoinduzierten Reaktionen g) und h) beobachtet werden. Des weiteren kann mit dem KARMEN-Detektor auch die Myoneinfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ in alle gebundenen Zustände von ^{12}B genau gemessen werden.

1.3.1 Berechnung der Observablen

Die elektroschwachen semileptonischen Prozesse können alle im selben theoretischen Rahmen berechnet werden. Die experimentell zugänglichen Größen sind z.B. die $\log ft$ -Werte für den β -Zerfall, die Myoneinfangraten Λ_c oder der Wirkungsquerschnitt σ für die entsprechende Neutrinoreaktion. Diese werden durch das Übergangsmatrixelement \mathcal{M} bestimmt, das durch den Strom-Strom-Ansatz

$$\mathcal{M} = \frac{G \cos \theta_c}{\sqrt{2}} j^\ell J^h$$

gegeben ist. j^ℓ und J^h bezeichnen die leptonischen und hadronischen Übergangsströme. G ist die Fermi-Kopplungskonstante und θ_c der Cabibbo-Winkel.

Während der leptonische Anteil im Rahmen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung exakt angegeben werden kann, muß beim hadronischen schwachen Strom die innere Struktur der Nukleonen berücksichtigt werden. Dieser enthält, wie der leptonische Strom, sowohl Vektor- als auch Axialvektoranteile ($V-A$ -Struktur), die in Lorentz-kovarianter Form angegeben werden können. Die einzelnen Terme enthalten Formfaktoren,

die skalare Funktionen des Impulsübertrags $q^2 = q_f^2 - q_i^2$ zwischen Anfangs- und Endzustand sind und die Dynamik des Kernübergangs beschreiben. Der schwache vektorielle Strom enthält dabei den vektoriellen F_V , den (schwachen) magnetischen F_M und den skalaren Formfaktor F_S , während der schwache axialvektorielle Strom den axialvektoriellen F_A , den elektrischen (pseudotensoriellen) F_E sowie den pseudoskalaren Formfaktor F_P beinhaltet.

Es gibt verschiedene Modelle zur Berechnung des hadronischen Anteils, die sich im wesentlichen in der Art und Weise unterscheiden, wie die Formfaktoren festgelegt werden; entweder durch theoretische Nukleonenmodelle, experimentelle Daten oder durch beides. Alle Modelle setzen die Gültigkeit fundamentaler Prinzipien wie exakte Isospinsymmetrie, CVC und PCAC voraus, womit sich einige Formfaktoren festlegen lassen [Gre 85]:

Von exakter Isospinsymmetrie spricht man, wenn Ströme unter Transformation der G-Parität, d.h. der Kombination von Ladungskonjugation und Drehung im Isospinraum, erhalten bleiben, in Analogie zur starken Wechselwirkung. Solche Ströme bezeichnet man als *first class currents*. Unter der G-Paritätsoperation verschwinden der skalare und der (schwache) elektrische Strom ($F_S = F_E = 0$); der pseudoskalare Strom ist proportional zur Masse des Leptons im Ausgangskanal. Die Tatsache, daß sich die $\log ft$ -Werte der β -Zerfälle $^{12}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$ ein wenig unterscheiden, zeigt aber, daß die Isospinsymmetrie geringfügig ($\approx 6\%$) verletzt ist.

Die Hypothese des erhaltenen Vektorstroms CVC (*conserved vector current*) sagt vereinfacht ausgedrückt aus, daß der Vektorstrom in schwachen Prozessen identisch ist mit dem elektromagnetischen Isektor-Strom. Die starke Wechselwirkung hat demnach keinen Einfluß auf den Vektorstrom. In Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung, die auch durch einen Vektorstrom vermittelt wird und weil es keinen Unterschied zwischen der elektrischen Ladung von Positronen und Protonen gibt, kann man hier von einer schwachen Ladung sprechen.

Ein unmittelbare Folge davon ist z.B., daß die Vektorkopplungskonstante $g_V = 1$ für den β -Zerfall und den μ -Zerfall gleich ist. Des weiteren werden damit die Formfaktoren des schwachen Vektorstroms (F_V, F_M, F_S) mit dem Dirac- und dem Pauli-Formfaktor (F_1, F_2) des elektromagnetischen Isektorstroms und somit mit der Ladung Q und dem magnetischen Moment μ des Kerns verknüpft:

$$F_V(q^2) = F_{1,f} - F_{1,i}, \quad F_M(q^2) = F_{2,f} - F_{2,i}, \quad F_S(q^2) = 0.$$

Dies ermöglicht die experimentelle Erschließung des vektoriellen Anteils des schwachen Stroms und dessen q^2 -Abhängigkeit durch rein elektromagnetische Prozesse wie Elektronstreuung an Kernen $e^- + A \rightarrow A^* + e^{-'}$, photonukleare Anregung $\gamma + A \rightarrow A^*$ und Abregung $A^* \rightarrow \gamma + A$. Einen Test der CVC im $A = 12$ -System findet man z.B. in [Hwa 77, Kub 73].

Auf der anderen Seite ist die Axialvektorkopplungskonstante g_A beim β -Zerfall des Neutrons um etwa 25% größer als beim μ -Zerfall. Dies rührt daher, daß Nukleonen mit Pionen in starke Wechselwirkung treten können. Die fundamentale axialvektorielle Kopplungskonstante wird für stark wechselwirkende Teilchen offenbar durch "Renormierungseffekte"

abgeschirmt und geändert. Aus der Tatsache, daß der Unterschied aber nur 25% beträgt, leitet man die Hypothese des teilweise erhaltenen Axialvektorstroms PCAC (*partially conserved axial vector current*) ab.

1.3.2 Theoretische Modelle

Zur Berechnung der Übergangsmatrixelemente gibt es verschiedene Modelle. Dabei kann grundsätzlich zwischen zwei verschiedenen Ansätzen unterschieden werden, und zwar der Impulsapproximation (IA) und dem Elementarteilchenmodell (EPM). Während die IA klassische Methoden der Kernphysik wie Kernwellenfunktionen, Summationsregel etc. benutzt, behandelt das EPM den Kern als elementares Teilchen und ist somit unabhängig von Kernmodellen.

Die Beschreibung der Modelle erfolgt hier besonders im Hinblick auf die Berechnung der Myoneinfangrate und Wirkungsquerschnitte für die Neutrino-Kernstreuung. Die Ergebnisse für die verschiedenen, mit KARMEN beobachtbaren neutrinoinduzierten Reaktionen sind in Tabelle 1 und 2 auf Seite 24f zusammengefaßt. Die Genauigkeit der auf diesen Modellen basierenden Berechnungen beträgt in der Regel etwa 10%, sowohl für den Myoneinfang als auch für die Neutrino-Streureaktionen.

Elementarteilchenmodell: Das EPM (*elementary particle model*) wurde von Kim und Primakoff [Kim 65] zur Beschreibung der "klassischen" schwachen Prozesse wie β -Zerfall und Myoneinfang entwickelt. Der Kern wird als elementares Teilchen betrachtet und die Dynamik des Kernübergangs durch nukleare Formfaktoren beschrieben. Die Formfaktoren und ihre q^2 -Abhängigkeit werden aus Messungen verwandter Prozesse wie inelastischer Elektronenstreuung, β -Zerfall und Myoneinfang mit Hilfe von Argumenten der CVC und PCAC abgeleitet.

Aufgrund des Gamow-Teller Charakters des Kernübergangs tragen zur Beschreibung der neutrinoinduzierten Reaktionen in $A = 12$ -Kernen nur der axiale F_A , der (schwache) magnetische F_M , der elektrische (pseudotensorielle) F_E sowie der pseudoskalare Formfaktor F_P bei, die vom Impulsübertrag q^2 abhängen .

Die Formfaktoren F_M , F_E und F_P beschreiben sogenannte "schwache induzierte" Ströme, die von der Anwesenheit der starken Wechselwirkung herrühren. Sie liegen in der Größenordnung von Nukleonenrückstoßeckten und spielen daher bei Impulsüberträgen, wie sie für *beam dump*-Neutrinos relevant sind ($q \simeq 60$ MeV), nur eine untergeordnete Rolle [Gre 85].

Mit dem EPM lassen sich nur erlaubte Übergänge relativ genau berechnen, da im anderen Fall die Zahl der benötigten Formfaktoren schnell ansteigt.

Aus dem Myoneinfang lassen sich wichtige Informationen über den pseudoskalaren Formfaktor F_P ableiten, auf den später noch gesondert eingegangen wird.

IA: In der IA wird das Kernübergangsmatrixelement als Summe der Übergänge der freien

Nukleonen im Kern beschrieben

$$\langle \psi_f | H | \psi_i \rangle \xrightarrow{IA} \langle \psi_f | \sum_{i=1}^A H_i | \psi_i \rangle ,$$

was die Benutzung der hadronischen Formfaktoren g der freien Nukleonen erlaubt. Die Kernwellenfunktionen $\psi_{i,f}$ des Anfangs- und Endzustands werden im Rahmen geeigneter Kernmodelle, üblicherweise dem Schalenmodell, und mit der Wahl eines geeigneten Zweiteilchenpotentials beschrieben. Die Lösung der Schrödingergleichung ist in der Regel nicht trivial und meistens sogar unmöglich. Daher ist man auf Näherungsverfahren angewiesen. Für spezielle Anwendungen sind Näherungsmethoden wie Tamm-Dancoff und *random phase approximation* (RPA) sehr nützlich. Zur Berechnung von inklusiven Myoneinfangraten werden Summationsmethoden über die möglichen Endzustände angewandt, die allerdings eine genaue Kenntnis der Grundzustandswellenfunktion voraussetzen [Muk 77]. Ein Problem ist vor allem die Renormierung der schwachen Kopplungskonstanten durch die Anwesenheit der starken Wechselwirkung. Eine relativ genaue Berechnung der Myoneinfangraten findet man z.B. in [Kos 85]. Um die Modellabhängigkeit zu reduzieren, werden verwandte Prozesse gemeinsam analysiert und entsprechende experimentelle Ergebnisse zur Renormierung herangezogen, z.B. aus dem β -Zerfall [Mor 91]. Die im folgenden vorgestellten Modelle sind spezielle Erweiterungen der IA, die mehr oder weniger Gebrauch von experimentellen Daten machen und sich in der Lösung des Vielteilchenmatrixelements unterscheiden.

Donnelly-Walecka-Modell: In Analogie zur Beschreibung elektromagnetischer Streuprozesse an Kernen können der vektorielle und axialvektorielle Anteil des schwachen hadronischen Stroms in einzelne Multipolprojektionen zerlegt werden, die sich aus den Eigenschaften von freien Nukleonen konstruieren lassen [Don 79, Don 85]. Dazu werden zunächst basierend auf dem Schalenmodellgrundzustand, Einteilchen-Matrixelemente für den Übergang von Anfangs- zum Endzustand berechnet. Die Vielteilchen-Matrixelemente der Multipoloperatoren ergeben sich dann als Linearkombinationen von Einteilchen-Matrixelementen, multipliziert mit einfachen numerischen Koeffizienten (Formfaktoren), die vom Impulsübertrag q^2 abhängen und die Information über die innere Struktur des Kerns beinhalten. Sind diese Koeffizienten einmal festgelegt, kann das Matrixelement für jeden Übergang exakt berechnet werden. Dies wird durch Argumente der CVC und PCAC sowie durch Messung verwandter Prozesse wie inelastische Elektronstreuung, β -Zerfall und μ -Einfang versucht, wodurch eine weitgehend modellunabhängige Beschreibung erreicht wird.

In der Näherung des sogenannten *long wavelength limit* (LWL), in dem der Impulsübertrag deutlich geringer ist als der Fermi-Impuls des Kerns (≈ 250 MeV), tragen nur noch wenige dominante Multipoloperatoren bei, so daß sich die Rechnungen deutlich vereinfachen. Für *beam dump*-Neutrinos ist diese Näherung noch gut erfüllt; für größere Impulsüberträge liefert sie einen zu großen Wirkungsquerschnitt.

Mit diesem Modell können auch inklusive Neutrinoereaktionen, wie z.B. $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)X$, berechnet werden, in dem über die möglichen Endzustände aufsummiert wird. Diese Reaktionen können ebenfalls mit dem KARMEN-Detektor gemessen werden.

RPA: Die *random-phase approximation* ist eine Theorie der kleinen Vibrationen in einem quantenmechanischen Vielteilchen-System. Die Theorie basiert auf dem Schalenmodell und eignet sich besonders für Systeme, deren Grundzustand durch eine Hartree-Fock oder eine ähnliche Theorie gut beschrieben wird. Am besten beschreibt sie Kerne mit abgeschlossenen Schalen. Die Kernanregungen werden als Linearkombinationen von Teilchen-Loch-Zuständen mit beliebiger Phase zueinander unter Berücksichtigung einer effektiven Teilchen-Loch-Wechselwirkung beschrieben. Die Phasenbeziehung entspricht einer kohärenten Nukleonbewegung mit dem Charakter einer Vibrationsanregung der Kernoberfläche, was u.a. zu Resonanzerscheinungen führen kann. Die Rechnungen unterscheiden sich im wesentlichen in der Wahl der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

Mit der CRPA (*continuum RPA*) lassen sich Kernreaktionen in Zustände oberhalb der Teilchenemissionsschwelle (Kontinuum) berechnen. Die Methode liefert für Elektronenstreuexperimente an ^{12}C und ^{16}O gute Ergebnisse [Bub 91]. Motiviert durch astrophysikalische Fragestellungen wurde sie von Kolbe et al. auch zur Berechnung von Neutrino-Kern-Reaktionen wie z.B. $^{12}\text{C}(\nu, \nu'n)^{11}\text{C}$ und $^{12}\text{C}(\nu, \nu'p)^{11}\text{B}$ angewandt [Kol 92, Kol 92a]. Sie benutzten dazu Wechselwirkungen endlicher Reichweite (*finite range*) mit Berücksichtigung von Mesonenaustauschtermen, sowie testweise auch punktförmige (*zero range*) Wechselwirkungen, die allerdings qualitativ die gleichen Ergebnisse lieferten.

Zum Test wurden entsprechende Berechnungen für die Myoneinfangreaktion an ^{12}C und ^{16}O durchgeführt, wobei die totale Einfangrate Λ_c in teilcheninstabile Zustände in guter Übereinstimmung mit experimentellen Werten ist, ohne daß eine explizite Renormierung durchgeführt wurde. Für ^{12}C ergab sich (der experimentelle Wert ist ebenfalls [Kol 92a] entnommen):

$$\Lambda_c(\text{CRPA}) = 35.3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ im Vergleich zu } \Lambda_c(\text{Exp.}) = (32.8 \pm 0.8) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} .$$

Motiviert durch das KARMEN-Experiment wurden im Rahmen der RPA auch Wirkungsquerschnitte für Neutrinoreaktionen in gebundene Zustände berechnet [Kol 92b]. In diesem Fall ist allerdings eine Renormierung der Ergebnisse notwendig, die auf die experimentell bekannte Myoneinfangrate der Reaktion $\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} + \nu_\mu$ erfolgt. Es wurde ein Wert von $\Lambda_c(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}) = 6.05 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ benutzt. Die renormierten Ergebnisse für die Neutrinoreaktionen werden in Tabelle 1 und 2 mit denen von anderen theoretischen Berechnungen bzw. Experimenten verglichen.

LDA: Mit einer vollkommen unkonventionellen Methode lassen sich inklusive Neutrino- wie auch Myoneinfangreaktionen in einer relativ exakten Form berechnen, die von E. Oset et al. vorgeschlagen wurde [Sin 92], [Chi 90]. Die Berechnungen werden in der sogenannten *local density approximation* (LDA) durchgeführt unter Berücksichtigung von Kerneffekten wie Pauli *blocking*, Fermibewegung und starker Renormalisierung.

Die üblichen Berechnungen u.a. auch nach dem Donnelly-Walecka-Modell benutzen eine Vielzahl von Annahmen und Näherungen, deren Konsequenzen sich nicht immer vollkommen überschauen lassen. Als Beispiel seien hier die Unterschiede zum Donnelly-

Walecka-Modell erwähnt, das direkte Summationsmethoden über die möglichen Endzustände benutzt, um Wirkungsquerschnitte für inklusive Reaktionen abzuleiten.

Die Benutzung von direkten Summationsmethoden ist beschränkt auf kleine Neutrinoenergien und hängt von der Kenntnis der Stärke des Übergangs in den Grundzustand und in alle angeregten Zustände des Kerns im Ausgangskanal ab. In der Regel existiert diese Information aber nur für ein paar wenige tieferliegende Zustände. Zudem sind die q^2 -Abhängigkeiten der Formfaktoren nicht genau bekannt, so daß die Extrapolation zu höheren Energien und damit Impulsüberträgen mit einigen Unsicherheiten behaftet ist.

Diese Modelle haben auch keine direkte Möglichkeit, die Abschirmung (Renormierung) der schwachen Kopplungskonstanten im Kern zu berücksichtigen, die bei den hier behandelten Prozessen bekanntermaßen vorhanden ist. Bei der direkten Summationsmethode fließen diese Renormalisierungseffekte teilweise indirekt durch Normierung auf experimentelle Größen, z.B. aus dem β -Zerfall, in die Berechnungen ein.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die inklusiven Reaktionen hängen damit teilweise empfindlich von der Wahl der entsprechender Parameter ab. Das im folgenden beschriebene Modell vermeidet all diese Unzulänglichkeiten:

Wenn ein Neutrino mit einem Kern wechselwirkt, dann wird es z.B. an einem Neutron gestreut, das sich in einem Kern (Fermisee) mit endlicher Größe und der Dichte $\rho_n(r)$ bewegt. Der Wirkungsquerschnitt σ für die Neutrinostreuung am Kern ist dann:

$$\sigma(A) = \int \rho_n(r) d^3r \sigma(\nu_\ell + n \rightarrow p + \ell^-), \quad (2)$$

wobei $\sigma(\nu_\ell + n \rightarrow p + \ell^-)$ der Wirkungsquerschnitt für die elementare Streureaktion am Neutron ist ($\ell = e, \mu$). Das Matricelement kann, wie oben erwähnt, in Abhängigkeit von Formfaktoren exakt angegeben werden, die sich wiederum durch Argumente der CVC, PCAC und Isospinsymmetrie teilweise festlegen lassen.

Beim Streuprozess sind die Fermibewegung der Neutronen und Protonen im Kern zu berücksichtigen. In der *local density approximation* ist die Fermi-Impulsverteilung gegeben durch:

$$p_{Fn} = \left(3\pi^2 \frac{N}{A} \rho(r) \right)^{1/3}, \quad p_{Fp} = \left(3\pi^2 \frac{Z}{A} \rho(r) \right)^{1/3}.$$

N ist die Anzahl der Neutronen im Kern, Z die der Protonen und $A = N + Z$.

Die Physik der Streureaktion wird durch entsprechende Wahl der kinematischen Parameter unter Berücksichtigung des Q -Werts der Reaktion, des Fermi-Impulses der Nukleonen sowie der Benutzung von Lindhard-Funktionen [Gar 88] implementiert, deren Imaginärteil den Prozess $\nu_\ell + n \rightarrow p + \ell^-$ als Teilchen-Loch-Anregung beschreibt. Der Effekt des Pauli *blockings* ist damit automatisch implementiert und auch der Einfluß des Coulomb-Felds auf die geladenen Teilchen kann problemlos berücksichtigt werden³.

Was noch verbleibt, sind Renormalisierungseffekte durch die stark wechselwirkenden Nukleonen im Kern, die zu einer Änderung der Kopplungskonstante (Formfaktoren) des axi-

³Bei der Summationsmethode wird dies durch Multiplikation des Wirkungsquerschnitts mit der Fermi-Funktion $F(Z, E)$ erreicht.

alvektoriellen schwachen Stroms (F_A, F_P)⁴ führen. Die Ankopplung dieser Ströme an das Pionenfeld wird durch kurzreichweitige π^- - und ρ^- -Austauschterme beschrieben.

Dieser Formalismus beschreibt den Prozeß $\nu_\ell + n \rightarrow p + \ell^-$ innerhalb eines Kerns in angemessener Weise, ohne kritische Näherungen benutzt zu haben. Das Integral (2) für den Wirkungsquerschnitt kann zudem numerisch genau berechnet werden. Die einzigen experimentellen Daten, die in die Berechnungen einfließen, sind die Neutronen- $\rho_n(r)$ und Protonendichteverteilungen $\rho_p(r)$ im Kern, die relativ genau bekannt sind.

Für die inklusive Neutrino/Antineutrino-Streuung an ^{12}C und ^{16}O wurden so Wirkungsquerschnitte im Energiebereich von 50 bis 400 MeV berechnet [Sin 92]. Dabei ist eine große Reduktion der Wirkungsquerschnitte durch Pauli *blocking* und Renormalisierung feststellbar. Im Fall der inklusiven Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)X$ beträgt sie etwa 70% bei 100 MeV und 15% bei 400 MeV im Fall des Pauli *blockings*. Die Renormalisierungseffekte betragen 40 % bzw. 15%.

Entsprechende Berechnungen für *beam dump*-Neutrinos ergaben einen flußgemittelten Wirkungsquerschnitt von $\langle\sigma\rangle = 15.2 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ für die inklusive Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)X$, die auch im KARMEN-Detektor beobachtet werden kann.

Mit der LDA Methode wurden bereits inklusive Myoneinfangraten berechnet. Dazu wurde zuerst die Einfangrate $\Lambda_c(\rho_n, \rho_p)$ von Myonen in einem unendlich ausgedehnten Kern (Fermisee) mit der Nukleonendichte ρ_n und ρ_p entsprechend der oben beschriebenen Methode berechnet und dann der Übergang zum realen Kern durch die *local density approximation* $\rho_n \rightarrow \rho_n(r), \rho_p \rightarrow \rho_p(r)$ vollzogen:

$$\Lambda_c = \int d^3r |\Phi_{1s}(r)|^2 \Lambda_c(\rho_n(r), \rho_p(r)) .$$

$\Phi_{1s}(r)$ ist dabei die Myonwellenfunktion im 1s-Zustand, von dem aus der Einfang stattfindet. Der Rechenaufwand ist für leichte und schwere Elemente gleich groß. Auch hier zeigen Pauli *blocking* und Renormalisierung einen großen Effekt. Für $Z=6$ reduzieren sich die Einfangraten dadurch etwa um den Faktor 2.5 bzw. 2.

So konnte für eine Vielzahl von Elementen aus dem ganzen Periodensystem eine bemerkenswerte globale Übereinstimmung mit gemessenen Einfangraten im Bereich von $\Lambda_c = 3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bis $1.5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ erreicht werden [Chi 90], was die Zuverlässigkeit dieser Methode unterstreicht. Die Abweichungen sind in der Regel geringer als 10%. Dort wo sie größer sind, z.B. bei ^{12}C , liegt dies an der Tatsache, daß die Bindungsenergie (Q-Wert der Reaktion) nicht berücksichtigt wurde, die bei ^{12}C relativ groß ist [Ose 92].

1.3.3 Der pseudoskalare Formfaktor $F_P(q^2)$

Die Stärke der pseudoskalaren Wechselwirkung ist proportional zur Masse des geladenen Leptons m_ℓ im Endzustand. Im β -Zerfall ist der Effekt damit zu klein, um sichtbar zu werden. Wegen der etwa 200 mal größeren Masse des Myons im Vergleich zum Elektron

⁴Die Hypothese des CVC verbietet eine Änderung der Kopplung des schwachen Vektorstroms.

kann der pseudoskalare Anteil dagegen bei Myoneinfangreaktionen beobachtet werden. Dies hat aber auch zur Folge, daß alle Elektron-Neutrino- und NC-Neutrinoereaktionen, die mit KARMEN gemessen werden, praktisch von F_P unabhängig sind und daß sich auf der anderen Seite aus Messungen dieser Reaktionen auch keine Informationen über F_P ableiten lassen.

IA-Rechnungen zeigen, daß beim Myoneinfang neben dem dominanten axialvektoriellen F_A der pseudoskalare Formfaktor F_P mit etwa 3-4% zur Einfangrate der Reaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ beiträgt [Muk 77]. Noch empfindlicher von F_P hängt die mittlere Polarisation $P_{av}(\text{g.s.})$ von $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ beim polarisierten Myoneinfang ab. Diese beiden Größen sind aber experimentell nicht sehr genau bekannt und somit kann auch F_P nur relativ ungenau festgelegt werden. Auf die experimentelle Situation wird weiter unten eingegangen. Im EPM wird aber die genaue Kenntnis von F_P und dessen q^2 -Abhängigkeit benötigt, um z.B. Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $\nu_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + \mu^-$ ableiten zu können. Mit Argumenten der PCAC ergibt sich der pseudoskalare Formfaktor $F_P(q^2)$ zu [Min 89]:

$$F_P(q^2) = \frac{F_A(q^2)}{1 - q^2/m_\pi^2} [1 + \xi(q^2)],$$

wobei m_π die Pionmasse ist. Die Größe $\xi(q^2)$ beschreibt die Änderung der Pion-Kern-Dynamik durch das nukleare Medium, sie beinhaltet die Wechselwirkung der Nukleonen mit dem Pionfeld des Kerns.

Mintz et al. benutzen für ξ die Standardskalierung $\xi(q^2) = \alpha(q^2 / -0.74 m_\mu^2)$, wobei der Faktor α den Wert für $q^2 = -0.74 m_\mu^2$ angibt, der dem Impulsübertrag bei der Myoneinfangreaktion entspricht. In Abbildung 5 ist die Abhängigkeit der Myoneinfangrate $\Lambda_c(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ von $\alpha = \xi(q^2 = -0.74 m_\mu^2)$ dargestellt. Die horizontalen Linien (—) markieren den größten und kleinsten experimentell bestimmten Wert. Der schraffierte Bereich gibt die dazugehörigen oberen bzw. unteren Fehlergrenzen an. Damit sind experimentell Werte für α zwischen -0.5 und 2.6 zugelassen.

Durch Messung des polarisierten Myoneinfangs an ^{12}C konnte der pseudoskalare Formfaktor F_P zwar direkt gemessen werden [Kun 86]:

$$\frac{F_P(q^2)}{F_A(q^2)} = -1.09 \pm 0.31 \quad \text{für } q^2 = -0.74 m_\mu^2,$$

aber die Genauigkeit beschränkt α auch nur auf Werte zwischen 0 und nahe 1.

Theoretische Abschätzungen nach der IA sind stark modellabhängig und erlauben ebenfalls keine bessere Einschränkung von $\xi(q^2)$.

Für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\nu_\mu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + \mu^-$ kann diese Ungenauigkeit in der Kenntnis von F_P und der q^2 -Abhängigkeit allerdings zu einem überraschend hohen Effekt führen, der nahe der Schwellenenergie von $E_{\text{th}} = 123 \text{ MeV}$ am größten sein sollte, da F_P mit steigendem q^2 abnimmt. Bei einer Neutrinoenergie von 140 MeV sind so Effekte bis zu einem Faktor zwei durchaus im Bereich des Möglichen [Min 89].

Die experimentelle Ungenauigkeit der Myoneinfangrate $\Lambda_c(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ in den Grundzustand von ^{12}B und der mittleren Polarisation $P_{av}(\text{g.s.})$ wird im Moment im wesentlichen durch

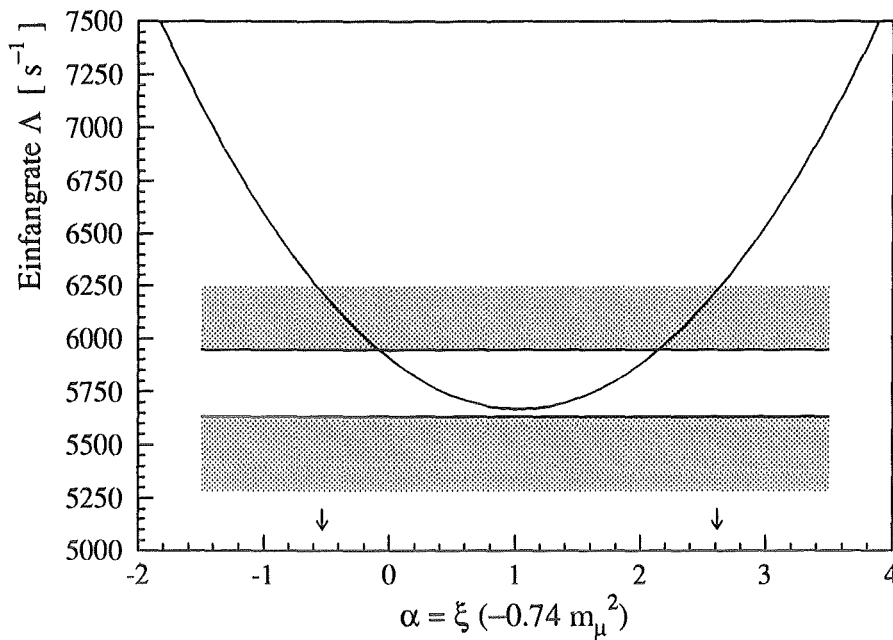


Abb. 5: Berechnete Myoneinfangrate für die Reaktion $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} + \nu_\mu$ in Abhängigkeit von $\alpha = \xi(q^2 = -0.74 m_\mu^2)$ (aus [Min 89]). Beschreibung siehe Text.

erhebliche Diskrepanzen bei der Bestimmung der partiellen Myoneinfangraten $\Lambda_c({}^{12}\text{B}^*)$ in die angeregten (gebundenen) Zustände von ${}^{12}\text{B}$ verursacht. Die Werte schwanken je nach Experiment zwischen 0.76 und $1.3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ [Gif 81, Roe 81, Mil 72, Bud 70].

Die Einfangrate in den ${}^{12}\text{B}$ -Grundzustand wird von diesen Experimentgruppen durch $\Lambda_c({}^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}) = \Lambda_c({}^{12}\text{B}) - \Lambda_c({}^{12}\text{B}^*)$ bestimmt, wobei $\Lambda_c({}^{12}\text{B})$ die Einfangrate in alle gebundenen Zustände ist, die bisher nur von Maier et al. relativ genau gemessen wurde⁵ [Mai 64].

Die mittlere Polarisation P_{av} von ${}^{12}\text{B}$ durch polarisierten Myoneinfang an ${}^{12}\text{C}$ wurde von [Kun 86] und [Roe 81] gemessen. Um $P_{av}(\text{g.s.})$ von ${}^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ im Grundzustand zu erhalten, ist es notwendig, die partiellen Myoneinfangreaktionen in angeregte Zustände zu eliminieren. Die große Ungenauigkeit in diesen Raten führt dazu, daß sich z.B. $P_{av}(\text{g.s.}) = 0.462 \pm 0.053$ bei Benutzung der Werte von [Roe 81] und $P_{av}(\text{g.s.}) = 0.481 \pm 0.056$ für die [Gif 81]-Werte ergibt.

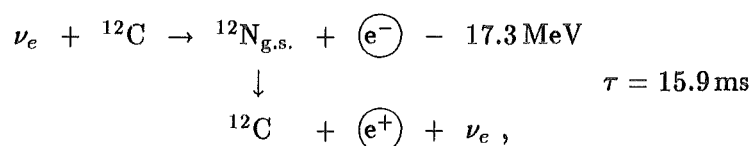
Aufgrund der guten kalorimetrischen und meßtechnischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors ist es mit KARMEN möglich, die Myoneinfangrate $\Lambda_c({}^{12}\text{B})$ in alle gebundene Zustände von ${}^{12}\text{B}$ mit großer Genauigkeit zu messen, und damit das Ergebnis von Maier et al. zu bestätigen bzw. in naher Zukunft sogar zu verbessern. Zur Messung werden Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung benutzt, die im KARMEN-Detektor gestoppt werden. Der Anteil an μ^- , die im Gegensatz zu μ^+ dem Myoneinfang unterliegen, wird dabei über die Zerfallszeit bestimmt.

⁵ Auf die experimentelle Situation wird detaillierter in Kapitel 3.4 eingegangen.

Das KARMEN-Experiment kann damit einen Beitrag zur Verbesserung des experimentellen Werts für die Myoneinfangrate $\Lambda_c(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ und damit des pseudoskalaren Formfaktors F_P liefern. Die größte Unsicherheit stammt allerdings im Moment aus der Messung der partiellen Einfangraten in die angeregten Zustände, die mit dem KARMEN-Detektor nicht gemessen werden können. Um die vorhandenen Diskrepanzen zu beseitigen, wären neue, präzisere Experimente notwendig, die sowohl die partiellen Myoneinfangraten als auch die Polarisation des ^{12}B -Kerns der Reaktion $\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} + \nu_\mu$ messen.

1.3.4 Messung der ^{12}C -Anregung durch den geladenen Strom

Die Anregung von ^{12}C durch den geladenen Strom erfolgt im KARMEN-Detektor durch den inversen β -Zerfall an ^{12}C :



wobei der ^{12}N -Kern nach $\tau = 15.87 \text{ ms}$ wieder zurück nach ^{12}C zerfällt. Die Signatur dieser Reaktion besteht aus dem Nachweis des prompten Elektrons und des zeitlich verzögerten Positrons am selben Ort im Detektor. Die Energie der Elektronen ist einfach die um den Q -Wert reduzierte Energie der Neutrinos $E_{e^-} = E_{\nu_e} - 17.3 \text{ MeV}$. Da das Energiespektrum der ν_e bis 52.8 MeV reicht, beträgt die maximale Energie der Elektronen 35.5 MeV . Die maximale Energie der Positronen wird durch die Übergangsenergie des ^{12}N -Zerfalls von $E_0 = 16.23 \text{ MeV}$ festgelegt. In Abbildung 6 sind die gemessenen Energieverteilungen dargestellt. Sie werden mit entsprechenden *Monte-Carlo*-Simulationsrechnungen verglichen, die im Rahmen dieser Arbeit angefertigt wurden (siehe Anhang A).

Die zeitliche und räumliche Korrelation ermöglicht den praktisch untergrundfreien Nachweis dieser neutrinoinduzierten Reaktion (siehe Abbildung 6). Daraus kann ein flußgemittelter Wirkungsquerschnitt abgeleitet werden, der in Tabelle 1 aufgelistet ist und innerhalb der Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis eines früheren Experiments und diversen theoretischen Berechnungen ist.

Die Energie der Neutrinos ist über die feste Beziehung $E_{\nu_e} = E_{e^-} + 17.3 \text{ MeV}$ mit der Energie des Elektrons verknüpft, die wegen der guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors fast vollständig in "sichtbare" Energie verwandelt und damit gemessen wird. Durch eine entsprechende Entfaltungsprozedur kann die Energieverteilung der ν_e rekonstruiert werden, wodurch es zum ersten Mal möglich ist, einen energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für die exklusive Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ anzugeben. Da der axiale Formfaktor $F_A(q^2)$ den Wirkungsquerschnitt dominiert, kann zum ersten Mal dessen q^2 -Abhängigkeit getestet werden, die bisher experimentell nur für $q^2 = 0$ und $q^2 = -0.74 m_\mu^2$ durch den β -Zerfall bzw. den Myoneinfang festgelegt war.

Der Nachweis dieser exklusiven Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ wird in den Dissertationen

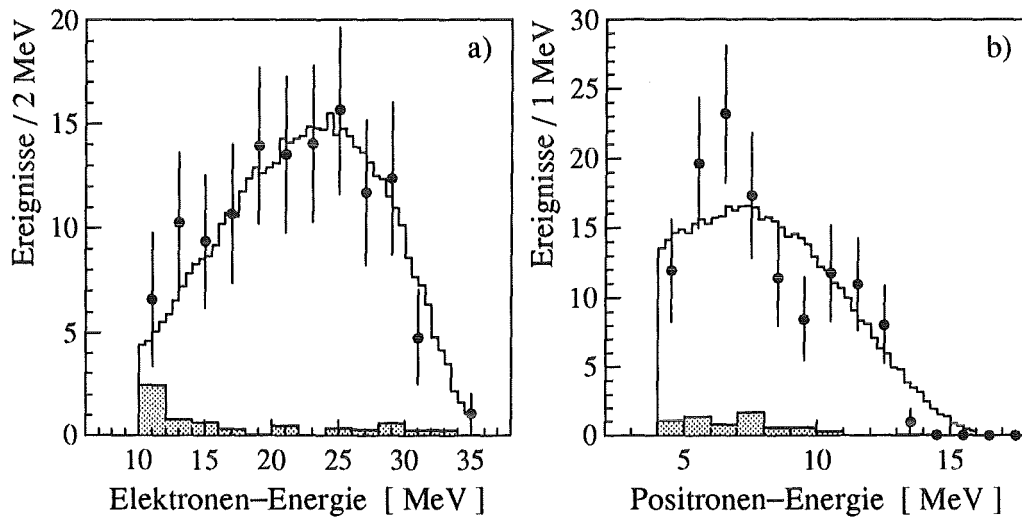
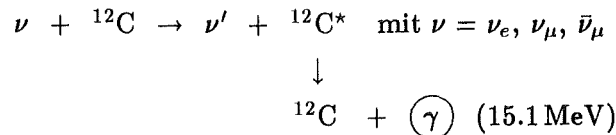


Abb. 6: Energieverteilung von a) Elektronen aus der exklusiven CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ und b) von Positronen aus dem verzögerten ^{12}N -Zerfall. \bullet exp. Datenpunkte, — *Monte-Carlo*-Berechnungen, \square Untergrund.

von F. Burtak [Bur 91] und S. Wölfle [Wöl 92] eingehend behandelt. Erste Ergebnisse sind auch in [Bod 92] veröffentlicht.

1.3.5 Messung der ^{12}C -Anregung durch den neutralen Strom

Alle drei Neutrinosorten vom ISIS *beam dump* können ^{12}C -Kerne im KARMEN-Flüssigszintillator durch den neutralen Strom in den Zustand ($1^+, 1; 15.1 \text{ MeV}$) anregen:



Da der angeregte ^{12}C -Kern zu etwa 94% durch Emission eines 15.1 MeV γ -Quants wieder zurück in den Grundzustand fällt, besteht die Signatur dieser Reaktion im KARMEN-Detektor aus dem Nachweis eines einzelnen (*single prong*) Ereignisses im entsprechenden Neutrinozeitfenster. In Abbildung 7 sind die gemessenen Energieverteilungen für neutrinoinduzierte *single prong*-Ereignisse im KARMEN-Detektor zusammen mit entsprechenden *Monte-Carlo*-Simulationsrechnungen (siehe Anhang A) dargestellt.

Zwischen 10 und 15 MeV erkennt man deutlich einen Peak, der durch 15.1 MeV γ -Quanten verursacht wird. Mit dem KARMEN-Detektor konnte somit zum ersten Mal überhaupt eine Kernanregung durch neutrale schwache Ströme beobachtet werden. In Tabelle 2 ist der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt für ν_e plus $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall dargestellt. Er wird mit Ergebnissen von entsprechenden Modellrechnungen verglichen, mit denen er in guter Übereinstimmung ist.

Tab. 1: Berechneter und gemessener flußgemittelter Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma\rangle$ für die exklusive CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$.

$\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^- - 17.3\text{ MeV}$			
Autoren	Methode	Referenz	Wirkungsquerschnitt [10^{-42} cm^2]
Theorie			
Mintz et al.	EPM	[Min 89]	8.0 ± 0.9
Fukugita et al.	EPM	[Fuk 88]	9.2 ± 1.1
Donnelly et al.	LWL	[Don 91]	9.4 ± 0.9
Kolbe et al.	RPA	[Kol 92b]	10.1
Experimente			
Allen et al.	LAMPF E225	[All 90]	10.5 ± 1.0 (stat) ± 1.0 (syst)
Drexlin et al.	KARMEN	[Dre 92]	8.1 ± 0.75 (stat) ± 0.75 (syst)

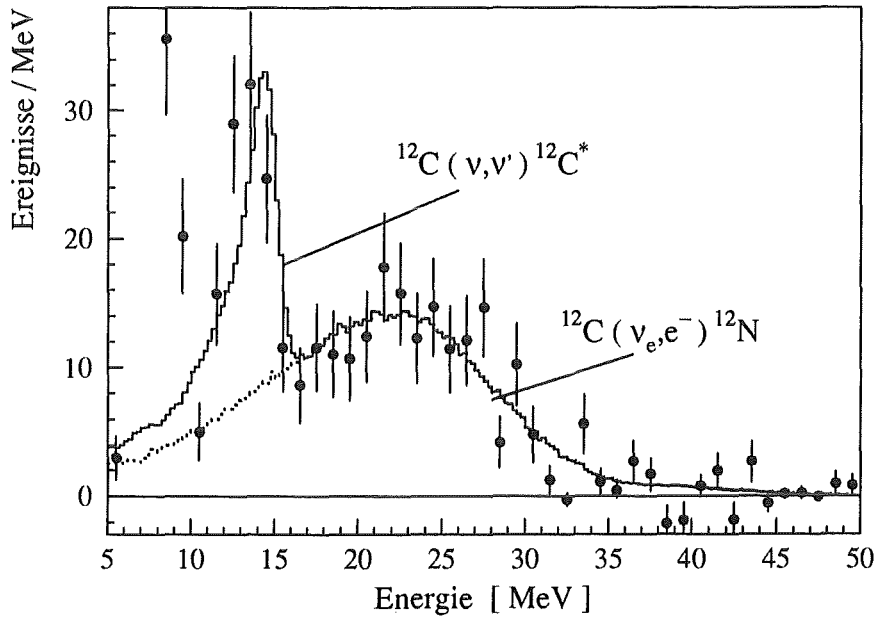


Abb. 7: Energieverteilung von *single prong*-Ereignissen im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster (untergrundkorrigiert). Die Ereignisse aus der neutralen Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ ($1^+, 1; 15.1\text{ MeV}$) sind denen aus der inklusiven Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ überlagert.

♦ exp. Datenpunkte, — und - - - - Monte-Carlo-Berechnungen.

Die erwartete Reaktionsrate der neutralen Kernanregung durch ν_μ aus dem π^+ -Zerfall ist um etwa einen Faktor vier kleiner, da es sich erstens nur um eine Neutrinosorte handelt und zweitens die Energie der ν_μ geringer ist. Zudem wird der Nachweis der 15.1 MeV γ -Quanten im ν_μ -Zeitfenster durch die Anwesenheit von strahlkorrelierten Untergrundneutronen behindert, so daß die Signifikanz infolge der schlechten Statistik im Moment noch unzureichend ist.

Der Nachweis der neutralen Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1)$ wird in den Dissertationen von B. Bodmann [Bod 92a] und V. Eberhard [Ebe 92] detailliert behandelt. Erste Ergebnisse sind in [Bod 91] sowie [Dre 92] veröffentlicht.

Tab. 2: Berechneter und gemessener, flußgemittelter Wirkungsquerschnitt $\langle\sigma\rangle$ für die neutrale Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$.

$\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + ^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$						
Autoren	Methode	Referenz	Wirkungsquerschnitt [10^{-42} cm^2]			
			$\nu = \nu_e$	$\nu = \bar{\nu}_\mu$	$\nu = \nu_\mu$	$\nu = \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
Theorie						
Mintz et al.	EPM	[Pou 90]	4.5	5.4	2.7	9.9
Fukugita et al.	EPM	[Fuk 88]	4.5	5.4	2.7	9.9
Donnelly et al.	LWL	[Don 79]	4.7	7.2	2.6	11.9
Kolbe et al.	RPA	[Kol 92b]	5.1	6.4	3.1	11.5
Experiment						
Drexlin et al.	KARMEN	[Dre 92]	$\langle\sigma(\nu_e + \bar{\nu}_\mu)\rangle = 9.5 \pm 1.8 (stat) \pm 1.35 (syst)$			

Die größte Untergrundquelle für die *single prong*-Ereignisse (15 MeV γ -Quanten) sind myoninduzierte Reaktionen. Eine effiziente Unterdrückung dieses Untergrunds ist Grundvoraussetzung für den Nachweis der neutralen Kernanregung. Um diesen überhaupt erst zu ermöglichen, waren nachträglich entsprechende Verbesserungen in der *hardware*-Triggerlogik und Datenaufnahme notwendig, die im Juli 1990 durchgeführt wurden und auf neuen Erkenntnissen des myoninduzierten Untergrunds basierten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der nicht strahlkorrelierte kosmische Untergrund für *single prong*-Ereignisse detailliert untersucht und Maßnahmen zu dessen Reduktion abgeleitet. Die Ergebnisse werden in Kapitel 6 vorgestellt.

2 Der KARMEN Neutrinodetektor

Zum Nachweis der Neutrinos von der Spallationsneutronenquelle ISIS wurde der KARMEN-Detektor entwickelt. Er sollte neutrinoinduzierte Reaktionen im Energiebereich bis 50 MeV mit guter Energie- und Ortsauflösung messen können. Aufgrund des sehr kleinen Wirkungsquerschnitts ($\sigma \approx 10^{-41} \text{ cm}^2$) sind die zu erwartenden Neutrinoereignisse sehr selten. Dies erfordert erstens eine große aktive Detektormasse und zweitens eine effiziente Unterdrückung des Untergrunds.

Entstanden ist ein optisch segmentierter 56 t Flüssigszintillationsdetektor, der schalenförmig mit Lagen aus passiver und aktiver Abschirmung umgeben ist. In Meßposition befindet sich der KARMEN-Detektor in einem 6000 t schweren Eisenblockhaus am südlichen Rand der ISIS-Experimentierhalle. Die Mitte des Detektors ist 17.6 m vom Spallationstarget entfernt.

In diesem Kapitel werden der mechanische Aufbau, die Detektorabschirmung, die Elektronik, die Triggerlogik, das Datenaufnahmesystem sowie die Eichung des KARMEN-Detektors vorgestellt.

2.1 Mechanischer Aufbau

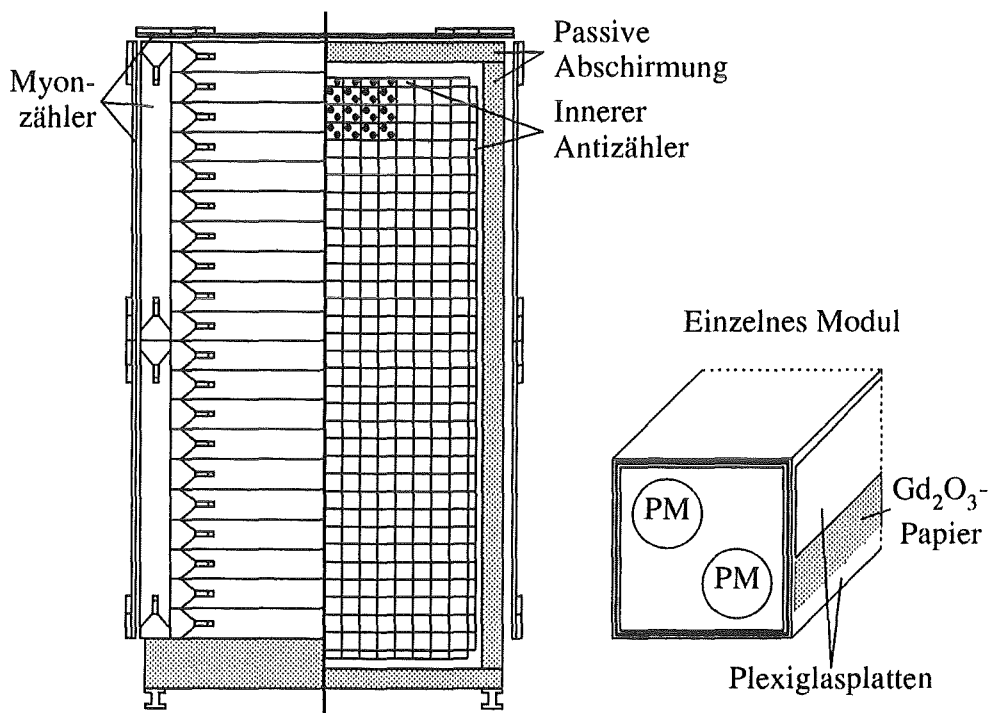


Abb. 8: Mechanischer Aufbau des KARMEN-Detektors (Frontansicht), rechts Querschnitt eines Zentraldetektormoduls.

Von innen nach außen setzt sich der KARMEN-Detektor aus dem Zentraldetektor, dem inneren Antizähler, der inneren passiven Abschirmung sowie dem äußeren Myonzähler zusammen. Dabei befinden sich der Zentraldetektor und der innere Antizähler innerhalb

eines mit Flüssigszintillator gefüllten Detektortanks. Abbildung 8 zeigt schematisch den Aufbau des Detektors. In Abbildung 9 ist der Detektor nochmals von allen drei Seiten mit allen wesentlichen passiven und aktiven Komponenten dargestellt. Diese Darstellung wird später häufiger für *single event displays* benutzt. Die Beschriftung dieser Abbildung dient als Legende für alle folgenden Darstellungen dieser Art. Die Bezeichnung der einzelnen Detektorteile und -seiten, sowie deren Abkürzungen, werden im Verlauf dieser Arbeit häufiger auftreten.

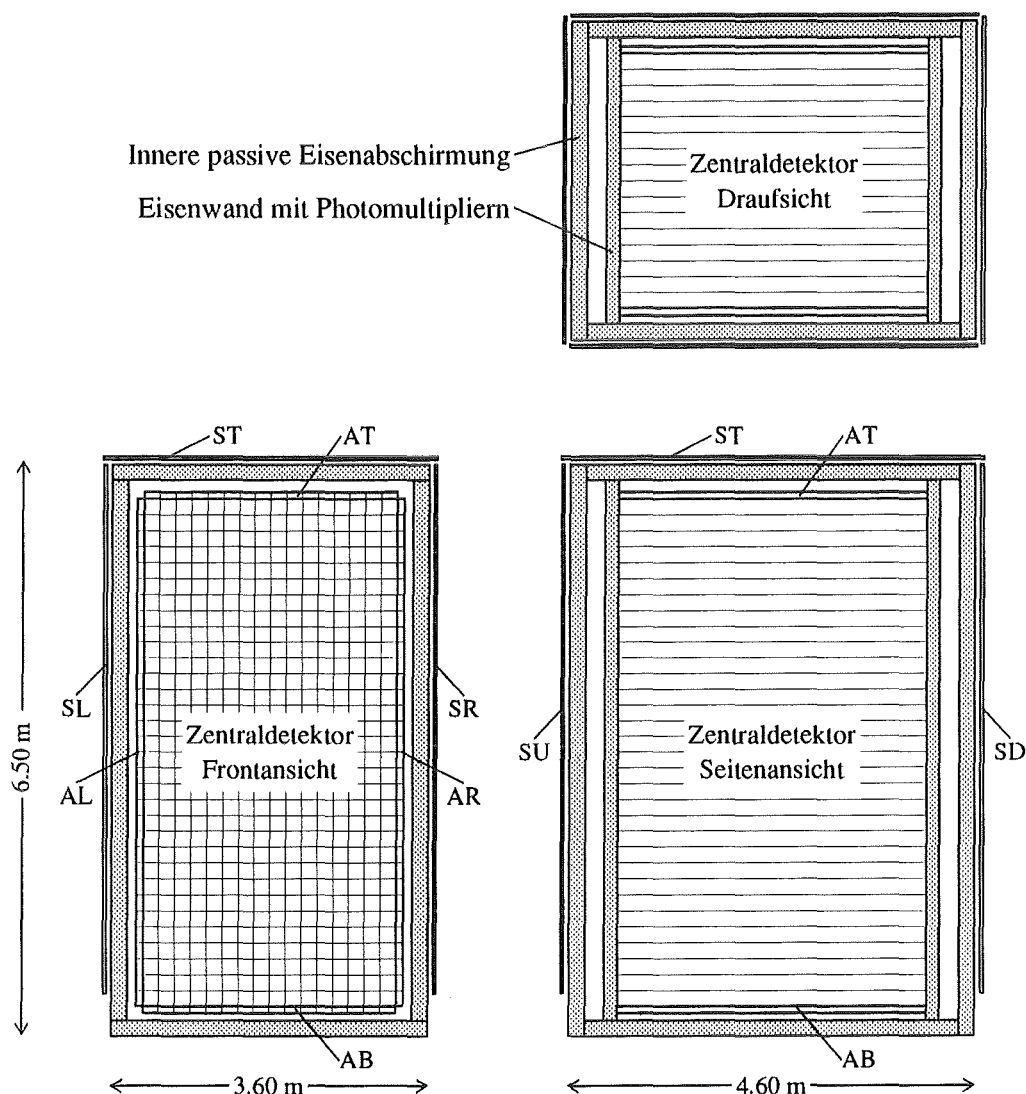


Abb. 9: Schematische Darstellung des KARMEN-Detektors in drei Projektionen; von vorne, von der Seite und von oben. Diese Darstellung wird im folgenden häufiger für *single event*-Darstellungen benutzt. Myonzähler (*Shield*): ST top, SL links, SR rechts, SU upstream und SD downstream. (Innerer) Antizähler: AT top, AB bottom, AR rechts und AL links.

Zentraldetektor und innerer Antizähler

Der $6.0 \times 3.2 \times 3.5 \text{ m}^3$ große Detektortank ist mit $65\,000 \text{ l}$ Flüssigszintillator gefüllt und durch eine optische Segmentierung in 608 Module unterteilt.

Das aktive Volumen bildet der aus 512 Modulen bestehende Zentraldetektor. Die Module haben einen Querschnitt von $17.7 \times 18.1 \text{ cm}^2$ und sind 350 cm lang. Sie sind in 32 Reihen mit je 16 Spalten angeordnet. Der Zentraldetektor ist von einer weiteren Modulreihe und -spalte mit insgesamt 96 Modulen umgeben, die aber nur 8.3 cm hoch bzw. breit sind und als aktiver innerer Antizähler benutzt werden. Dieser Detektorteil wird im folgenden einfach als Antizähler bezeichnet.

Die Segmentierungswände bestehen aus je zwei 1.5 mm dicken Plexiglasplatten, die an den Rändern miteinander verklebt sind. Durch den Luftspalt zwischen den Platten wird Szintillationslicht, das unter einem Winkel $\leq 42^\circ$ auftritt, über Totalreflexion zu den Modulenden geleitet.

Die Plexiglasplatten sind mechanisch in neun Segmentierungsrahmen zusammengefaßt, die Schicht für Schicht in den Detektor eingelassen sind. Der unterste und oberste Segmentierungsrahmen mit dem Antizähler ist drei, alle anderen sind vier Modullagen hoch. Zwischen die hohen vertikalen Platten sind horizontale Platten auf Plexiglashaltern eingelegt. Die Modullänge von 350 cm wird von jeweils zwei 175 cm langen Platten gebildet. Der Anteil des nichtaktiven Plexiglasses an der Gesamtmasse des Zentraldetektors beträgt nur 4.5 Gew.%, was die Grundlage für die sehr guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors ist.

Der Flüssigszintillator PPP wurde für den KARMEN-Detektor entwickelt und ist bezüglich Lichtausbeute und Abschwächungslänge für die Geometrie der KARMEN-Module optimiert. Zudem ist gewährleistet, daß der Flüssigszintillator auch langfristig das Plexiglas und die Klebenähte chemisch nicht schädigt.

PPP ist eine Mischung aus 75 Vol.% dickflüssigem Paraffin, 25 Vol.% Pseudocumol und 2 g/l des Szintillators PMP⁶. PPP hat eine Dichte von 0.873 g/cm^3 [Eit 92], eine Lichtausbeute von 55% relativ zu Anthrazen (≈ 7200 Photonen pro MeV deponierter Energie) und eine spektrale Abschwächungslänge von 5 m bei einer Wellenlänge von $\lambda = 425 \text{ nm}$ [Eit 91].

Die 512 Module des Zentraldetektors werden auf beiden Seiten von jeweils zwei, die 96 Module des Antizählers von je einem 3-inch Photomultiplier (VALVO XP 3462) ausgelesen. Die Photomultiplier wurden eigens für das KARMEN-Experiment entwickelt und zeichnen sich durch sehr gute Zeit- und Energieauflösung sowie einen großen dynamischen Bereich aus [Gri 86, Gem 88]. Sie sind über eine Quarzglasscheibe vom Flüssigszintillator getrennt und werden über dünnflüssiges Paraffinöl optisch angekoppelt. Das Koppelöl ist gleichzeitig an einen Kühlkreislauf angeschlossen, um ein Aufheizen des Flüssigszintillators durch die Wärmeentwicklung der Photomultiplier zu verhindern.

⁶1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin

Zwischen den Plexiglasplatten der Segmentierung ist ein dünner Papierstreifen eingelegt, der mit 73.8 g Gadolinium pro m^2 in Form von Gadoliniumoxid (Gd_2O_3) beschichtet ist. Dies entspricht etwa 0.1 Gew.% der aktiven Detektormasse. Gadolinium hat einen extrem hohen Wirkungsquerschnitt für den Einfang von thermischen Neutronen ($\sigma \approx 49\,000$ barn). Die beim Einfang emittierten γ -Quanten mit $\Sigma E_\gamma = 8$ MeV erlauben den Nachweis von Neutronen im KARMEN-Detektor. Die äußersten zwei Lagen der Segmentierung enthalten allerdings kein Gadolinium, um eine Erhöhung der Untergrundrate durch von außen eindringende Untergrundneutronen zu verhindern.

Für ein Zentraldetektormodul konnten so sehr gute Werte für Energie- und Ortsauflösung erreicht werden. Die Energieauflösung, die im wesentlichen durch die Photoelektronenstatistik bestimmt ist, wurde mit kosmischen Myonen [Woc 89] und dem Stickstofflaser [Wöl 92] für die Modulmitte bestimmt zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13.5\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} .$$

Die Ortsauflösung beträgt für kosmische Myonen, die mehr als 20 MeV in einem Modul deponieren [Wöl 92]:

$$\sigma_x = 6 \text{ cm} \quad \text{für } E > 20 \text{ MeV} .$$

Innere passive Abschirmung

Der Szintillatortank ist vollständig von 18 cm dicken Eisenplatten umgeben. Sie sollen das Eindringen von im Eisenblockhaus erzeugter Untergrundstrahlung, vor allem von myon-induzierten γ -Quanten verhindern. Die Abschirmwirkung entspricht 10 Strahlungslängen ($X_0 = 1.76$ cm [Pdg 92]). Zudem gewährleisten die Eisenplatten die mechanische Stabilität des Detektors.

Äußerer aktiver Veto- oder Myonzähler

Der Szintillatortank ist oben und an allen Seiten von dichtliegenden Feststoffsintillatorplatten (NE 110) umgeben. Die 136 Szintillatorplatten sind 3 cm dick, 30 bzw. 35 cm breit und 3 m lang. Sie werden über eine platzsparende Lichtumlenkung auf jeder Seite von einem 2-inch Photomultiplier (EMI 9813 KB) ausgelesen [Vöt 88].

Die Hauptaufgabe dieses Antizählers ist es, das Eindringen und gegebenenfalls auch das Verlassen von kosmischen Myonen möglichst vollständig zu erkennen. Er wird daher im folgenden als Myonzähler bezeichnet.

Die Dicke der Szintillatorplatten von 3 cm erlaubt eine gute Trennung zwischen Myonspuren und dem niederenergetischen γ -Raumuntergrund. So konnte die angestrebte Myon-nachweiswahrscheinlichkeit von 99% erreicht werden; in Zusammenarbeit mit dem inneren Antizähler können sogar 99.8% aller Myonen erkannt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird aber durch konstruktionsbedingte, kleine Lücken zwischen den Szintillatorplatten prinzipiell beschränkt.

Der Myonzähler wurde von den Kollaborationsmitgliedern aus Erlangen entwickelt und gebaut. In [Bod 90] wird er ausführlich beschrieben.

Lasermonitorsystem

Alle Szintillatormodule des KARMEN-Detektors sind über Lichtleiterfasern mit einem Stickstofflaser verbunden. Durch Einspeisung von Lichtpulsen definierter Intensität lassen sich Szintillationsereignisse simulieren. Dieses computergestützte Lasersystem ermöglicht neben der Überwachung der Stabilität der Detektormodule, die Untersuchung einer Vielzahl von Detektoreigenschaften, wie Linearität, Orts- und Energieauflösung. Der Aufbau und die Eigenschaften des Lasermonitorsystems werden in [Mal 92] und [Sel 92] beschrieben.

2.2 Detektorabschirmung

Der KARMEN-Detektor muß sowohl gegen den strahlkorrelierten als auch den unkorrelierten Untergrund massiv abgeschirmt werden. Daher befindet er sich in einem 6000 t schweren Eisenblockhaus mit 2 m dicken Seitenwänden und einem 3 m mächtigen Dach. Die ursprüngliche Abschirmung erwies sich aber in vielen Belangen als zu schwach und wurde daher im Laufe der Zeit erweitert.

Im folgenden werden die wesentlichen Quellen des Untergrunds sowie die passiven Maßnahmen zu deren Unterdrückung dargelegt.

Strahlkorrelierter Untergrund

Der strahlkorrelierte Untergrund wird verursacht durch schnelle und langsame Neutronen sowie γ -Quanten von der Spallationsneutronenquelle, den Neutronenstrahlrohren sowie einem Zwischentarget vor dem eigentlichen *beam-dump*, das für Myonspinrotations-Experimente benutzt wird. Vor allem die Abschirmung gegen schnelle Neutronen erwies sich als unzureichend und wurde seit Beginn des Meßbetriebs Ende 1989 mehrfach verbessert [Ebe 92]. So wurde an der Vorderseite des Eisenbunkers eine zusätzliche, 1.2 m dicke Eisenwand aufgebaut, so daß sich inzwischen zusammen mit der biologischen Abschirmung 7.2 m Eisen zwischen dem Spallationstarget und dem Detektor befinden.

Schnelle Neutronen, die im Eisenblockhaus abgebremst werden, induzieren einen hohen Fluß an langsamen Neutronen im Inneren des Blockhauses. Diese Neutronen können dann entweder in der inneren passiven Abschirmung über die $\text{Fe}(n, \gamma)$ -Reaktion eingefangen werden oder aber sie dringen in den Detektortank ein und werden dort über die $\text{p}(n, \gamma)$ - bzw. $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion absorbiert. γ -Quanten aus diesen Einfangreaktionen haben Energien bis 10 MeV und verursachen einen erheblichen Untergrund im Zentraldetektor [Dre 90]. Um diesen Untergrund zu reduzieren, wurde der Detektor an allen Seiten außer am Boden mit Kunststoffplatten aus boriiertem Polyäthylen ($\approx \text{CH}_2$) umgeben. Die Plattendicke von 4 bis 7.5 cm wurde durch den verbleibenden Platz zwischen Detektor und Bunkerinnenwand limitiert. Die Neutronen werden dann durch Stöße an Wasserstoffkernen

im Kunststoff vollends auf thermische Energien abgebremst und über die $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ -Reaktion sehr effizient weggefangen ($\sigma \approx 3840$ barn), ohne daß dabei störende γ -Strahlung erzeugt wird⁷. Diese relativ einfache Maßnahme hat sich als äußerst erfolgreich herausgestellt. Der Untergrund durch langsame Neutronen wurde dadurch nahezu eliminiert [Ebe 92].

Raumuntergrund

Die natürliche Radioaktivität der Detektormaterialien ist der dominante Untergrund bei Energien kleiner als 4 MeV. Er wird verursacht durch γ -Quanten von langlebigen radioaktiven Nukliden wie ^{40}K oder aus der ^{232}Th - und ^{238}U -Zerfallskette, die sich als Verunreinigungen vor allem in Eisen, im Aluminium der Photomultipliergehäuse, im Glas der Photomultiplierrohren und im Betonfundament des Fußbodens befinden. Zur Reduktion des ^{40}K -Untergrunds vom Fußboden wurde der Boden an der Rückseite des Detektors mit 4 cm dicken Eisenplatten abgedeckt.

Kosmischer Untergrund

Die hadronische und die Elektron-Photon-Komponente der kosmischen Strahlung werden durch das massive Eisenblockhaus praktisch eliminiert [Gab 81], da 3 m Eisen 170 elektromagnetischen ($\lambda = 1.76$ cm) und 18 hadronischen ($\lambda = 16.7$ cm) Strahlungslängen [Pdg 92] entspricht. Während die Abschirmwirkung für γ -Quanten, Elektronen, Protonen und Neutronen etwa exponentiell mit der Dicke der Abschirmung zunimmt, steigt sie für Myonen nur linear, da diese ihre Energie im wesentlichen nur durch Ionisation verlieren. So wird der auf den KARMEN-Detektor gerichtete Fluß kosmischer Myonen nur um etwa 60% abgeschwächt, so daß etwa 1200 Myonen pro Sekunde in den Zentraldetektor eindringen. Diese Myonen können eine Vielzahl von Reaktionen im Detektorsystem auslösen, die, falls das Myon selbst nicht erkannt wird, Untergrund für Neutrinoreaktionen darstellen. Die myonische Komponente der kosmischen Strahlung ist damit die Hauptquelle des nicht strahlkorrelierten Untergrunds bei Energien über 4 MeV.

Um den myoninduzierten Untergrund effektiv unterdrücken zu können, ist man im wesentlichen auf ein gut funktionierendes Vetozählersystem angewiesen.

Auf die diversen myoninduzierten Reaktionen im KARMEN-Detektor und deren Reduktion wird in Kapitel 6 ausführlich eingegangen.

⁷94% aller ^7Li -Kerne sind angeregt, die Energie der emittierten γ 's beträgt aber nur 0.48 MeV.

2.3 Das KARMEN Elektronik- und Triggersystem

Das KARMEN-Elektronik-System wurde für den Nachweis neutrinoinduzierter Reaktionen entwickelt. Es muß in der Lage sein, sequentielle Signaturen zu messen. Eine wichtige Aufgabe ist es, Untergrund sicher zu erkennen, um ihn anschließend schnell verwerfen zu können. Die hohen Anforderungen an Orts-, Energie- und Zeitauflösung sowie die große Zahl von elektronischen Kanälen (ca. 1500) erfordern ein aufwendiges, intelligentes und flexibles Elektroniksystem.

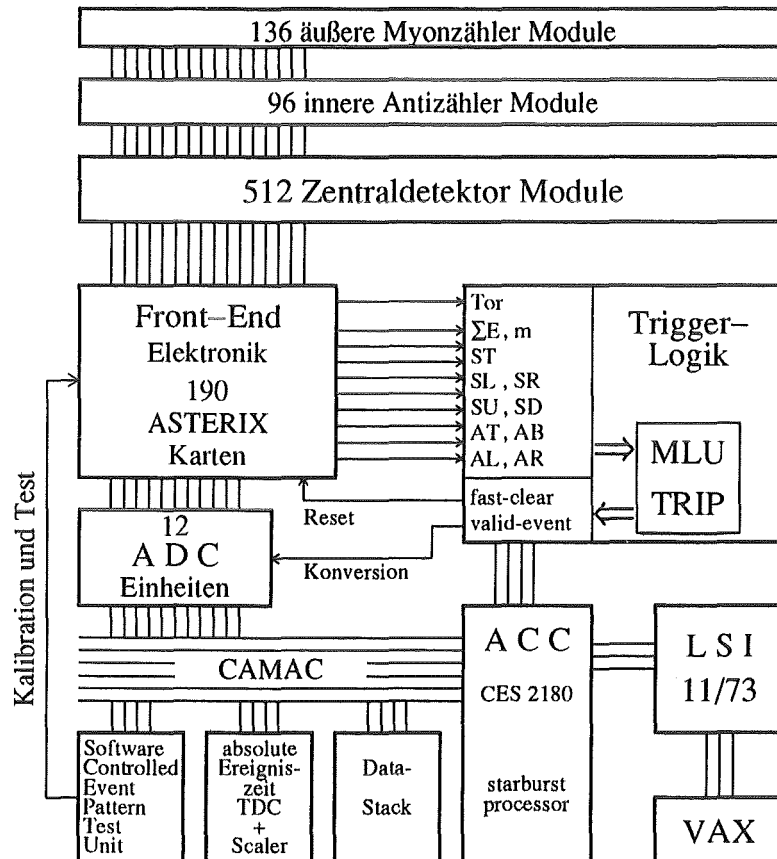


Abb. 10: Schematische Darstellung des KARMEN-Elektroniksystems

Abbildung 10 zeigt schematisch den Aufbau der KARMEN-Elektronik. Die Analogsignale aller 744 Detektormodule werden in der *front-end*-Elektronik zu Energie- und Zeitsignalen eines Ereignisses aufbereitet. Die Triggerlogik entscheidet dann innerhalb von etwa 600 ns, ob ein anstehendes Ereignis konvertiert (*valid-event*) oder ob die *front-end*-Elektronik wieder zurückgesetzt werden soll (*fast-clear*). Die Auslese der Ereignisdaten von den *front-end*-Karten erfolgt über ein intelligentes CAMAC-Auslesesystem, das auf einem schnellen *front-end*-Rechner basiert. Eine LSI 11/73 übernimmt die Daten vom CAMAC, um sie auf einen Datenträger zu schreiben.

Im folgenden wird das Elektronik- und Datenaufnahmesystem vorgestellt, wie es Ende 1991 aufgebaut war. Der KARMEN-Detektor hat seinen routinemäßigen Meßbetrieb Ende

1989 aufgenommen. Seitdem wurde das Elektronik- und Datenaufnahmesystem erheblich modifiziert und verbessert, was vor allem auf neuen Erkenntnissen bezüglich des myon-induzierten Untergrunds basierte. Auf die diversen Zwischenzustände wird nicht näher eingegangen – diese sind aber bei der Auswertung entsprechender Daten zu berücksichtigen.

2.3.1 Front-End Elektronik

Die Messung des Energieverlusts geladener Teilchen erfolgt in allen 744 Szintillatormodulen des Zentraldetektors, Anti- und Myonzählers nach demselben Prinzip. Szintillationslicht, das beim Energieverlust geladener Teilchen entsteht, wird über Totalreflexion am Luftspalt in den Modulwänden zu beiden Stirnflächen transportiert und dort von den Photomultipliern gemessen.

Die Höhe des Energieverlusts läßt sich aus der Größe der Photomultipliersignale A_{up} und A_{down} ableiten. Den Ereignisort erhält man aus der Differenz der Ankunftszeiten dT der Photomultipliersignale von beiden Stirnflächen.

Die Anodensignale der paarweise angeordneten Photomultiplier des Zentraldetektors werden am Detektor passiv addiert, über 75Ω Koaxialkabel zum Elektronikturm geleitet und dort in sogenannte ASTERIX-Karten⁸ eingespeist. Jede ASTERIX-Karte kann vier Detektormodule bearbeiten, und jeweils 16 davon befinden sich in einem Doppel-Europa-Rahmen. Acht solcher Rahmen werden für den Hauptdetektor und vier weitere für den Antizähler und Myonzähler benötigt. Alle Rahmen sind über ein digitales und analoges Bussystem miteinander verbunden.

Auf der ASTERIX-Karte werden die analogen Meßgrößen E_{up} , E_{down} , dT und T_{rel} für ein Modul gebildet, falls es innerhalb von 190 ns zu einer Koinzidenz zwischen den Anodensignalen von beiden Modulstirnseiten kommt, d.h. diese eine einstellbare Schwelle von Diskriminatoren (*leading-edge*) übersteigen. Unterschiedliche Kabellängen sorgen dafür, daß die Signale von den *downstream*-Photomultipliern zuerst eintreffen. Jede Modulkoinzidenz erzeugt ein sogenanntes T_{or} -Signal. Das erste startet die Triggerlogik und wird 90 ns verzögert wieder als T_{ro} -Signal auf die ASTERIX-Karten zurückgeführt. Alle innerhalb dieses Zeitraums zustande gekommenen Modulkoinzidenzen werden von der Triggerlogik als zu einem Ereignis gehörend betrachtet. Aus der Zeitdifferenz zwischen T_{or} und T_{ro} wird die Ansprechzeit T_{rel} jedes Moduls relativ zur ersten Modulkoinzidenz abgeleitet.

Um eine schnelle Triggerentscheidung herbeiführen zu können, werden neben dem T_{or} -Signal weitere Analogsignale erzeugt. Die Summenenergiesignale für den Zentraldetektor ΣE , die Antizählerseiten⁹ AT, AB, AL, AR sowie die Myonzählerseiten ST, SU, SD, SL, SR werden durch passive Addition der Einzelenergiesignale gebildet. Das Multiplizitätssignal m gibt an, wieviele Zentraldetektormodule angesprochen haben.

Hat die Triggerlogik entschieden, daß das Ereignis aufgenommen werden soll, wird die Konversion der Moduldaten eingeleitet. In jedem Doppel-Europa-Rahmen befindet sich

⁸ Analog Signal and Time Range Integrator and Multiplexer

⁹ Der zweite Buchstabe kennzeichnet die Seiten *top*, *bottom*, *left*, *right*, *upstream* und *downstream*.

ein ADC-Interface und ein Analog-Driver, die für die Auslese der 64 Moduleinheiten (16 ASTERIX-Karten) im selben Rahmen zuständig sind.

Das ADC-Interface stellt fest, welche Module Daten haben und schaltet nur solche über den Analog-Driver auf die ADC-Einheit. Die ADC-Einheit kann alle vier Meßwerte E_{up} , E_{down} , dT und T_{rel} eines Moduls parallel mit einer 10 bit Auflösung digitalisieren. Die Konversion der ersten Moduldaten dauert etwa 5 und jede weitere $3 \mu s$ pro ADC-Einheit. Durch eine geschickte Aufteilung der Detektormodule auf die ADC-Einheiten wird die Auslesetotzeit minimiert. Angesprochene benachbarte Module werden von verschiedenen ADC-Einheiten bearbeitet und damit gleichzeitig digitalisiert.

Nach der Konversion werden von den Meßwerten noch Pedestal-Werte abgezogen, die in internen 256×11 bit RAM-Speichern abgelegt sind. Üblicherweise werden nur die Energiedaten korrigiert.

Die Meßwerte werden mit einer Modulkennung versehen in einem Zwischenspeicher in der ADC-Einheit abgelegt, um am Ende der Meßperiode ausgelesen zu werden.

2.3.2 Datenauslese

Die Auslese der Daten erfolgt am Ende einer Meßperiode im Zeitraum zwischen 16.5 und 20 ms nach deren Start. Für die Auslese der Daten ist ein schneller *front-end*-Rechner, der *Auxiliary Crate Controller* (ACC, Typ CES 2180), zuständig, der auf einem DEC-kompatiblen J11-Mikroprozessor basiert.

Er liest die Meßdaten von den ADC-Einheiten indirekt über ein sogenanntes *High Speed Read Module*, was mit einem erheblichen Zeitgewinn verbunden ist. Zusätzlich werden die *data-stack*-Daten sowie weitere Zeitdaten und Statusabfragen mit ausgelesen.

Ist die Auslese beendet, wird das gesamte System zurückgesetzt und die nächste Meßperiode freigegeben.

Während der laufenden Meßphase formatiert der ACC die Meßdaten der letzten Meßperiode und überträgt diese an eine angeschlossene LSI 11/73.

Die LSI schreibt die Daten auf Datenplatte, Magnetband oder Digital-Audio-Tape (DAT) und wertet sie zu Überwachungszwecken aus. Des weiteren überwacht sie diverse Systemfunktionen und steuert die Hochspannung und das Lasersystem.

Die LSI ist über eine DMA-Leitung mit einem VAX/VMS-Rechner (VAXserver 3500) verbunden, auf dem die Experimentdaten mit Hilfe des *online*-Auswerteprogramms LISA gelesen und verarbeitet werden können. Das Programm LISA wurde im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt und den speziellen Gegebenheiten des KARMEN-Experiments angepaßt [Gra 90]. Besonders die graphische Darstellung der aufgenommenen Ereignisse (*single event display*) hat sich für die Einstellung und Überwachung des KARMEN-Detektors als sehr hilfreich erwiesen.

2.3.3 Der Ereignistrigger

Das im folgenden vorgestellte Triggerkonzept hat sich im Laufe der Zeit als das flexibelste und effizienteste herausgestellt. Es wird motiviert durch myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor, die die wesentliche Untergrundquelle darstellen.

Der Auslese und Aufnahme von Ereignisdaten sind durch folgende Punkte Grenzen gesetzt:

- ▷ Pro Meßperiode (20 ms) können maximal 8 bzw. seit August 1991 16 Ereignisse gespeichert werden. Alle weiteren Ereignisse gehen verloren.
- ▷ Das Auslesen eines Ereignisses verursacht mindestens 5 μ s Totzeit; bei langen Myonenspuren kann dies aber auch ein Vielfaches davon sein.
- ▷ Die Meßdaten müssen vom *front-end*-Rechner innerhalb einer Meßperiode aufbereitet, formatiert und zur LSI übertragen werden. Reicht die Zeit nicht aus, gehen Meßperioden verloren.
- ▷ Die Rate, mit der die Daten auf einen Datenträger (Magnetband) geschrieben werden, sollte ein für Experimentbetrieb und Auswertung erträgliches Maß von ein bis zwei Magnetbändern (6250 bpi) pro Tag nicht übersteigen.

Aufgrund von Totzeiteffekten kann eine Meßapparatur nur einen Bruchteil der wahren Ereignisse registrieren. Für Ereignisraten, die der Poisson-Statistik genügen, ist der Totzeitverlust

$$\frac{n - m}{n} = m \cdot \tau ,$$

mit n = Wirkliche Ereignisrate,
 m = Registrierte Ereignisrate,
 τ = Totzeit.

Um diese Verluste gering zu halten, ist der KARMEN-Ereignistrigger hierarchisch in vier Triggerebenen aufgeteilt, wobei von oben nach unten die Ereignisraten stark abnehmen, die Totzeiten dagegen ansteigen. In Abbildung 11 ist die Triggerlogik schematisch dargestellt.

1. Modulkoinzidenz: Auf der untersten Triggerstufe muß wegen der hohen primären Ereignisraten sehr schnell entschieden werden. Ein Modul hat angesprochen, falls es innerhalb von 190 ns zu einer Koinzidenz der Photomultiplier-Signale von den beiden Stirnseiten kommt. Die Triggerrate auf dieser Stufe beträgt etwa 2.5 kHz.

Es hat sich als unerlässlich herausgestellt, daß für jedes Ereignis eine Minimalinformation benötigt wird, die eine grobe Klassifizierung des Ereignistyps erlaubt und den Zeitpunkt beinhaltet, zu dem es stattgefunden hat. Mit Hilfe der Information, welche Detektorteile angesprochen haben, ist eine solche grobe Klassifikation möglich. Zu diesem Zweck werden, wie bereits erwähnt, von der *front-end*-Elektronik die Summenenergiesignale für den Zentraldetektor ΣE , die Antizählerseiten AT, AB, AL, AR und die Myonzählerseiten ST, SU, SD, SL, SR bereitgestellt. Diese Signale liegen über programmierbare CAMAC-Diskriminatoren (*leading-edge*) sowohl an den Eingängen der sogenannten *Memory Lookup*

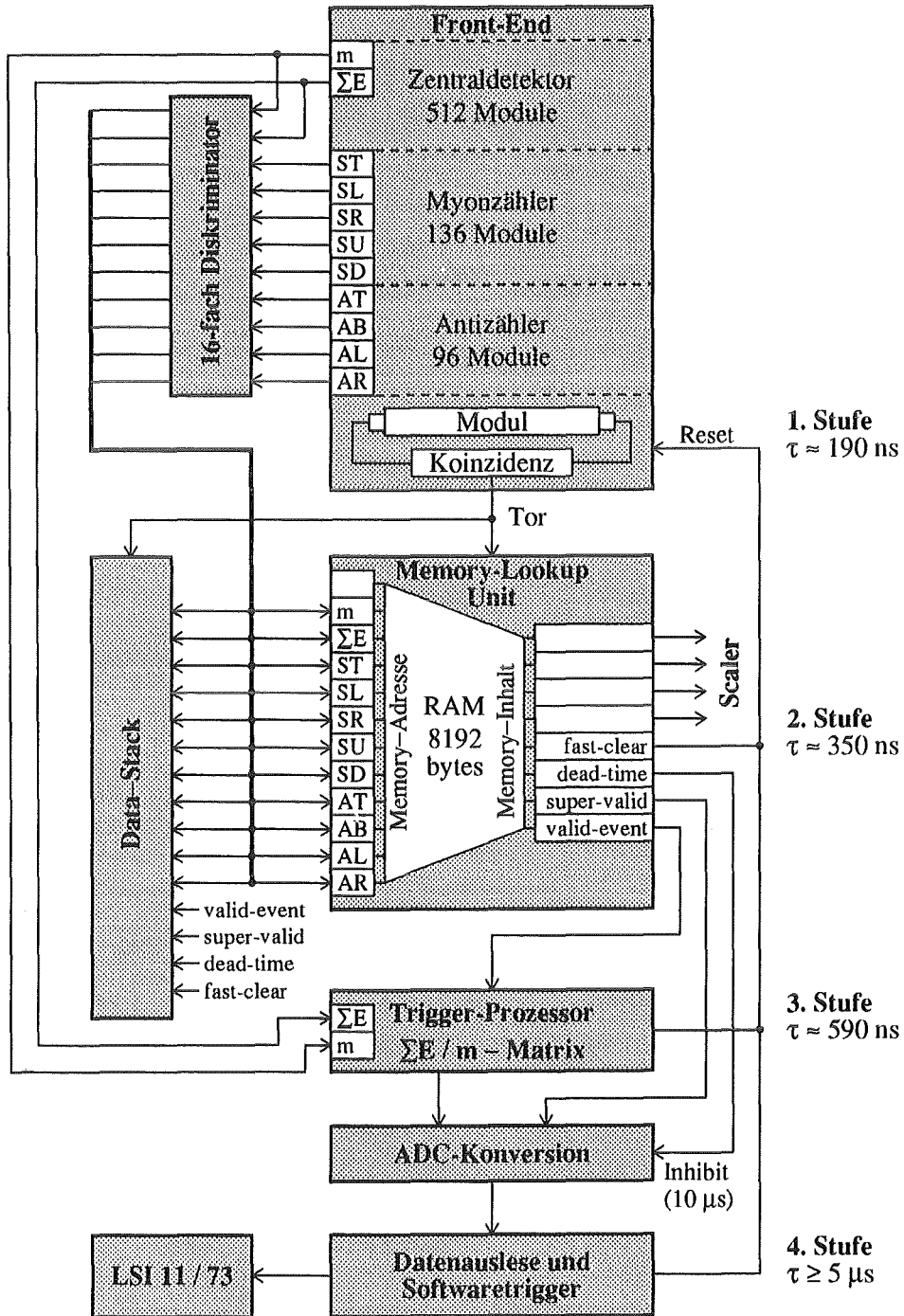


Abb. 11: Schematische Darstellung der KARMEN-Triggerlogik

Unit (MLU, LeCroy Model 2372) als auch an einem *data-stack* (LeCroy Model 2375), wo die Pattern von bis zu 256 Ereignissen gespeichert werden können.

Jeder stattgefundene Ereignistrigger aktiviert nun die MLU und erzwingt automatisch und immer die Speicherung des Ereignispatterns und der Ereigniszeit.

2. MLU: Die MLU entscheidet anhand der anliegenden Eingangssignale, wie das Ereignis weiterverarbeitet werden soll, d.h. welche *hardware*-Signale erzeugt werden sollen. Die MLU-Einheit besteht im wesentlichen aus schnellem *Memory*. Die logischen Eingangssignale definieren eine *Memory*-Adresse. An der entsprechenden Stelle steht dann, welche Pegel auf die Ausgangssignale gegeben werden sollen. Die MLU kann über CAMAC programmiert werden und braucht nur ca. 60 ns, um eine Entscheidung zu treffen. Es ist letztendlich nur eine Frage der *software*, wie die Entscheidung auf ein gegebenes Eingangsmuster aussieht. In der KARMEN-Triggerlogik wird die MLU mit 12 Eingangs- und 8 Ausgangssignalen benutzt. Während vier Ausgangssignale zu Monitorzwecken auf *scaler* gelegt sind, steuern die anderen vier die *hardware*, um die gewünschte Triggerentscheidung herbeizuführen. Die vier Signale haben folgende Funktionen:

fast-clear: Das Ereignis soll nicht ausgelesen werden. Die an den ASTERIX-Karten anliegenden Daten werden gelöscht und die *front-end*-Elektronik wieder zurückgesetzt. Der Detektor ist innerhalb von 350 ns wieder meßbereit.

dead-time: Für eine einstellbare Zeit – normalerweise 10 μ s – wird die Datenkonversion gesperrt. Damit kann man verhindern, daß Myonzerfallsereignisse ($\tau = 2.2 \mu$ s) nach einem im Zentraldetektor gestoppten Myon aufgenommen werden. Da die Zerfallselektronen sehr häufig vorkommen, würden sie die Datenrate unnötig stark erhöhen. Die dadurch verursachte *hardware*-Totzeit ist sehr gering. Zudem bleibt der Detektor meßbereit, d.h. er kann auch während der Totzeit Myonenereignisse registrieren.

valid-event: Das Ereignis soll ausgelesen werden. Die letzte Entscheidung trifft allerdings der TRIP anhand der Energie und Multiplizität des Ereignisses (siehe untenstehende Beschreibung vom TRIP).

super-valid-event: Das Ereignis wird konvertiert, ohne daß der TRIP eingeschaltet wird. Dabei handelt es sich normalerweise um Spuren von im Zentraldetektor gestoppten Myonen. Der ACC bestimmt das Ende einer solchen Myonenspur und speichert diese als sogenannte SMU-Daten ab, ohne allerdings das Ereignis selbst in seiner vollen Länge in die Daten zu übernehmen.

Neben den Eingangssignalen der MLU werden auch die Ausgangssignale auf den *data-stack* gelegt und registriert, so daß die Triggerentscheidung der MLU in der *offline*-Auswertung nachvollzogen werden kann (siehe Abbildung 11).

3. TRIP: Der Triggerprozessor kann eine Entscheidung anhand der Summenenergie ΣE und Multiplizität m im Zentraldetektor treffen. Dazu werden die ΣE – und m – Signale von zwei 6-bit *flash*-ADC's digitalisiert und einer Adresse im $\Sigma E / m$ -Speicher zugeordnet. Zu

jeder der $64 \times 32 \Sigma E / m$ -Kombinationen ist ein Untersetzungsfaktor n zwischen 0 und 4096 gespeichert, der es gestattet, das Ereignis zu verwerfen ($n=0$) bzw. jedes n -te zu akzeptieren. Während der Messung kann auf einen zweiten $\Sigma E / m$ -Speicher umgeschaltet und damit die Triggerbedingung geändert werden. In Neutrino-Runs wird dies dazu benutzt, von Neutrino-Ereignissen (*contained-events*) auf Eichmyonen-Ereignisse umzuschalten, falls im prompten Zeitfenster nach dem Strahlpuls kein *contained-event* registriert wurde. Hierauf wird im Abschnitt 2.3.6 noch näher eingegangen.

4. **Software:** Nachdem der *front-end*-Rechner (ACC) das konvertierte Ereignis ausgelesen hat, verbleibt ihm in der darauffolgenden Meßperiode neben dem Formatieren und Aufbereiten der Daten noch Zeit, einfache Triggerentscheidungen zu treffen, z.B. werden Eichmyonen verworfen, die nicht senkrecht durch eine Modulspalte laufen.

Das vorgestellte Trigger-Konzept wird zwar speziell dem Nachweis von neutrinoinduzierten Reaktionen gerecht, aber seine Flexibilität erlaubt es auch, eine Vielzahl von Test- und Spezialmessungen durchzuführen, ohne daß Änderungen an der *hardware* vorgenommen werden müssen.

2.3.4 Anschauliche Darstellung des KARMEN-Triggers

Im folgenden soll die Funktionsweise des KARMEN-Ereignistriggers anhand von ein paar typischen Beispielen veranschaulicht werden. Abbildung 12 zeigt schematisch vier unterschiedliche Ereignisse im KARMEN-Detektor in der Frontansicht. Zu jedem dieser Ereignisse ist das *data-stack*-Pattern dargestellt, das in Form eines 16-bit Datenworts aufgenommen wird¹⁰. Ein weiteres Datenwort enthält die dazugehörige Ereigniszeit. An diesem *data-stack*-Wort kann man sowohl ablesen, welche Pattern zur Entscheidung anstanden (Bit 0...11), als auch wie die MLU letztendlich entschieden hat (Bit 12...15). Es handelt sich dabei um die Eingangs- und Ausgangssignale der MLU.

Die Triggerentscheidung für die vier Ereignisse soll im folgenden kurz erläutert werden. Die Namensgebung für die Ereignistypen wird später noch häufiger auftreten.

ONLYCE: Es hat nur der Zentraldetektor angesprochen. Da diese Ereignisse (normalerweise) aufgenommen werden sollen, gibt die MLU das *valid-event*-Signal. Der TRIP prüft nun die Multiplizität und die Summenenergie von diesem Ereignis. Je nachdem welche $\Sigma E / m$ -Matrix gerade aktiv ist, wird das Ereignis zur Datenkonversion freigegeben oder verworfen (siehe Abschnitt 2.3.6).

PASSCE: Neben dem Zentraldetektor haben auch der obere Myonzähler (ST) sowie der untere und obere Antizähler (AT, AB) angesprochen. Hier handelt es sich offensichtlich um ein durchgehendes Myon. Dieses Ereignis könnte ein Kalibrationsmyon sein, das senkrecht durch eine Modulspalte läuft. Die MLU setzt daher das *valid-event*-Signal und der TRIP entscheidet nun je nach $\Sigma E / m$ -Matrix, ob das Ereignis konvertiert werden soll oder nicht. Hätte das Myon den Zentraldetektor an der Seite

¹⁰Das erste Bit wird momentan nicht benutzt.

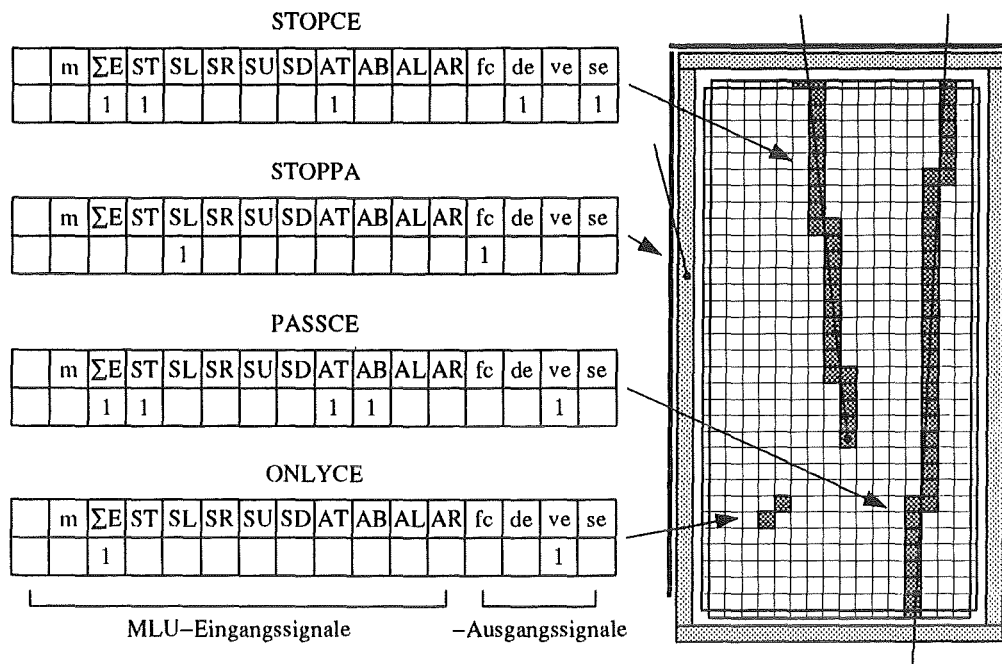


Abb. 12: Anschauliche Beispiele für den Ereignistrigger. Links ist das *data-stack*-Pattern für jedes Ereignis gezeigt. *fc* = *fast-clear*, *de* = *dead-time*, *ve* = *valid-event* und *se* = *super-valid-event*.

(z.B. AL, SL) verlassen, dann würde das Ereignis durch Setzen des *fast-clear*-Signals sofort wieder gelöscht und demzufolge auch nicht ausgelesen werden (siehe STOPPA).

STOPCE: Neben dem Zentraldetektor haben noch der obere Myonzähler (ST) und Antizähler (AT) angesprochen. Mit großer Wahrscheinlichkeit handelt es sich um ein gestopptes Myon. Für solche Ereignisse soll vom ACC das Spurende bestimmt werden. Daher wird das *super-valid-event*-Signal gegeben und damit das Ereignis konvertiert und ausgelesen. Das Ereignis wird allerdings nicht in seiner vollen Länge in die Daten übernommen. Die Information über das Spurende und den Ereigniszeitpunkt wird in komprimierter Form als sogenannte SMU-Daten (*stopped muon*) gespeichert. Da einem gestoppten Myon sehr wahrscheinlich ein Michelelektron aus seinem Zerfall folgt, wird durch Setzen des *dead-time*-Signals die Datenkonversion für die folgenden $10 \mu\text{s}$ gesperrt.

STOPPA: Es hat nur der linke Myonzähler (SL) angesprochen. Dieser Trigger könnte von einem Myon ausgelöst worden sein, das in der inneren passiven Abschirmung gestoppt wurde. Da solche Ereignistrigger in sehr großer Zahl auftreten, werden sie durch Setzen des *fast-clear*-Signals sofort wieder gelöscht, um damit die Datenaufnahme schnell wieder freizugeben. Selbstverständlich werden aber auch von solchen Ereignistriggern die *data-stack*-Daten gespeichert.

2.3.5 Messung der Ereigniszeiten

Zur Erfassung der relativen und absoluten Ereigniszeiten werden eine Reihe von CAMAC-TDC-Einheiten eingesetzt, die alle zur gleichen Zeit, und zwar mit dem Beginn der Meßperiode gestartet werden. Die verschiedenen TDC-Einheiten messen folgende Zeiten:

MTDC: Der sogenannte *mark*-TDC mißt die Ereigniszeit von allen Ereignistriggern, die zusammen mit dem Seitenpattern als sogenannte *data-stack*-Daten aufgenommen werden. Zu diesem Zweck zählt ein 16-bit *scaler* die Pulse einer 4 MHz-*clock*, die seit dem Start vergangen sind. Kommt es nun zu einem Ereignistrigger, dann wird der momentane Inhalt des *scalers* von einer zweiten *data-stack*-Einheit (LeCroy Model 2375) gespeichert. Es können bis zu 256 Ereigniszeiten pro Meßperiode abgelegt werden. Die Auflösung dieses Eigenbau-TDCs beträgt ≈ 250 ns. Die Eichung vom MTDC wird im Kapitel 2.4 beschrieben.

TDC1: Ein 24-bit TDC (LeCroy Model 4208) kann die Zeiten von bis zu acht Ereignissen mit einer Auflösung von 1 ns messen, was einem Meßbereich von 16.7 ms entspricht. Seit der Erweiterung von 8 auf 16 auslesbare Ereignisse pro Meßperiode ist ein zweiter TDC dieses Typs im Einsatz. Die Genauigkeit des TDC ist mit $5 \cdot 10^{-6}$ angegeben und rührt von der Ungenauigkeit der Frequenz des Quarzoszillators.

Geben die MLU bzw. der TRIP ein Ereignis zur Auslese frei, wird auch gleichzeitig ein Stoppsignal zum TDC1 geleitet, der im sogenannten *multi hit*-Modus mit nur einem Signaleingang betrieben wird. Nach jedem Stoppsignal schaltet der TDC intern auf den nächsten Kanal um. Nach dem achten Ereignis wird auf den zweiten TDC umgeschaltet.

TDC2: Dieser TDC ist vom gleichen Typ wie TDC1, nur wird er im *single hit*-Modus mit bis zu acht verschiedenen Eingangssignalen betrieben. Er mißt Zeitsignale, die zu einer absoluten Bestimmung der Ereigniszeiten relativ zum Strahlpuls benötigt werden. Um eine Synchronisation mit TDC1 und damit den Ereigniszeiten zu ermöglichen, wird das Stoppsignal vom ersten Ereignis (T_{or}) einer Meßperiode auch gleichzeitig an TDC2 gelegt.

Vom ISIS-Beschleuniger werden folgende Zeitsignale zur Verfügung gestellt:

extract request: Dieses Signal leitet die Extraktion der Strahlpulse aus dem Synchrotron ein und wird zur Synchronisation der KARMEN-Elektronik benutzt. Dazu wird es so verzögert, daß es 600 μ s vor dem Auftreten des nächsten Strahlpulses die Elektronik aktiviert und damit die Meßperiode startet. Dieses Signal ist in der Regel immer vorhanden, unabhängig davon, ob Strahlpulse erzeugt werden.

extract trigger: Dieses Signal steuert unmittelbar die Extraktion der Strahlpulse und besitzt relativ zum Protonenstrahl eine Ungenauigkeit von weniger als 20 ns.

beam profile monitor: Kurz bevor der Protonenstrahl auf das Target trifft, wird das Strahlprofil induktiv abgetastet und dabei das analoge BPM-Signal erzeugt. Dieses Signal wird erstens von der KARMEN-Elektronik digitalisiert und aufgenommen und zweitens liegt es über einen *leading edge*-Diskriminator am TDC2 an. Es ist das zeitlich genaueste Signal und wird daher als Referenzmarke bei der Auswertung benutzt.

Čerenkov-Zähler: Vor dem Target befindet sich ein Kohlenstoff-Zwischentarget im Protonenstrahl zur Erzeugung von Myonen. Die davon ausgehende γ -Strahlung wird von einem Čerenkov-Zähler gemessen. Das analoge Meßsignal liegt über einen *leading edge*-Diskriminator ebenfalls am TDC2 an und wird zur Eichung der absoluten Ereigniszeit relativ zum ISIS-Strahl benutzt (siehe Kapitel 2.4).

2.3.6 Zeitlicher Ablauf einer Meßperiode

Um zu gewährleisten, daß der KARMEN-Detektor meßbereit ist, wenn Neutrinos erzeugt werden, d.h. der Protonenstrahl des Beschleunigers auf das Spallationstarget trifft, wird das Elektroniksystem mit dem 50 Hz Takt des ISIS-Beschleunigers synchronisiert. Eine Strahlperiode ist daher auch gleichzeitig eine Meßperiode. In Abbildung 13 ist eine Meßperiode schematisch dargestellt. Der Zeitpunkt, zu dem die ersten Neutrinos eines Strahl-

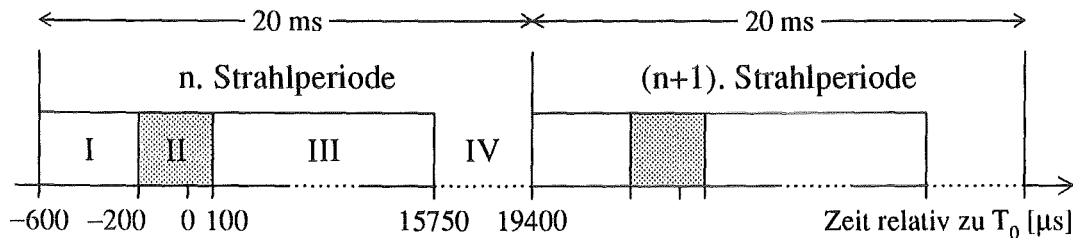


Abb. 13: Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs einer Meßperiode.

pulses im KARMEN-Detektor eintreffen, wird als T_0 bezeichnet. Das sogenannte *extract request*-Signal, das alle 20 ms die Extraktion der Strahlpulse aus dem Synchrotron bewirkt, wird so weit verzögert, daß es etwa $600 \mu\text{s}$ vor dem nächsten *beam on target* die *front-end*-Elektronik und die MLU aktiviert. Die Datenkonversion und damit die eigentliche Datenaufnahme wird allerdings erst $400 \mu\text{s}$ später freigegeben. Durch diesen Vorlauf (I) ist gewährleistet, daß für alle aufgenommenen Ereignisse die *data-stack*-Daten bis $400 \mu\text{s}$ vorher vorhanden sind, um Korrelationen zu Myonen aufzufinden. Die Meßzeit zwischen -200 und $+100$ relativ zu T_0 wird als promptes Zeitfenster (II) bezeichnet. In diesem werden auch die Neutrinoereignisse induziert.

Fällt nun mindestens ein *contained-event*, das der TRIP als solches akzeptiert haben muß, in dieses prompte Zeitfenster, dann wird in dieser und der nächsten Strahlperiode¹¹ auf das Auftreten von weiteren *contained-events* gewartet (III), die aus dem Zerfall von neutrinoinduziertem ^{12}N ($\tau = 15.9 \text{ ms}$) stammen können. Ist das nicht der Fall, dann schaltet der TRIP auf die zweite Triggermatrix um, so daß dann bis zum Ende der aktuellen Strahlperiode (III) nur noch Eichmyonen ausgelesen werden. Diese sind für die kontinuierliche Energieeichung des Detektors notwendig. Der ACC selektiert anschließend noch diese Eichmyonen, so daß nur Myonspuren in die Daten übernommen werden, die senkrecht durch eine Spalte bzw. waagrecht durch eine Reihe laufen.

¹¹ Für die Aufnahme der folgenden Strahlperiode muß das prompte Ereignis in den engeren Bereich von -100 bis $+30 \mu\text{s}$ relativ zu T_0 fallen.

Unabhängig davon werden seit August 1991 alle Myonen, die die MLU als im Zentraldetektor gestoppt erkannt hat, fortlaufend ausgelesen, um das Ende der Myonspuren *software* mäßig bestimmen zu können. Der ACC erzeugt daraus die sogenannten SMU-Daten, die das Spurende und die Ereigniszeit von gestoppten Myonen beinhalten, die bis zu fünf Strahlperioden zuvor auftraten. Diese Daten werden dann jeder Strahlperiode, die aufgenommen wird, beigelegt.

Die Meßzeit pro Strahlperiode beträgt 16.35 ms für die Registrierung von Ereignistriggern (I-III) und 15.95 ms für die Auslese von Ereignissen (II-III). In den verbleibenden 3.65 ms einer Strahlperiode (IV) können keine Ereignisse registriert werden, da dieser Zeitraum für die Auslese der aufgelaufenen Ereignisse benötigt wird.

Der eben beschriebene Meßablauf gilt für die "normalen" Neutrino-Runs. Für diverse Spezialmessungen sind aber ohne *hardware*-Änderungen andere Abläufe möglich. Vor allem das prompte Zeitfenster erweist sich bei nicht strahlkorrelierten Spezialmessungen als hinderlich, da es die Meßzeit stark reduziert. Durch *software* mäßiges Laden von zwei identischen TRIP-Matrizen kann dies relativ einfach umgangen werden.

2.4 Eichung des Detektorsystems

Um physikalische relevante Größen aus den Meßdaten des KARMEN-Detektors zu bekommen, müssen ein Vielzahl von Energie- und Zeitsignalen geeicht werden. Obwohl alle Detektormodule gleichartig aufgebaut und auch elektrisch weitgehend identisch eingestellt sind, ist eine individuelle Eichung jedes einzelnen Moduls trotzdem unumgänglich.

Die Detektoreinstellung und -eichung ist in [Wöl92] ausführlich beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Eichung des MTDC durchgeführt.

2.4.1 Eichung der individuellen Moduldaten

Die Meßgrößen für jedes Modul sind E_{up} , E_{down} , dT und T_{rel} , die als ADC-Kanäle vorliegen. Um daraus die gewünschten physikalischen Größen zu erhalten, müssen für jedes Modul entsprechende Korrekturen angebracht und die Eichgrößen ermittelt werden.

Pedestalkorrektur: Pedestals für die Energiesignale E_{up} und E_{down} werden bereits *online* in der ADC-Einheit abgezogen. Der Pedestalwert eines jeden Moduls wird mit Hilfe von SCEPTU¹² bestimmt und in der jeweiligen ADC-Einheit abgelegt. Dazu werden Strompulse variabler Länge und Amplitude auf die Eingänge der ASTERIX-Karten gelegt, wo sie wie "normale" Detektorsignale weiterverarbeitet werden.

Ortseichung: Durch die Modulstruktur ist der Ort eines Ereignisses in zwei Dimensionen festgelegt und zwar durch Modulreihe *row* und Spalte *col*. Die dritte Dimension ist der Ereignisort x entlang der Modulachse. Er kann aus der Differenzzeit dT abgeleitet werden, wobei dT die Zeit ist, die zwischen dem Eintreffen der Photomultipliersignale von beiden Stirnflächen verstreicht. Sie ist proportional zu x , da die effektive Lichtausbreitungsgeschwindigkeit konstant ist ($c_{eff} \approx 15.8$ cm/ns). Ereignisse, die gleichverteilt

¹²Software Controlled Event Pattern Test Unit

über ein Modul auftreten, sollten demnach eine Rechteckverteilung in Abhängigkeit von dT ergeben. Die Flanken können dann den Modulenden zugeordnet werden. Die Breite entspricht der Länge eines Moduls.

Zur Durchführung der dT -Eichung werden vor jeder Neutrino-Runserie Myonereignisse aus beliebigen Richtungen mit einem speziellen Trigger aufgenommen. Für alle Zentraldetektormodule wird dann ein dT -Spektrum erzeugt und aus der Flankenposition die individuellen Eichgrößen ermittelt. Dabei wird eine Mindestenergie von 100 ADC-Kanälen (≈ 10 MeV) pro Modul verlangt, um Walkeffekte zu reduzieren.

Der so bestimmte Ereignisort x besitzt eine gewisse Unschärfe, die durch die Differenzzeitauflösung vorgegeben ist ($\sigma_{dT} \approx 0.35$ ns bei $E = 30$ MeV [Woc 89]). Zudem treten durch den Einsatz von *leading edge*-Diskriminatoren sogenannte Walkeffekte auf. Die Tatsache, daß Pulse gleicher Form und Anstiegszeit, aber unterschiedlicher Amplitude eine vorgegebene Triggerschwelle zu unterschiedlichen Zeiten überschreiten, wird als Amplitudenwalk bezeichnet. Dies bewirkt eine systematische Verschiebung von dT und damit von x besonders bei kleinen Signalamplituden ($E < 10$ MeV).

Diese Walkeffekte wurden bisher nicht korrigiert, da die individuellen Moduldaten für eine solche Korrektur fehlen. Wie eine solche Korrektur bewerkstelligt werden kann, wird in [Wöl 92] beschrieben. Weitere Untersuchungen zur Durchführbarkeit einer Walkkorrektur sind im Moment im Gange [Kle 92, Mit 92, Wol 92]. Auch der Einsatz von *constant fraction*-Diskriminatoren zur Vermeidung von Walkeffekten wird derzeit untersucht und diskutiert [Kle 92].

Energieeichung: Aufgabe der Energieeichung ist es, aus den gemessenen ADC-Kanälen eines jeden Moduls den **wahren Energieverlust in MeV** in diesem zu ermitteln. Im einfachsten Fall ist die Größe der Photomultipliersignale proportional zur deponierten Energie.

Zur Energieeichung werden minimalionisierende kosmische Myonen benutzt, die den KARMEN-Detektor durchqueren. Der Energieverlust von Myonen in dünnen Absorbern wird von der Landautheorie beschrieben [Lan 44]. Danach erzeugen Myonen, die senkrecht durch eine Zentraldetektormodul laufen ($dx = 17.4$ cm), eine Energieverlustverteilung, die ein ausgeprägtes Maximum bei $E_{mp} = 30$ MeV hat. Dieses Maximum legt die absolute Energieskala für die Eichung des KARMEN-Detektors fest.

Während der Neutrino-Runs werden daher ständig Myonenspuren aufgenommen, die senkrecht durch eine Modulspalte laufen. Dies ermöglicht eine kontinuierliche Energieeichung aller Module des Zentraldetektors sowie des oberen und unteren Antizählers. Seit Mai 1992 werden zusätzlich noch horizontale Myonen aufgenommen, um auch eine Eichung der Module des linken und rechten Antizählers zu gestatten.

Da das Szintillationslicht auf seinem Weg zu den Photomultipliern abgeschwächt wird, ist die Lichtausbeute ortsabhängig. Der Lichtverlust über eine Modullänge beträgt etwa 70%. Somit ist eine ortsabhängige Energieeichung unerlässlich. Dazu wird die Modullänge in fünfzehn Bereiche à 25 cm unterteilt und die Landau-Energieverteilung für jeden dieser Bereiche erzeugt. Daraus erhält man eine ortsabhängige Eichkurve für jedes Modul, die sich

als Polynom 4-ter Ordnung parametrisieren läßt. Die Polynomkoeffizienten für alle Module werden als Eichdaten abgespeichert und stehen dem Auswerter zur weiteren Verfügung. Des weiteren kann ein geringer Anteil von etwa 6.5% des in einem Modul erzeugten Szintillationslichts in vertikal benachbarte Module übertreten. Dieses Phänomen ist durch den mechanischen Aufbau der Segmentierung bedingt und wird im folgenden als Lichtüberkoppeln bezeichnet. Es ist von der Lage innerhalb der Segmentierung abhängig und wird bei der Energieeichung in entsprechender Weise berücksichtigt [Wöl92].

Relativzeiteichung: Aus der Relativzeit T_{rel} kann die zeitliche Abfolge der an einem Ereignis beteiligten Module ermittelt werden. Nach entsprechender Eichung konnte gezeigt werden [Wöl92], daß die Genauigkeit der T_{rel} -Signale ausreicht, um z.B. die Ausbreitungsrichtung von Myonenspuren zu bestimmen. Die Relativzeit wird allerdings im Moment bei der Auswertung nicht benutzt.

2.4.2 Zeiteichung des MTDC

Wie bereits erwähnt, wird zur Messung der Ereigniszeit von allen Ereignistriggern ein Eigenbau-TDC eingesetzt, der von einer 4 MHz-clock getaktet wird und somit eine Auflösung von 250 ns hat. Da die zeitliche Korrelation zwischen Ereignistriggern und aufgenommenen *contained-events* ausgenutzt werden soll, um myoninduzierte Ereignisse zu unterdrücken, ist eine Eichung des MTDC relativ zum TDC1 notwendig. Dieser mißt die Ereigniszeiten von aufgenommenen Ereignissen mit einer Auflösung von 1 ns.

Da die Ereigniszeiten von *contained-events* sowohl vom MTDC wie auch vom TDC1 gemessen werden, ist eine direkte Zuordnung der Meßzeiten und damit die Erstellung einer linearen Eichkurve möglich. Dazu sucht man in den *data-stack*-Daten nach *contained-events* und ordnet diese den aufgenommenen Ereignissen zu. In Abbildung 14a) ist die TDC1-Zeit (t_{TDC1}) in Abhängigkeit von der dazugehörigen MTDC-Zeit für Runserie 34 dargestellt. Dabei wurde bereits über die TDC1-Zeiten für jeden MTDC-Kanal gemittelt. Die Kurve genügt folgender linearen Gleichung:

$$t_{TDC1} [\text{ns}] = 250.0327 \cdot t_{MTDC} [\text{Kanäle}] + 798.0 .$$

Um nun zu sehen, wie genau diese Eichung ist, bildet man für jedes aufgenommene Ereignis die Zeitdifferenz zwischen der Zeit vom TDC1 und der nach obiger Formel geeichten Zeit vom MTDC. Das Ergebnis ist in Abbildung 14b) gezeigt. Man erhält eine Dreiecksverteilung mit einer Fußbreite von ≈ 500 ns, die um null zentriert ist. Dies wird durch die unterschiedlichen Zeitaufösungen von 1 bzw. 250 ns verursacht. Diese Eichung muß immer dann wiederholt werden, wenn sich am *timing* etwas geändert hat, z.B. der MTDC ausgetauscht wird.

2.4.3 Eichung der absoluten Ereigniszeit T_0

Erst die enge zeitliche Korrelation der im KARMEN-Detektor induzierten Neutrinoereaktionen zum ISIS-Strahl ermöglicht eine effektive Untergrundunterdrückung. Zudem kann

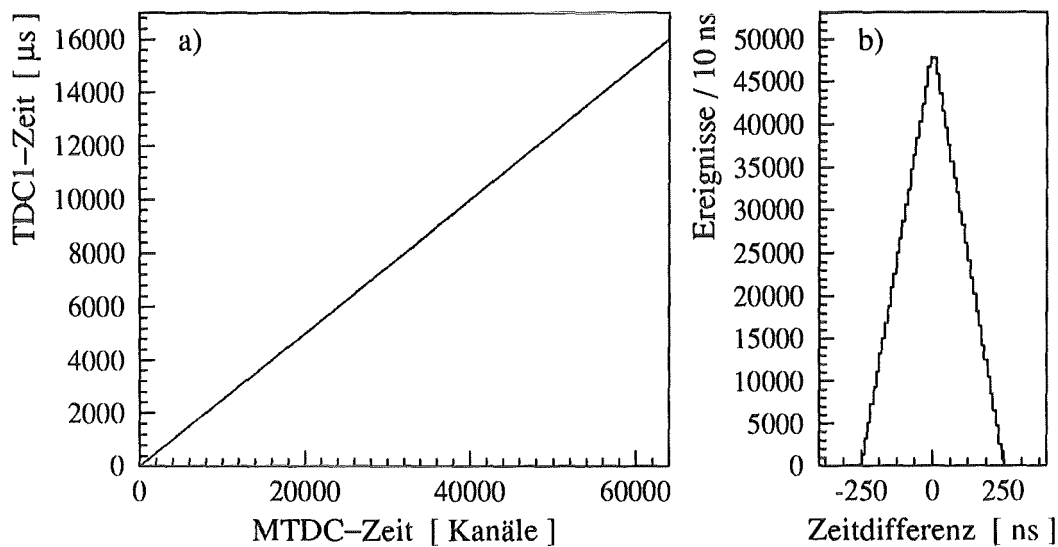


Abb. 14: a) Eichkurve des MTDC,
 b) Zeitdifferenz zwischen der geeichten Zeit vom MTDC und TDC1.

anhand des zeitlichen Auftretens zwischen verschiedenen Neutrinosorten unterschieden werden (siehe Kapitel 1.1). Vor allem aber für die Auswertung der ν_μ -induzierten Reaktionen, die unmittelbar dem Strahlprofil folgen, ist eine präzise Kenntnis von T_0 unerlässlich. T_0 ist dabei definiert als die Zeit, zu der die ersten Neutrinos einer Strahlperiode im KARMEN-Detektor eintreffen. T_0 wird üblicherweise relativ zum BPM-Signal angegeben (siehe Kapitel 2.3.5).

Zur Durchführung der Eichung wird ein weiteres Zeitsignal von einem Čerenkov-Zähler benutzt, der die γ -Quanten von einem Zwischentarget im Protonenstrahl mißt. Nun können sowohl in den Čerenkov-Zähler als auch in den KARMEN-Detektor zeitgleich Pulse eines N_2 -Lasers über Quarzlichtleiterkabel eingespeist werden. Aus der relativen Zuordnung der Meßzeiten kann dann die interne Signallaufzeit abgeleitet werden. Die genaue Prozedur zur Bestimmung von T_0 ist in [Wöl92] und [Gor 89] beschrieben. Der aktuelle Wert ist:

$$T_0 = (115 \pm 5) \text{ ns vor BPM-Stoppsignal [Dod 91].}$$

2.5 Allgemeines zur Datenspeicherung und Auswertung

Die Experimentdaten werden in 8192-byte Blöcken auf Magnetbändern (140 Mbyte) und seit kurzem auch auf DAT (1.3 Gbyte) gespeichert. Sie sind sogenannten Runserien zugeordnet, die normalerweise der Länge eines ISIS-User-Runs entsprechen und bis zu 99 Files umfassen können. Ein File ist dabei gerade die Datenmenge, die auf ein 6250 bpi-Magnetband paßt. Eine DAT-Kassette kann demnach neun Files aufnehmen.

Die Auswertung der Experimentdaten erfolgte auf dem VAX/VMS-Cluster des Instituts. Zur Auswertung wurde das FORTRAN-Programm REDUCE_KARMEN_DATA entwickelt, das die Experimentdaten liest, entflechtet und dem Benutzer schnell und in komfortabler Weise zur Verfügung stellt [Pli 90]. Damit lassen sich reduzierte Datensätze erzeugen, die dasselbe

Format wie die originalen Experimentdaten haben und dadurch wiederum mit demselben Programm bearbeitet werden können. Zudem übernimmt es die aufwendige Arbeit der Normierung von Meßzeiten, Strahlpulsen, Strahlintensität etc., indem es die entsprechenden Daten ordnungsgemäß aufsummiert und umrechnet.

Zur individuellen Auswertung werden vom Hauptprogramm REDUCE_KARMEN_DATA diverse FORTRAN-Benutzerrountinen gerufen, die der Anwender zur Verfügung stellen muß. Er hat dabei Zugriff auf alle relevanten Daten und kann über Kontrollflags den Ablauf der Datenauswertung und -reduktion steuern.

Zum Erzeugen von Histogrammen und zu deren graphischer Darstellung sowie Bearbeitung wurden die Programmpakete HBOOK bzw. PAW benutzt, die Bestandteil der CERN PROGRAM LIBRARY (*public domain*) sind.

Des weiteren sollen an dieser Stelle noch diverse Auswertetechniken und Begriffe dargelegt werden, die bei allen Auswertungen gleich sind und im Laufe dieser Arbeit häufiger benutzt werden.

”Contained Events“

Als *contained-event* werden Ereignisse im KARMEN-Detektor bezeichnet, die vollständig im aktiven Volumen des Zentraldetektor liegen. Im diesem Fall darf weder der Antizähler noch der Myonzähler gleichzeitig mit dem Zentraldetektor angesprochen haben. In Abbildung 16b) auf Seite 50 ist ein typisches *contained-event* in der *single event*-Darstellung gezeigt. Ein neutrinoinduziertes Ereignis im Zentraldetektor muß ebenfalls ein *contained-event* sein; deshalb werden bei den Neutrino-Runs auch nur solche aufgenommen.

Sichtbare Energie bzw. Energiesumme über mehrere Module

Hier soll zunächst der Begriff der ”sichtbaren Energie“ erklärt werden. Üblicherweise versteht man darunter die Energie in MeV, die ein Ereignis im aktiven Volumen des Detektors deponiert und die zudem meßtechnisch erfaßt wird, d.h. z.B. nicht unter die Modulschwellen fällt. Diese Größe ist ein unmittelbares Maß für die kalorimetrischen Eigenschaften eines Detektors.

Bei der Auswertung wird nun zuerst für jedes einzelne Modul eine Kalibrationsroutine gerufen, die die TDC- und ADC-Inhalte in den Modulort (cm) und den wahren Energieverlust im Modul (MeV) umrechnet. Haben bei einem Ereignis mehrere Module gleichzeitig angesprochen, so wird die Gesamtenergie ΣE des Ereignisses durch Aufsummieren der kalibrierten Energien in MeV ermittelt.

Durch das Problem des Überkoppelns kann Szintillationslicht in einem Modul auftreten, das nicht von einer unmittelbaren Energiedeposition in diesem stammt. Übersteigt das Energiesignal der betroffenen Module die Schwelle, wird die aufsummierte Energie ΣE größer als dies dem ”sichtbaren“ Energieverlust entspricht. Für Ereignisse, bei denen nur ein einziges Modul anspricht ($m = 1$), ist die Gesamtenergie ΣE korrekt, für Modulmultiplizitäten $m > 1$ dagegen muß ΣE entsprechend korrigiert werden.

Da das Überkoppeln nur etwa 6.5% beträgt, macht es sich wegen der Energieschwellen erst bei Energien ab etwa 20 MeV bemerkbar. Daher wurde bei den in dieser Arbeit präsentierten Energieverteilungen nur bei den Michelelektronen ($\Sigma E < 60 \text{ MeV}$) eine nachträgliche Korrektur des Überkoppeln durchgeführt.

Ereignisort und räumliche Koinzidenz

Falls nur ein Modul im Zentraldetektor anspricht, ist der Ereignisort eindeutig definiert durch die Modulreihe *row*, die Spalte *col* und den Ort *x* entlang der Modulachse. Umfaßt ein räumlich lokalisiertes Ereignis mehrere Module, dann muß die Mitte des Ereignisses festgelegt werden. Dazu wird der energiegewichtete Schwerpunkt über die einzelnen Moduldaten gebildet:

$$\langle X \rangle = \frac{\sum_{i=1}^m X_i \cdot E_i}{\sum_{i=1}^m E_i},$$

mit X = Modulkoordinate *row*, *col* oder *x*,
 m = Modulmultiplizität,
 E = Energie in MeV.

Wird nach der räumlichen Koinzidenz zwischen zwei Ereignissen gesucht, dann wird der Abstand für *row*, *col* und *x* bestimmt

$$\Delta X = \langle X \rangle_1 - \langle X \rangle_2,$$

wobei der Index 1 und 2 die beiden Ereignisse kennzeichnet. Der Absolutbetrag dieses Abstands darf dabei eine definierte Schranke nicht überschreiten. Da die Orte in *row* und *col* durch die Modulstruktur nicht kontinuierlich sind, erfolgt der Ortsschnitt immer auf halbzahlige Werte. Dabei bedeutet $\Delta row < 0.5$, daß der Ortsschwerpunkt von beiden Ereignissen im gleichen Modul liegt. Für $\Delta row < 1.5$ darf der Ortsschwerpunkt bis zu einem Modul über oder unter dem des anderen Ereignisses liegen usw.. Für gleiche Schranken in *row* und *col* bedeutet dies eine quadratische Zunahme des Koinzidenzvolumens.

3 Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor

Der KARMEN-Detektor ist trotz massiver Abschirmung einem hohen Fluß an Myonen aus der Höhenstrahlung ausgesetzt. Die in das Detektorsystem eindringenden Myonen können ihrerseits eine Vielzahl von Reaktionen induzieren, die, wenn sie nicht erkannt werden, Untergrund für Neutrinoreaktionen darstellen. Diese myoninduzierten Reaktionen tragen aber auch wesentlich zum Verständnis des Detektorsystems, dessen Eichung und Eigenschaften bei. Des weiteren lassen sich aus genauen Messungen dieser Reaktionen physikalische Aussagen auf dem Gebiet des nuklearen Myoneinfangs von erheblicher Relevanz für die schwache Wechselwirkung ableiten.

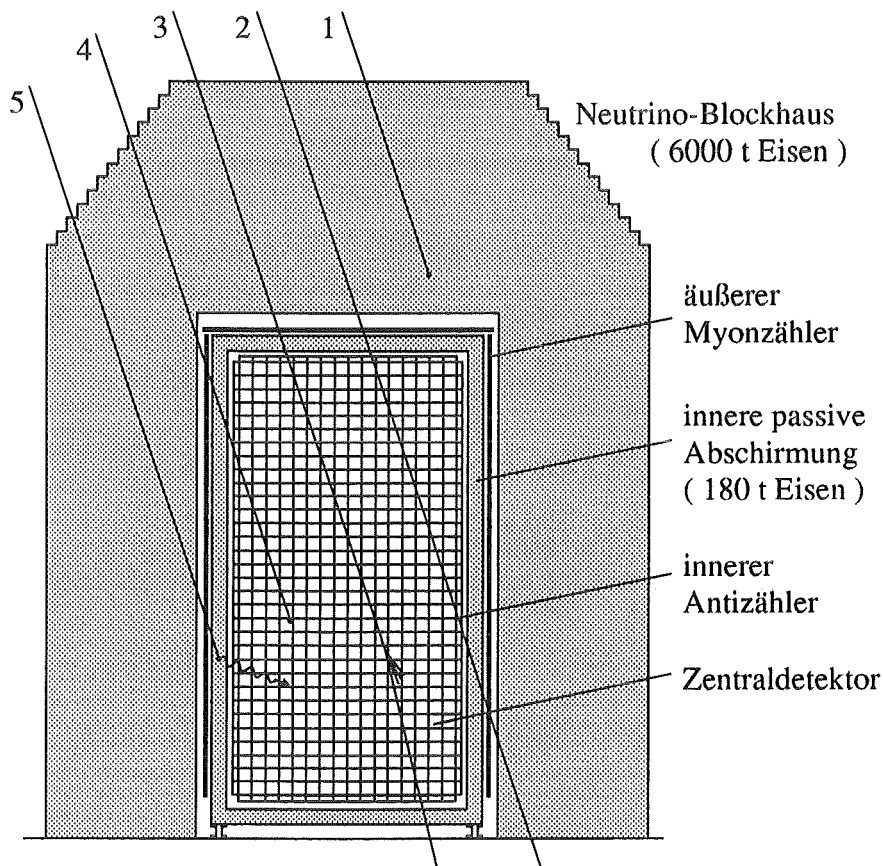


Abb. 15: Beispiele für myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor, Beschreibung siehe Text.

Abbildung 15 gibt einen kurzen Überblick über die wesentlichen Reaktionen, die Myonen im KARMEN-Detektor auslösen können. Sie sind entsprechend der Häufigkeit ihres Auftretens sortiert.

1. Es werden etwa 60% aller auf den KARMEN-Detektor gerichteten Myonen im Eisenblockhaus gestoppt und eliminiert. Myonen benötigen mindestens einen Impuls von $2 \text{ GeV}/c$, um das Blockhaus durchdringen zu können.

2. Ist die Energie der Myonen groß genug, können sie sowohl das Eisenblockhaus als auch den KARMEN-Detektor ganz durchqueren.
3. Auf ihrem Weg durch den Detektor kann es dabei zu inelastischen Streuungen mit den Kernen des Flüssigszintillators kommen, die Untergund für neutrinoinduzierte Reaktionen darstellen können.
4. Das Myon kann auch im Flüssigszintillatortvolumen gestoppt werden, wo es dann zerfällt oder von Kohlenstoffkernen eingefangen wird. Verzögerte Sekundärteilchen aus diesen Reaktionen bilden den Großteil an *contained-events* im KARMEN-Detektor.
5. Das Myon kann auch in der inneren passiven Abschirmung gestoppt werden. Hier kann es ebenfalls zerfallen oder vom Eisenkern eingefangen werden. Verzögerte Sekundärteilchen aus diesen Reaktionen stellen eine gefährliche Untergrundquelle für neutrinoinduzierte Reaktionen dar.

Abbildung 16 gibt ein experimentelles Beispiel für ein Myon, das im Zentraldetektor gestoppt wird und anschließend zerfällt. Sie zeigt die prompte Myonspur und das verzögerte Zerfallsereignis in der *single event*- und 3D-Darstellung.

Die folgenden Abschnitte erläutern, woher kosmische Myonen stammen, wie sie sich im Detektor verteilen, welche Reaktionen sie wo auslösen können und welche Auswirkungen dies für den Neutrino-Untergrund, die Detektoreichung sowie die Myonphysik selbst hat.

3.1 Kosmische Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung besteht überwiegend aus Protonen ($\approx 90\%$), aber auch aus α -Teilchen und anderen Atomkernen. Treffen diese Teilchen auf Kerne der oberen Erdatmosphäre, im wesentlichen Stickstoff und Sauerstoff, erzeugen sie durch starke Wechselwirkung Schauer sekundärer Teilchen. Bei energiereichen Hadronkollisionen werden dabei hauptsächlich geladene und neutrale Pionen, aber auch Kaonen und Hyperonen erzeugt. Da die erzeugten Sekundärteilchen ihrerseits weiteren Wechselwirkungen unterliegen, ist die Zusammensetzung der Höhenstrahlung stark von der Atmosphärentiefe abhängig. Entsprechend ihres unterschiedlichen Wechselwirkungsverhaltens läßt sich die Höhenstrahlung in drei Komponenten einteilen:

Hadronische Komponente: Durch weitere Stöße des führenden Teilchens mit Kernen der Erdatmosphäre bildet sich ein hadronischer Schauer. Da die Schauerteilchen der starken Wechselwirkung unterliegen, wird der Schauer sehr stark abgeschwächt, so daß nur relativ wenig Hadronen, im wesentlichen Protonen und Neutronen, die Erdoberfläche erreichen.

Elektron-Photon Komponente: Elektron-Photon-Kaskaden werden in den oberen Atmosphärenschichten durch γ -Quanten aus dem Zerfall neutraler Pionen ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\tau \approx 10^{-16}$ s) ausgelöst. Sie entwickeln sich durch Bremsstrahlung ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$) und Paarerzeugung ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) zuerst lawinenartig, werden aber dann nach Erreichen

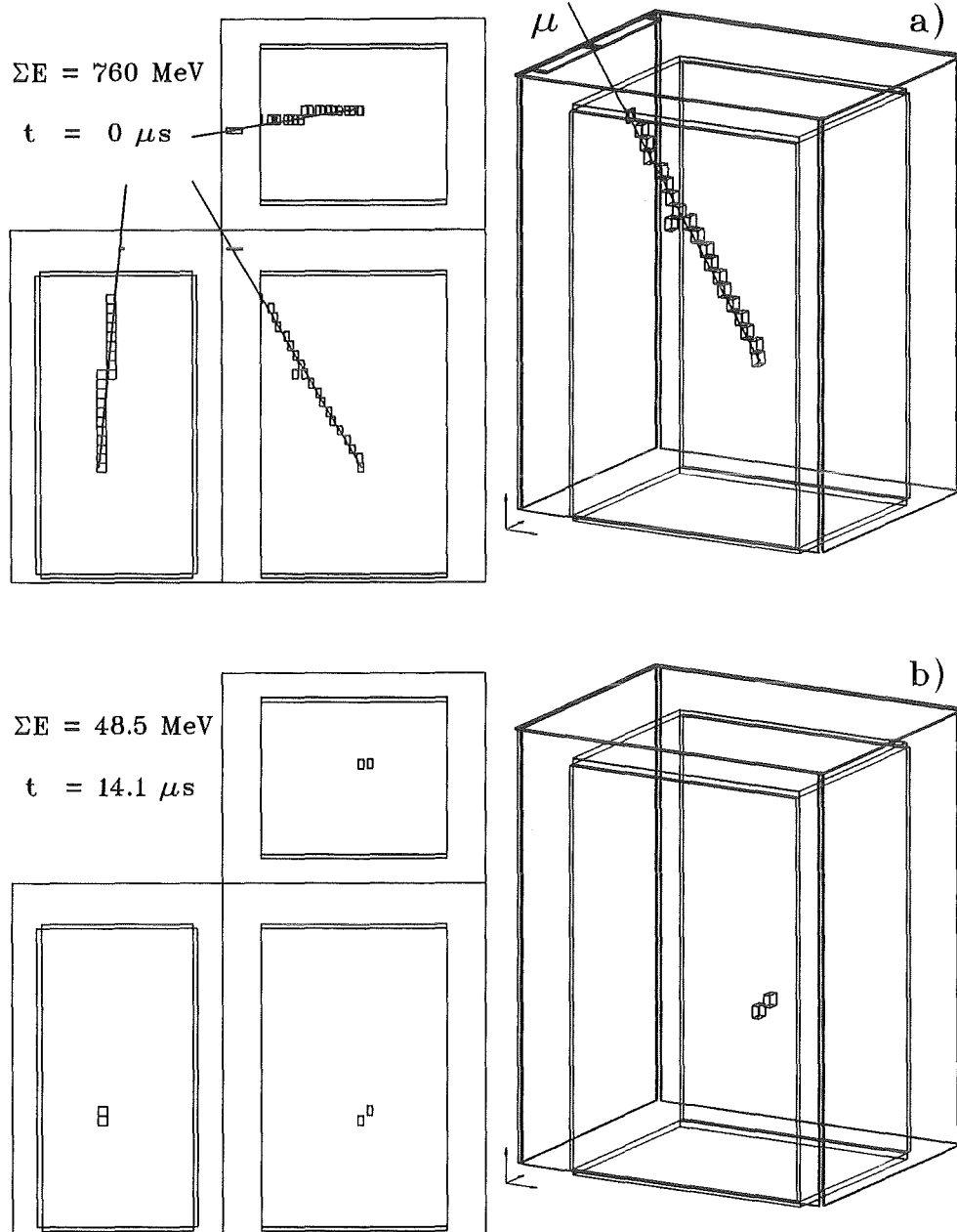
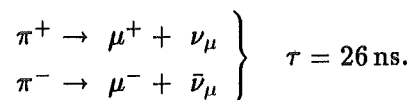


Abb. 16: Beispiel für ein Myon, das im KARMEN-Zentraldetektor zerfällt.
 a) Promptes Ereignis: Myonspur, die im Zentraldetektor endet,
 b) Verzögertes Ereignis: Michelelektron aus dem Myonzerfall.

des Schauermaximums exponentiell abgeschwächt. Dadurch erreichen nur wenige dieser Schauerteilchen die Erdoberfläche. Weitere Beiträge kommen von Elektronen und Positronen aus dem Zerfall von langsamen Myonen in der unteren Atmosphäre sowie von *knock-on*-Elektronen, die bei Ionisationsprozessen von Myonen erzeugt werden.

Myonische Komponente: Myonen werden hauptsächlich durch den Zerfall geladener Pionen in den oberen Atmosphärenschichten erzeugt:



Die Hauptproduktionsschicht liegt ca. 15 km über dem Erdboden. Da Myonen mit der Atmosphäre praktisch nur durch Ionisationsprozesse wechselwirken, wird die myonische Komponente mit zunehmender Atmosphärentiefe nur wenig abgeschwächt. Obwohl die Lebensdauer von Myonen nur $2.2 \mu\text{s}$ beträgt, erreichen doch die meisten die Erdoberfläche aufgrund der relativistischen Zeitdilatation. Myonen bilden die dominante Komponente der kosmischen Höhenstrahlung auf Meereshöhe.

Die massive Abschirmung des KARMEN-Detektors reicht zwar aus, um die hadronische und die Elektron-Photon-Komponente praktisch vollkommen zu eliminieren [Gab 81], die Myonkomponente wird aber aufgrund des hohen Durchdringungsvermögens von Myonen nur um etwa 60% abgeschwächt.

Myonladungsverhältnis

Es gibt mehr positive als negative Myonen, da die primäre kosmische Strahlung zum größten Teil aus Protonen besteht und damit ein positiver Ladungsüberschuß vorgegeben ist. Das Ladungsverhältnis R ist üblicherweise definiert als:

$$R = \frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} .$$

Das mittlere Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen am Erdboden wurde vielfach gemessen und beträgt etwa 1.28 [All 74, All 84]. Die *Particle Data Group* [Pdg 92] gibt den Wert mit $1.25 \dots 1.30$ an. R ist bis etwa 500 GeV/c konstant und steigt dann leicht an auf z.B. 1.37 ± 0.07 bei 1.2 TeV/c [Yam 91]. Es ist dabei zu beachten, daß die gemessenen Werte immer ein wenig von der Winkelakzeptanz der jeweiligen Meßapparatur abhängig sind (z.B. vertikale und horizontale Myonen).

Mit dem KARMEN-Detektor ist es ebenfalls möglich, das Myonladungsverhältnis R für im Zentraldetektor gestoppte Myonen zu bestimmen. Die Messung wird im Kapitel 4.3 beschrieben.

Intensitätsverteilung von kosmischen Myonen

Der totale Myonfluß J_1 ist definiert als die Anzahl von Myonen mit einer Energie E größer E_{\min} , die eine horizontale Einheitsfläche abwärts gerichtet aus allen Richtungen

pro Sekunde durchqueren. Er wurde bestimmt zu [All 84]:

$$J_1(E \geq 0.35 \text{ GeV}) = (1.44 \pm 0.09) \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}}$$

Die Abhängigkeit der Myonintensität vom Polarwinkel wird durch

$$I(\theta) = I(\theta = 0^\circ) \cdot \cos^n \theta$$

beschrieben, wobei $I(\theta = 0^\circ)$ die vertikale Myonintensität ist. Der Wert von n ist schwach von der Myonenergie abhängig, da die Weglänge des Myons durch die Atmosphäre vom Polarwinkel abhängt. Der experimentelle und über alle Energien gemittelte Wert ist $n = 1.85 \pm 0.10$ [All 84].

Die Myonintensität hängt nur wenig vom Azimutwinkel ab. Es gibt zwar eine kleine Ost-West-Asymmetrie durch das Magnetfeld der Erde, die sich aber nur bei niederen Energien bemerkbar macht. Auch die Abhängigkeit vom Breitengrad spielt nur eine untergeordnete Rolle [All 74].

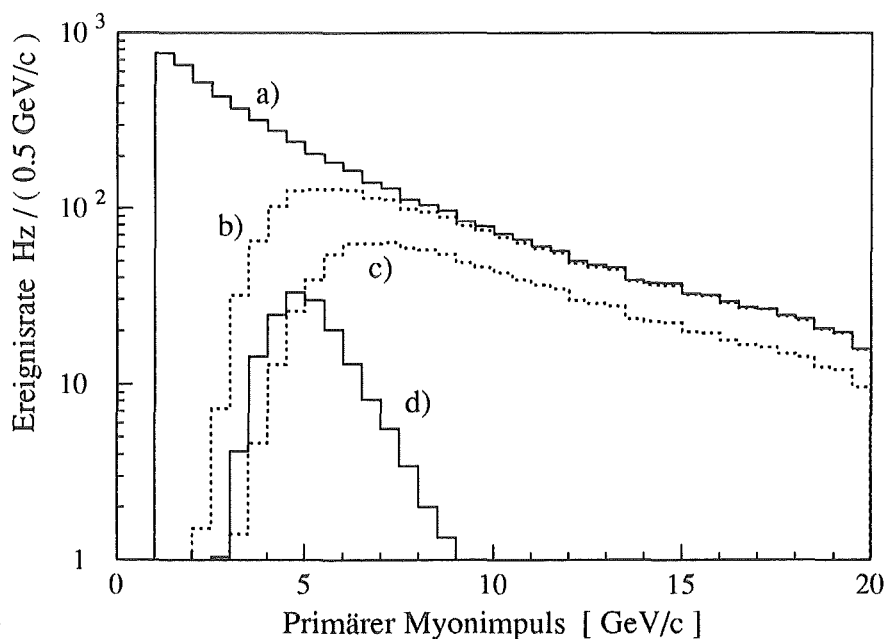


Abb. 17: Differentielle Impulsverteilung von primären Myonen, die a) auf den KARMEN-Detektor (inklusive Myonzähler) gerichtet sind (≈ 5600 Hz), b) in diesen eindringen (≈ 2100 Hz), c) den Zentraldetektor durchqueren (≈ 1100 Hz) bzw. d) in diesem gestoppt werden (≈ 150 Hz).

Auf Meereshöhe hat der Myonfluß eine mittlere Energie von etwa 2 GeV und fällt mit etwa E^{-2} ab. In Abbildung 17 ist a) die differentielle Impulsverteilung der auf den KARMEN-Detektor gerichteten primären Myonstrahlung dargestellt. Zusätzlich sind noch die primären Impulsverteilungen der Myonen eingezeichnet, die b) in das Detektorsystem eindringen, c) den Zentraldetektor durchlaufen bzw. d) in diesem gestoppt werden. Man erkennt, daß Myonen einen Mindestimpuls von etwa 2 GeV haben müssen, um überhaupt

den KARMEN-Detektor erreichen zu können. Der Anteil zwischen den Kurven a) und b) wird im Blockhaus gestoppt und der zwischen b) und c) stammt von Myonen, die den Detektor zwar streifen, aber den Zentraldetektor nicht treffen. Die Verteilungen stammen aus entsprechenden *Monte-Carlo*-Berechnungen (siehe Anhang B.2).

Zeitliche Schwankungen der Myonintensität

Die kosmische Strahlung und damit auch der Myonfluß sind kurz- und langzeitigen Schwankungen unterworfen [All 74], die im wesentlichen durch Änderungen der atmosphärischen Bedingungen wie Luftdruck und Temperatur in der Produktionsschicht sowie der Höhe dieser Schicht selbst verursacht werden. Änderungen des Magnetfelds der Erde führen zu einem geringen Tag-Nacht-Effekt.

Änderungen von meteorologischen Größen resultieren in einer Dichteänderung in der Hauptproduktionsschicht. Dies wirkt sich relativ stark auf die hadronische Komponente der kosmischen Strahlung und auf niederenergetische Myonen aus. So gibt es einen starken saisonalen Effekt (Sommer-Winter), der Schwankungen bis zu $\pm 10\%$ des gesamten Myonflusses umfaßt. Er wird aber in der Hauptsache von niederenergetischen Myonen verursacht. Ab etwa $3 \text{ GeV}/c$ sind diese Schwankungen erheblich geringer [All 73]. Die Schwankungen des im KARMEN-Detektor beobachteten Myonenflusses über die letzten beiden Jahre betrachtet sind kleiner als 3% (siehe Anhang B.1.1).

Simulation von kosmischen Myonen im KARMEN-Detektor

Ein effizientes Verfahren zur Simulation von winkel- und energieabhängigen Myonspuren wurde im Rahmen einer Diplomarbeit an der Universität Erlangen entwickelt und getestet [Han 91], in dem die Myonen unter Verwendung des *GEANT3-Monte-Carlo*-Programms im KARMEN-Dektorsystem transportiert und die berechneten Resultate mit experimentellen Daten verglichen wurden.

Damit lassen sich eine Vielzahl von Detektoreigenschaften vorhersagen. Z.B. wurde berechnet, daß 1292 ± 90 Myonen pro Sekunde in den Zentraldetektor eindringen und 144 ± 10 von diesen im Zentraldetektor gestoppt werden. Die Rate an gestoppten Myonen in der inneren passiven Eisenabschirmung beträgt demnach $(281 \pm 20) \text{ Hz}$. Diese Rate ist nur über die Simulation zugänglich, da eine direkte Messung nicht möglich ist. Es wird daher in dieser Arbeit mehrfach auf diese Berechnungen zurückgegriffen. In Kapitel 4 wird gezeigt, daß die Berechnungen sehr gut mit der Realität übereinstimmen.

3.2 Der Nutzen von myoninduzierten Reaktionen

Myoninduzierte Reaktionen bilden den wesentlichen Anteil des nicht strahlkorrelierten Untergrunds für den Nachweis von Neutrinoreaktionen. Diese Reaktionen tragen aber nur dann zum Untergrund bei, wenn das verantwortliche Myon selbst nicht erkannt wird. Durch genaues Studium dieser Reaktionen und daraus resultierenden Änderungen in *hardware*

und *software* konnte die Untergrundsituation im Laufe der letzten beiden Jahre deutlich verbessert werden.

Ohne Zweifel trugen und tragen die im KARMEN-Detektor auftretenden myoninduzierten Reaktionen zum Erfolg des KARMEN-Neutrinoexperiments bei. Die Ergebnisse aus den Messungen dieser Reaktionen demonstrieren eindrucksvoll die Leistungsfähigkeit des KARMEN-Detektorsystems vor allem im Hinblick auf den Neutrinonachweis.

Im folgenden wird aufgeführt, wozu Myonen und deren induzierte Reaktionen für das KARMEN-Experiment von Nutzen sind:

Festlegung der Energieskala und Test der Eichung

Wie bereits im letzten Kapitel erläutert wurde, wird die absolute Energieeichung mit senkrecht durch den Zentraldetektor laufenden kosmischen Myonen durchgeführt. Der Landau-Peak mit seinem ausgeprägtem Maximum bei etwa 30 MeV pro Modul eignet sich bestens zur Festlegung der Energieskala. Zudem kann durch Aufnahme von Eichmyonen während den normalen Neutrinoruns eine kontinuierliche Energieeichung durchgeführt werden. Leider gibt es bei kleinen Energien ($E < 10$ MeV) keine geeignete Möglichkeit, die Energieskala in entsprechender Weise festzulegen. Der Nullpunkt wird daher mit elektronischen Mitteln bestimmt.

Myoninduzierte Ereignisse geben zudem die Möglichkeit, die Qualität dieser Eichung über einen weiten Energiebereich (4...60 MeV) zu testen.

Nachweis von sequentiellen Ereignissignaturen

Mit myoninduzierten Ereignissen kann die Fähigkeit des KARMEN-Detektors demonstriert werden, sequentielle Ereignisstrukturen nachzuweisen, die neutrinoinduzierten Ereignissen sowohl in der Energie als auch in der Zeitdifferenz ähnlich sind. In Tabelle 3 werden der inverse Betazerfall an ^{12}C und am Proton mit der Myoneinfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ bzw. $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ verglichen.

Test der Monte-Carlo-Simulationen

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen neutrinoinduzierten Reaktionen werden unmittelbar aus entsprechenden *Monte-Carlo*-Simulationen abgeleitet.

Daher ist es wichtig, diese *Monte-Carlo*-Programme im Hinblick auf ihre Übereinstimmung mit experimentellen Daten zu testen. Da die myoninduzierten Ereignisse mit hoher Statistik gemessen werden können – im Gegensatz zu den neutrinoinduzierten Ereignissen – ist hier eine Aussage über die Güte der Berechnungen und der Eingabegrößen möglich.

Im Verlauf dieser Arbeit werden entsprechende Vergleiche für eine Vielzahl von myoninduzierten Reaktionen vorgestellt. Auf die Detektorsimulation mit GEANT3 wird im Anhang A ausführlich eingegangen.

Tab. 3: Analogie zwischen sequentiellen neutrino- und myoninduzierten Reaktionen im KARMEN-Detektor.

	neutrinoinduziert	myoninduziert
Primäres Ereignis Signal:	$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ e^- mit $E \leq 35.5 \text{ MeV}$	$\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + \nu_\mu$ Ende der Myonspur
Sekundäres Ereignis Signal:	${}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$ e^+ mit $E \leq 16.3 \text{ MeV}$	${}^{12}\text{B}_{\text{g.s.}} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ e^- mit $E \leq 13.4 \text{ MeV}$
Zeitdifferenz:	$\tau = 15.9 \text{ ms}$	$\tau = 29.1 \text{ ms}$
Primäres Ereignis Signal:	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ e^+ mit $E \leq 51.0 \text{ MeV}$	$\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ Ende der Myonspur
Sekundäres Ereignis Signal:	$n_{\text{therm}} + \text{Gd} \rightarrow \text{Gd}^* \rightarrow \text{Gd} + \gamma's$ $\approx 3 \gamma$ -Quanten mit $\Sigma E_\gamma = 8 \text{ MeV}$	
Zeitdifferenz:	$\tau \approx 100 \mu\text{s}$	

Physikalische Relevanz

Da mit dem KARMEN-Detektor myoninduzierte Reaktionen mit hoher Genauigkeit gemessen werden können, lassen sich auch wichtige physikalische Ergebnisse ableiten. Neben der inelastischen Myonstreuung sind es vor allem die Myoneinfangreaktionen ${}^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu){}^{12}\text{B}$ und ${}^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n){}^{12}\text{B}$, die zu einem besseren Verständnis schwacher hadronischer Ströme beitragen können (siehe Kapitel 1.3). Die Messung dieser Einfangreaktionen wird in Kapitel 5 vorgestellt.

3.3 Myonzerfall

Der β -Zerfall von gestoppten Myonen ist die mit Abstand am häufigsten vorkommende myoninduzierte Reaktion im KARMEN-Detektor:

$$\left. \begin{array}{l} \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{array} \right\} \tau \approx 2.2 \mu\text{s} .$$

Die Energieverteilung der Elektronen bzw. Positronen aus dem Myonzerfall wurde 1950 von Michel als Wechselwirkung zwischen vier Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen (Fermionen) und 1957 von Bouchiat und Michel unter Berücksichtigung der Paritätsverletzung berechnet [Mic 50, Bou 57]. Man erhält für Elektronen aus dem Zerfall von unpolarisierten Myonen in Ruhe (ohne Strahlungskorrekturen und mit $\hbar = c = 1$):

$$N(E) = E \sqrt{E^2 - m_e^2} \left(3(E_{max} - E) + \frac{2}{3} \rho (4E - 3E_{max} - \frac{m_e^2}{E}) + 3 \eta \frac{m_e}{E} (E_{max} - E) \right)$$

mit E = Gesamtenergie des Elektrons,
 E_{max} = $(m_\mu^2 + m_e^2)/2m_\mu = 52.8 \text{ MeV}$,
 m_e = Elektronmasse = 0.511 MeV ,
 m_μ = Myonmasse = 105.658 MeV ,
 ρ, η = Michelparameter.

Vernachlässigt man m_e/E , so vereinfacht sich die Formel zu:

$$N(E) = E^2 \left(3(E_{max} - E) + \frac{2}{3} \rho (4E - 3E_{max}) \right)$$

Die Form des β -Spektrums wird von den sogenannten Michelparametern¹³ ρ und η festgelegt, die empfindlich von den Kopplungskonstanten abhängen. Bei reiner $V-A$ -Kopplung gilt:

$$\rho (V-A) = \frac{3}{4}, \quad \eta (V-A) = 0.$$

In Abbildung 18 ist die Michelelektronenverteilung für verschiedene Werte von ρ dargestellt. Bei der Elektronenergie $E = 0.75 \cdot E_{max}$ ist das Spektrum unabhängig von ρ , d.h. alle theoretischen Kurven gehen durch den gleichen Punkt (siehe Abbildung 18). Bei der Maximalenergie E_{max} dagegen ist die Form unabhängig von η , aber besonders empfindlich auf ρ . Von diesem Bereich würde man eine zuverlässige experimentelle Bestimmung von ρ erwarten, vorausgesetzt, die Auflösungsfunktion Δ der Meßapparatur ist genau genug bekannt. In Abbildung 18 ist der Verlauf für eine $\pm 5\%$ ige Abweichung von $\rho = 0.75$ gestrichelt (----) eingezeichnet.

Eine sehr genaue Bestimmung von ρ stammt von Bardon et al. [Bar 65]. Der derzeitige Weltmittelwert von $\rho = 0.7518 \pm 0.0026$ [Pdg 92] ist in Übereinstimmung mit dem $V-A$ -Gesetz.

¹³ Aus diesem Grund wird im folgenden häufig von Michel-Spektrum und Michel-Elektronen gesprochen.

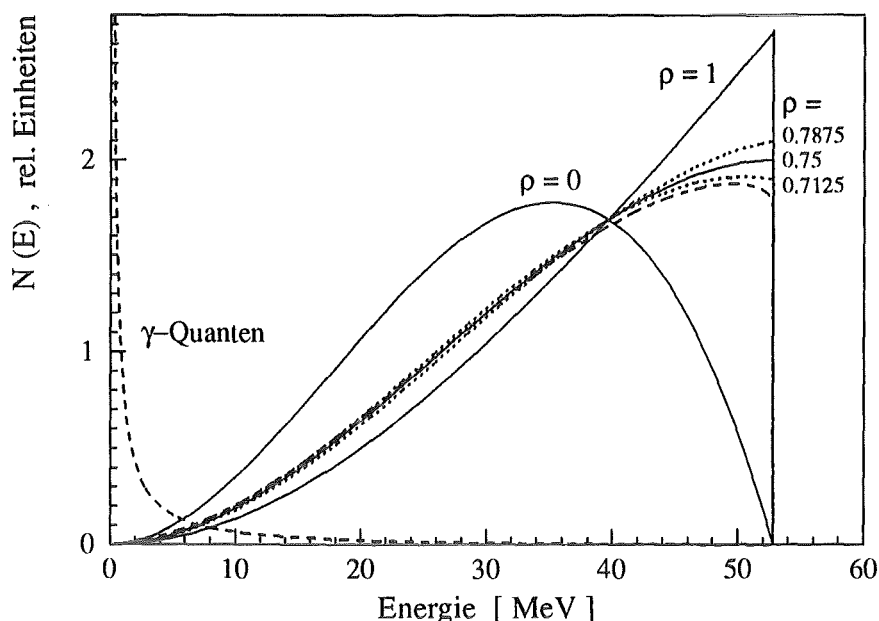


Abb. 18: Theoretische Energieverteilungen: — und - - - - Michelelektronen für verschiedene Werte des Michelparameters ρ ohne und - - - mit Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen für $\rho = 0.75$ (siehe Text).

Das Zerfallsspektrum ist wegen des $\frac{m_e}{E}(E_{max} - E)$ -Terms nur bei kleinen Energien empfindlich auf den Parameter η und zudem ist dieser Effekt stark unterdrückt. Eine experimentelle Bestimmung ist daher extrem schwierig. Eine der letzten Messungen ergab $\eta = -0.11 \pm 0.10$ [Eng 86], was ebenfalls mit dem $V-A$ -Gesetz in Einklang ist. Der η -Parameter kann sehr viel genauer aus dem polarisierten Myonzerfall bestimmt werden ($\eta = -0.007 \pm 0.013$ [Pd 92]).

Strahlungskorrekturen haben einen nicht unerheblichen Einfluß auf das Spektrum der Michelelektronen [Kin 59, Käl 68]. Dabei wirkt sich "innere Bremsstrahlung" besonders am niederenergetischen Ende aus, während virtuelle Photon-Diagramme mehr bei hohen Energien relevant sind [Com 83]. Die Auswirkung auf die Energieverteilung kann näherungsweise durch einen effektiven ρ -Parameter ausgedrückt werden. Für den $V-A$ -Wert $\rho = 0.75$ beträgt er $\rho_{eff} = 0.70$. Beim Prozeß der "inneren Bremsstrahlung" wird zusätzlich ein reales γ -Quant abgestrahlt, das im KARMEN-Detektor allerdings nicht vom Michel-elektron unterschieden werden kann. Für $E_\gamma > 10$ MeV beträgt der relative Anteil 1.4% [Kin 59a, Cri 61]. In Abbildung 18 sind die Energieverteilungen der Michelelektronen und γ -Quanten nach Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen für $\rho = 0.75$ eingezeichnet.

Auf die weiteren spinabhängigen Terme und Michelparameter des polarisierten Myonzerfalls soll in dieser Arbeit nicht eingegangen werden, da kosmische Myonen erstens keine definierte Polarisation aufweisen und zweitens der KARMEN-Detektor nicht in der Lage ist, winkelabhängig zu messen. Es sei hier z.B. auf den Übersichtsartikel von Engfer und Walter [Eng 86] verwiesen. In diesem Artikel wird auch auf "verbotene" Myonzerfälle ein-

gegangen. Eine vollständige theoretische Behandlung des Myonzerfalls und der Vergleich mit dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung wurde z.B. von Fetscher et al. [Fet 86] durchgeführt.

Erfolgt der Zerfall eines μ^- im gebundenen Zustand eines Atoms, so hat dies folgende quantitative Auswirkungen auf die Zerfallswahrscheinlichkeit und die Energieverteilung [Muk 77]:

1. Durch die Bindungsenergie des Myons $\Delta E_B = \frac{1}{2}m_\mu(Z\alpha)^2$ wird die Energie des Myons auf $E_\mu = m_\mu - \Delta E_B$ reduziert und damit der für den Zerfall zur Verfügung stehende Phasenraum verkleinert. Dadurch nimmt die Zerfallswahrscheinlichkeit ab. Für Eisen ist die Bindungsenergie immerhin schon 1.9 MeV.
2. Durch die Bahnbewegung der Myonen kommt es zu einer Doppler-Verschiebung des hochenergetischen Teils des Energiespektrums. Dadurch sind auch β -Energien größer als $E_{max} = 52.8$ MeV möglich.
3. Das Coulomb-Feld des Kerns beeinflusst sowohl die Zerfallswahrscheinlichkeit als auch das Energiespektrum in Analogie zum Fermi-Effekt beim β -Zerfall. Niederenergetische Elektronen werden bei der Emission behindert.

Diese Effekte wurden inzwischen genau berechnet [Hän 74, Her 80]. Sie machen sich aber erst bei schwereren Kernen bemerkbar. Für Eisen ist der Effekt sehr klein und bei Kohlenstoff ist er gänzlich vernachlässigbar.

Mit dem KARMEN-Detektor kann zwar das Energiespektrum der Michelelektronen mit hoher Statistik und mit einer relativ guten Auflösung gemessen werden, aber dies reicht nicht aus, um obige Werte z.B. für ρ mit ähnlicher Genauigkeit zu bestimmen. Hierfür ist ein Szintillationsdetektor grundsätzlich ungeeignet, vor allem weil seine Energieauflösung prinzipiell zu schlecht ist. Hier ist man z.B. auf Magnetspektrometer angewiesen.

3.4 Myoneinfang

Negative Myonen, die in Materie gestoppt worden sind, werden vom Coulomb-Feld der Atome eingefangen und bilden myonische Atome. Der Abbremsvorgang bis auf kinetische Energie null erfolgt innerhalb von etwa 10^{-10} s [Muk 77]. Nach dem atomaren Einfang kaskadieren die Myonen innerhalb von etwa 10^{-13} s hinunter auf die niederste Bohrsche Bahn (1s-Zustand), von wo aus sie entweder zerfallen

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

oder vom Kern eingefangen werden

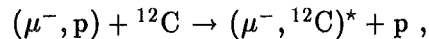
$$\mu^- + {}^Z_A X \rightarrow {}^{Z-1}_A X^* + \nu_\mu.$$

In Wasserstoff ist die Wahrscheinlichkeit für ein μ^- eingefangen zu werden nur $4.2 \cdot 10^{-4}$. Bei $Z=12$ (Mg) ist der Einfang etwa genauso wahrscheinlich und bei $Z=26$ (Fe) etwa 10 mal wahrscheinlicher als der Zerfall.

Nach dem Fermi-Teller *Z-law* ist die atomare Einfangrate Λ_a proportional zur Ordnungszahl Z . Daraus läßt sich ableiten, daß für zweiatomige Mischungen $A_n B_m$ das Verhältnis der Einfangraten an den verschiedenen Atomen sich wie

$$\frac{\Lambda_a(A)}{\Lambda_a(B)} = \frac{n \cdot Z_A}{m \cdot Z_B}$$

verhält. Für den KARMEN-Szintillator ($\text{CH}_{1,77}$) werden somit 23% aller μ^- am Wasserstoff und 77% am Kohlenstoff atomar eingefangen. Durch molekulare Stoßprozesse kommt es allerdings zu Transferreaktionen der Art



und da die Rate für solche Prozesse extrem hoch ist (10^{11} s^{-1}), bilden letztendlich alle μ^- myonische ${}^{12}\text{C}$ -Atome.

3.4.1 Totale nukleare Einfangrate

Die nukleare Einfangrate Λ_c ist die Differenz aus dem Reziproken der totalen und der freien Lebensdauer eines Myons im atomaren $1s$ -Zustand:

$$\Lambda_c = \Lambda_t - Q \Lambda_d ,$$

mit Λ_c = nukleare Einfangrate,
 Λ_t = $1/\tau_{\mu^-}$ = totale Rate, mit der μ^- verschwinden,
 Λ_d = $1/\tau_{\mu^+}$ = Zerfallsrate des freien Myons,
 Q = Huff-Faktor.

Der Huff-Faktor berücksichtigt die Tatsache, daß die Zerfallsrate von gebundenen negativen Myonen ein wenig reduziert ist (siehe auch Kapitel 3.3).

Durch präzise Messung der totalen Lebensdauer τ_{μ^-} von negativen Myonen wurde die totale Einfangrate Λ_c für eine Vielzahl von Elementen sehr genau bestimmt [Suz 87]. Tabelle 4 listet die Ergebnisse von einigen ausgewählten Elementen, die im KARMEN-Detektor vorkommen. Es wurden die von Suzuki et al. gemessenen Werte benutzt, da sie die momentan genauesten sind¹⁴. Für natürlichen Kohlenstoff und ${}^{13}\text{C}$ sind die ebenfalls sehr genauen Werte von Ishida et al. hinzugefügt [Ish 86], wobei die Einfangrate für ${}^{13}\text{C}$ etwa 10% geringer ist.

Die gemessenen Λ_c werden traditionell mit der semiempirischen Primakoff-Formel verglichen [Pri 59] (X_1 und X_2 aus [Suz 87]):

$$\Lambda_c(A, Z) = Z_{eff}^4 X_1 \left(1 - X_2 \frac{A - Z}{2A} \right) ,$$

mit Z = Kernladungszahl,
 A = Kernmasse,
 Z_{eff} = effektive Kernladung,
 X_1 = 170 s^{-1} ,
 X_2 = 3.125 ,

¹⁴Für Kohlenstoff genügen die von [Suz 87] bestimmten Werte nicht exakt obiger Formel. Die kleine Diskrepanz ist aber für die hier vorgestellten Betrachtungen unerheblich.

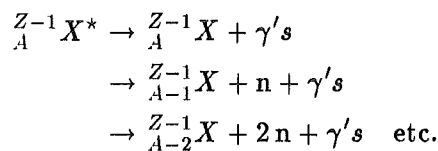
die eine gute Näherung für nicht zu schwere Elemente ist. Die Z_{eff}^4 -Abhängigkeit lässt sich aus der folgenden einfachen Überlegung ableiten: Λ_c sollte proportional zur Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Myons im $1s$ -Zustand ($\propto Z^3$), sowie der Zahl der Protonen im Kern sein. Da die Kernladung nicht punktförmig ist, führt man eine effektive Kernladung Z_{eff} ein. Eine genaue Berechnung im Rahmen der schwachen Wechselwirkung ist sehr schwierig und aufwendig. Es sei hier auf [Chi 90, Muk 77] verwiesen.

Tab. 4: Totale nukleare Einfangraten Λ_c von Elementen, die im KARMEN-Detektor vorkommen (aus [Suz 87]; die Werte in Klammern stammen von [Ish 86]).

Z (Z_{eff})	Element	Lebensdauer τ_{μ^-} [ns]	Nukleare Einfangrate $\Lambda_c [\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}]$	Huff- Faktor
Positives Myon		2197.03 \pm 0.04		
1 (1.00)	^1H	2194.904 \pm 0.066	0.420 \pm 0.020	1.0
6 (5.72)	C	2026.3 \pm 1.5	38.8 \pm 0.5	1.0
		(2029.0 \pm 3.0)	(37.7 \pm 0.7)	1.0
	^{13}C	2029.1 \pm 3.0	37.6 \pm 0.7	1.0
		(2045.0 \pm 2.0)	(33.8 \pm 0.5)	1.0
7 (6.61)	N	1906.8 \pm 3.0	69.3 \pm 0.8	1.0
8 (7.49)	O	1795.4 \pm 2.0	102.6 \pm 0.6	0.998
13 (11.48)	Al	864.0 \pm 1.0	705.4 \pm 1.3	0.993
26 (19.59)	Fe	206.0 \pm 1.0	4411.0 \pm 24.0	0.975

3.4.2 Teilchenemission nach Myoneinfang

Beim nuklearen Einfang des Myons wird die Ruhemasse des μ^- (105.7 MeV) frei. Den Großteil der Energie trägt zwar das Neutrino fort, aber es verbleiben etwa 15 bis 20 MeV beim Tochterkern. Der Tochterkern kann dann seine Anregungsenergie über die Emission von einem oder mehreren Neutronen und (oder) γ 's abgeben,



bis er den Grundzustand erreicht hat [Sin 74]. Da die Anregungsenergie deutlich über der Nukleonen-Emissionsschwelle von allen komplexen Kernen liegt, ist die Emission von Neutronen am häufigsten. Wesentlich seltener erfolgt die Abregung durch Emission von geladenen Teilchen (Proton, Deuteron, α etc.). Bei ganz schweren Kernen kann es auch zu Spaltung kommen. Die mittlere Zahl der emittierten Neutronen steigt mit der Ordnungszahl an.

Das Gebiet der Neutronenemission ist wegen des Zusammenspiels von verschiedenen dynamischen Mechanismen sehr umfangreich und kompliziert. Entsprechend der Energie der emittierten Neutronen lassen sich aber grob die folgenden drei Reaktionsmechanismen unterscheiden [Muk 77]:

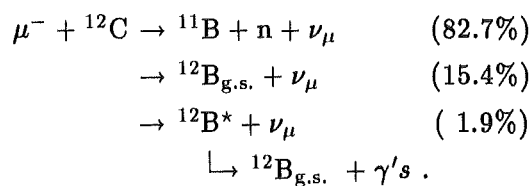
1. Niederenergetische Neutronen ($E_n < 10 \text{ MeV}$) werden durch den Verdampfungsmechanismus (Evaporation) erzeugt.
2. Höherenergetische Neutronen ($E_n > 10 \text{ MeV}$) entstehen durch den direkten Reaktionsmechanismus beim elementaren Reaktionsprozeß $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$. Dieser Anteil beträgt etwa 10% bei mittelschweren bis schweren Kernen.
3. Dem niederenergetischen Teil überlagert sind Resonanzpeaks aus der Anregung der Dipolresonanz, besonders bei leichten Kernen.

Für das KARMEN-Experiment sind die Energiespektren der emittierten Neutronen für den Myoneinfang an ^{12}C und ^{56}Fe von Interesse, vor allem im Hinblick auf Simulationsrechnungen zum Neutronenuntergrund. Da dieses Gebiet bereits im Rahmen einer früheren Dissertation zum KARMEN-Experiment ausführlich bearbeitet wurde [Dre 90], soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden.

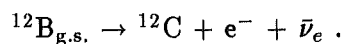
Im KARMEN-Detektor werden Myonen entweder im Flüssigszintillator oder im Eisen der passiven Abschirmung gestoppt. Daher soll im folgenden speziell auf den μ^- -Einfang am Kohlenstoff und am Eisen eingegangen werden.

3.4.3 Myoneinfang an Kohlenstoff

Wie bereits erwähnt, bilden im KARMEN-Flüssigszintillator praktisch alle μ^- myonische Kohlenstoffatome, so daß folgende Einfangreaktionen im KARMEN-Detektor vorkommen:



Während ^{11}B stabil ist, zerfällt $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ mit einer Lebensdauer von $\tau = (29.14 \pm 0.03) \text{ ms}$ zurück zu ^{12}C :



Die Endpunktsenergie der Zerfallselektronen beträgt dabei 13.37 MeV [Ajz 91].

Aus Tabelle 4 kann man entnehmen, daß negative Myonen in Kohlenstoff mit einer Rate von $\Lambda_d = 1/\tau_{\mu^+} = 455.2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ zerfallen und mit einer Rate von $\Lambda_c = 38.8 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ eingefangen werden. Daraus resultiert, daß 7.86% eingefangen werden und 92.14% aller μ^- zerfallen.

Die Rate der Myoneinfangreaktionen zu allen gebundenen Zuständen von ^{12}B wurde bisher am genauesten von Maier, Edelstein und Siegel bestimmt zu [Mai 64]:

$$\Lambda(^{12}\text{B}) = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}.$$

Diese Rate umfaßt alle Übergänge in gebundene Zustände, d.h. sowohl die zum Grundzustand als auch die zu den angeregten, teilchenstabilen Zuständen von ^{12}B .

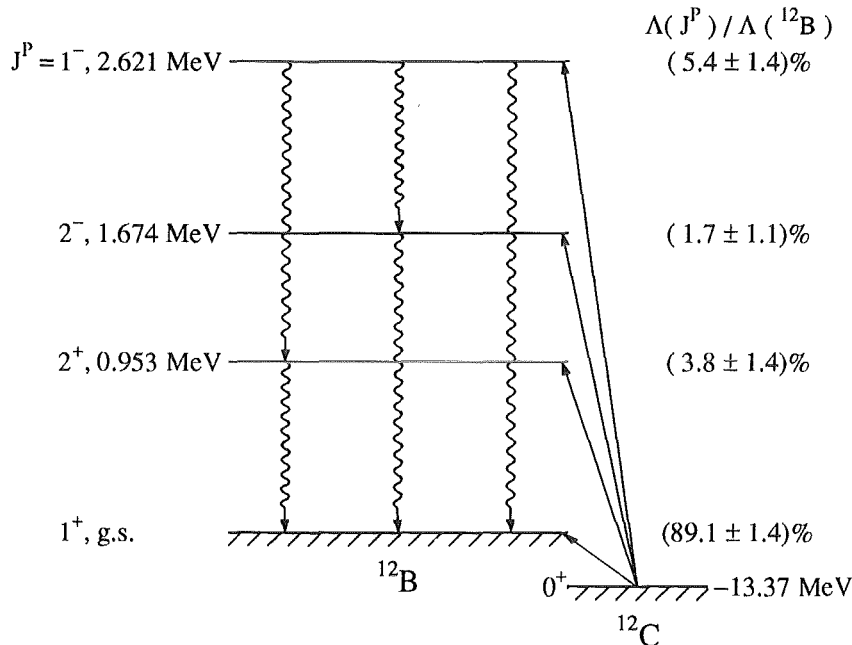


Abb. 19: Termschema von ^{12}B , die partiellen Myoneinfangraten sind [Gif81] entnommen.

Theoretische Rechnungen zeigen, daß etwa 10% aller ^{12}B -Kerne nach dem μ^- -Einfang angeregt sind [Muk 77]. Abbildung 19 zeigt das Termschema von ^{12}B . Die partiellen Einfangraten in die verschiedenen angeregten Zustände von ^{12}B wurden inzwischen mehrfach gemessen. Die Einfangrate in den Grundzustand $\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ bestimmen alle Experimentgruppen durch Abzug der Summe aller gemessenen partiellen Raten $\Lambda(^{12}\text{B}^*)$ von der Gesamtrate $\Lambda(^{12}\text{B})$, mit der ^{12}B erzeugt wird:

$$\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}) = \Lambda(^{12}\text{B}) - \Lambda(^{12}\text{B}^*),$$

wobei alle den von Maier et al. gemessenen Wert für $\Lambda(^{12}\text{B})$ benutzen. Giffon et al. mitteln noch mit zwei älteren (ungenaueren) Werten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengetragen. Wie man erkennt, gibt es erhebliche Unterschiede in den partiellen Raten, die mit einer relativen Genauigkeit von 15-20% angegeben sind. Dieser Fehler dominiert auch die Genauigkeit der berechneten Grundzustandsrate $\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$, die zwischen 5.7 und $6.3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ schwankt. In Abbildung 20 sind die Werte für $\Lambda(^{12}\text{B}^*)$ und $\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ nochmals graphisch gegenübergestellt.

Tab. 5: Partielle Myoneinfangraten an ^{12}C in 10^3 s^{-1} , die von verschiedenen Experimentgruppen bestimmt wurden^e. Die Werte in Klammern sind die relativen Anteile pro μ^- -Einfang.

	Roesch et al. [Roe 81]	Giffon et al. [Gif 81]	Miller et al. [Mil 72]		Budyashov et al. [Bud 70]
$\Lambda(1^-)$	0.38 ± 0.10 (5.4%)	1.08 ± 0.125 (15.2%)	0.7 ± 0.4 (9.9%)	0.89 ± 0.10 (12.6%)	0.72 ± 0.17 (10.2%)
$\Lambda(2^-)$	0.12 ± 0.08 (1.7%)	0.06 ± 0.20 (0.8%)	0.4 ± 0.6 (5.7%)	≤ 0.41 ($\leq 5.8\%$)	≤ 0.24 ($\leq 3.4\%$)
$\Lambda(2^+)$	0.27 ± 0.10 (3.8%)	0.0^c (0.0%)	0.2 ± 0.4 (2.8%)	0.0^c (0.0%)	0.0^c (0.0%)
$\Lambda(^{12}\text{B}^*)$	0.77 ± 0.10 (10.9%)	1.14 ± 0.235 (16.0%)	1.3 ± 0.8 (18.4%)	1.05 ± 0.30 (14.9%)	0.76 ± 0.14 (10.8%)
$\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$	6.28 ± 0.29^a (89.1%)	5.974 ± 0.350^b (84.0%)	5.7 ± 0.8^a (81.6%)	6.0 ± 0.4^a (85.1%)	6.29 ± 0.30^a (89.2%)
$\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ korrigiert ^d	5.94 ± 0.29 (88.5%)	5.634 ± 0.350 (83.2%)	5.36 ± 0.8 (80.5%)	5.66 ± 0.4 (84.4%)	5.95 ± 0.30 (88.7%)

^{a)} Zur Bestimmung wurde $\Lambda(^{12}\text{B}) = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ von Maier et al. benutzt [Mai 64].

^{b)} Zur Bestimmung wurde $\Lambda(^{12}\text{B}) = (7.11 \pm 0.25) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ benutzt. Dies ist der gewichtete Mittelwert aus Messungen von [Fet 60], [Rey 63] und [Mai 64], wobei der Wert von Maier et al. der mit Abstand genaueste ist.

^{c)} Es wurde $\Lambda(2^+) = 0.0$ angenommen.

^{d)} Unter Berücksichtigung der μ^- -Einfangrate an ^{13}C verkleinert sich der Wert von Maier et al. um $0.34 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ auf $\Lambda(^{12}\text{B}) = (6.71 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

^{e)} Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß Maier et al. [Mai 64] die Rate in alle angeregten Zustände ebenfalls zu $\Lambda(^{12}\text{B}^*) = (0.27 \pm 0.10) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bestimmten und daraus den Wert $\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}) = (6.41^{+0.30}_{-0.75}) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ ableiteten. Dieser alte Wert wird aber üblicherweise nicht mehr zitiert.

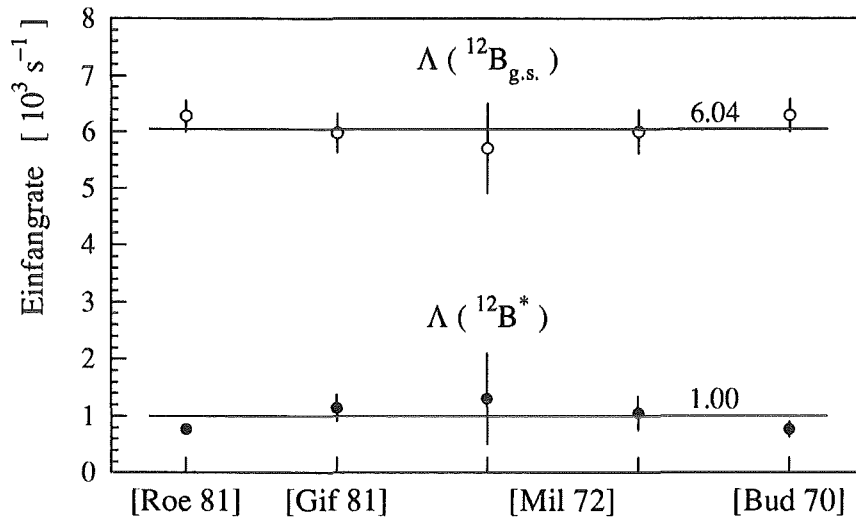


Abb. 20: Vergleich der Myoneinfangraten ϕ in die angeregten Zustände $\Lambda(^{12}\text{B}^*)$ und ϕ in den Grundzustand $\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ von ^{12}B . — ist jeweils der ungewichtete Mittelwert.

Die Messung zur Bestimmung der Myoneinfangrate in alle gebundenen Zustände von ^{12}B $\Lambda(^{12}\text{B})$ von Maier et al. im Jahr 1964 wurde seitdem nicht mehr wiederholt, obwohl eine größere Genauigkeit von Seiten der Theoretiker wünschenswert wäre [Min 89]. Der KARMEN-Detektor ist nun in der Lage, $\Lambda(^{12}\text{B})$ mit ähnlicher, in naher Zukunft sogar mit höherer Genauigkeit zu bestimmen. Die Messung und deren Ergebnisse werden im Kapitel 5 vorgestellt.

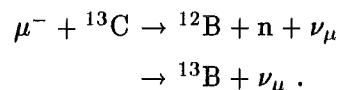
Die Bestimmung der partiellen Einfangraten ist nicht möglich, da die γ -Quanten gleichzeitig mit dem Myon im KARMEN-Zentraldetektor auftreten und die zusätzliche Energie-deposition von der natürlichen Energiefluktuation nicht unterschieden werden kann.

3.4.4 Myoneinfang an ^{13}C

Natürlicher Kohlenstoff enthält 1.1% des Isotops ^{13}C . Die Myoneinfangrate an ^{13}C wurde gemessen (siehe Tabelle 4) und beträgt:

$$\Lambda_c(^{13}\text{C}) = (37.6 \pm 0.5) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} .$$

Dies ist praktisch die gleiche Rate wie für Myoneinfang an ^{12}C . In Analogie zu ^{12}C kann dies zu folgenden Reaktionen führen:



^{13}B zerfällt mit einer Lebensdauer von (25.05 ± 0.23) ms. Die maximale Energie der Elektronen aus dem β -Zerfall $^{13}\text{B}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ beträgt 13.44 MeV [Ajz 91]. Damit läßt sich der ^{13}B -Zerfall praktisch nicht vom ^{12}B -Zerfall unterscheiden.

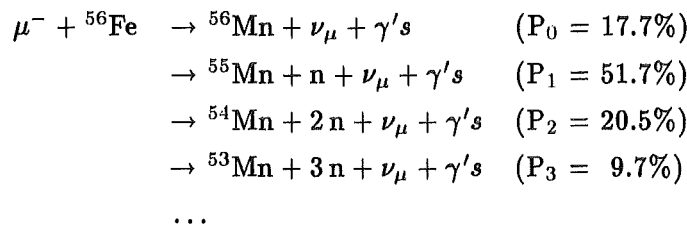
Dies führt dazu, daß 5.9% aller meßbaren μ^- -Einfangreaktionen nach ^{12}B (bzw. ^{13}B) durch ^{13}C verursacht werden. Es ist anzumerken, daß dies nicht in der von Maier et al. bestimmten Einfangrate $\Lambda(^{12}\text{B}) = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ berücksichtigt ist, da, wie die Autoren anmerken, es ihnen (damals) an experimentellen Daten fehlte. Berücksichtigt man aber die totale μ^- -Einfangrate an ^{13}C von $\Lambda_c = (37.6 \pm 0.5) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, so erhält man einen korrigierten, kleineren Wert von

$$\Lambda(^{12}\text{B}) = (6.71 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} .$$

Dies wurde aber von den Autoren [Gif81, Roe81, Mil72] und [Bud70], welche die unkorrigierte Zahl zur Bestimmung von $\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ benutzten, nicht beachtet. Beim Vergleich mit der Theorie ist die Abweichung von 5% allerdings nicht unerheblich. Somit reduzieren sich alle in Tabelle 5 angegebenen Einfangraten $\Lambda(^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ um den Wert $0.34 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, wie dies in der letzten Reihe angegeben ist.

3.4.5 Myoneinfang an Eisen

Myonen werden auch im Eisen der passiven Abschirmung gestoppt. Wegen des großen Kernradius von ^{56}Fe werden viel mehr μ^- eingefangen als bei ^{12}C . Wie man Tabelle 4 entnehmen kann, beträgt die Einfangrate $\Lambda_c(^{56}\text{Fe}) = (4.41 \pm 0.024) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Somit werden 90.9% aller μ^- eingefangen und nur 9.1% zerfallen. Im Gegensatz zu ^{12}C kommt es beim μ^- -Einfang an ^{56}Fe auch relativ häufig zur Evaporation von mehr als einem Neutron:



Die angegebenen Multiplizitätswerte (P_0, P_1, \dots) wurden von Heusser et al. [Heu72] nach dem Modell von Singer [Sin74] berechnet und sind in guter Übereinstimmung mit ihren eigenen experimentellen Ergebnissen, die mit der Radioisotopmethode bestimmt wurden. Die mittlere Neutronenmultiplizität ist dann etwa 1.3. Ältere Messungen von [Mac65, Kap58] sind nach Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeiten [Cha71] ebenfalls in vernünftiger Übereinstimmung mit den Werten aus obiger Tabelle.

3.4.6 Reaktionsraten von gestoppten Myonen im KARMEN-Detektor

In Tabelle 6 sind die berechneten Ereignisraten aufgelistet, mit der Myonzerfalls- und Einfangreaktionen im KARMEN-Detektorsystem auftreten. Je nach zeitlichem Erscheinen der Sekundärteilchen lassen sich grob drei Ereignistypen unterscheiden:

- $\tau = 2.2 \mu\text{s}$: Elektronen und Positronen aus dem Myonzerfall.
- $\tau \approx 100 \mu\text{s}$: Neutronen aus Myoneinfangreaktionen.
- $\tau = 29.1 \text{ ms}$: Elektronen aus dem Zerfall von ^{12}B (bzw. ^{13}B).

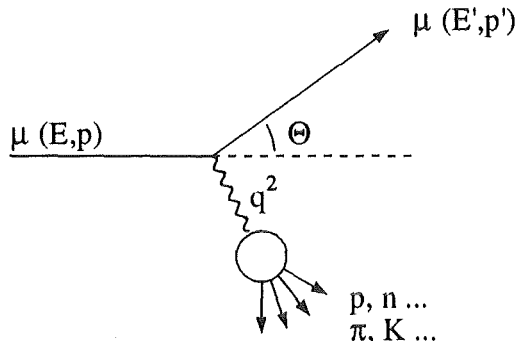
Faßt man die Ereignisraten nochmals entsprechend dieser drei Gruppen zusammen, dann werden etwa pro Sekunde 139 (168) Michelelektronen, 4 (146) Neutronen und 0.9 ^{12}B -Zerfallselektronen im Zentraldetektor (in der inneren passiven Abschirmung) erzeugt. Auffallend ist die relativ hohe Rate an erzeugten Neutronen in der inneren passiven Abschirmung im Vergleich zum Zentraldetektor.

Tab. 6: Reaktionen von gestoppten Myonen im KARMEN-Detektor. Die letzte Spalte gibt an, mit welcher Rate die Reaktionen im Zentraldetektor auftreten. Nach *Monte-Carlo*-Berechnungen werden pro Sekunde 144 ± 10 Myonen im Zentraldetektor und 281 ± 20 Myonen in der inneren passiven Abschirmung des KARMEN-Detektors gestoppt [Han 91]. Es wird ein Myonladungsverhältnis von $R = 1.28$ benutzt.

Reaktionen von gestoppten Myonen ...	Rel. Anteil pro		Reaktions-Rate [Hz]
	μ^- [%]	μ [%]	
... im Flüssigszintillator des Zentraldetektors			
Gestoppte Myonen		100.00	144.0
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$		56.14	80.8
$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	92.15	40.41	58.2
$\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$	6.43	2.82	4.05
$\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + \nu_\mu$	1.34	0.59	0.85
$\mu^- + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + n + \nu_\mu$	0.08	0.04	0.053
$\mu^- + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{B} + \nu_\mu$			
... in der inneren passiven Eisenabschirmung			
Gestoppte Myonen		100.00	281.0
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$		56.14	157.8
$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	9.14	4.01	11.3
$\mu^- + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{56}\text{Mn} + \nu_\mu$	16.08	7.05	19.8
$\mu^- + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{56-x}\text{Mn} + xn + \nu_\mu$	74.78	32.80	92.2

3.5 Inelastische Myonstreuung

Myonen können mit Kernen über den Austausch eines virtuellen Photons wechselwirken, wobei Nukleonen (n und p) und Mesonen (π und K) erzeugt werden:



Der Wirkungsquerschnitt für solche Reaktionen ist:

$$\sigma(E_\mu) = \int N_\mu(E_\mu, E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma,$$

mit $N_\mu(E_\mu, E_\gamma)$ = virtuelles Photonenspektrum,
 $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ = photonuklearer Wirkungsquerschnitt.

Myonen mit der Energie E_μ sind umgeben von virtuellen Photonen, die folgender Verteilung genügen [Con 88]:

$$N_\mu(E_\mu, E_\gamma) = \frac{\alpha}{\pi E_\gamma} \left((1 + \epsilon^2) \ln \frac{2\epsilon E_\mu^2}{m_\mu E_\gamma} - 2\epsilon \right),$$

mit $N_\mu(E_\mu, E_\gamma)$ = virtuelles Photonenspektrum,
 E_μ = Energie des Myons,
 E_γ = Energie des virtuellen Photons,
 ϵ = $(E_\mu - E_\gamma)/E_\mu$,
 m_μ = Myonmasse = 105.6 MeV,
 α = $1/137$ = Feinstrukturkonstante.

Falls der photonukleare Wirkungsquerschnitt $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ bekannt ist, kann $\sigma(E_\mu)$ exakt berechnet werden.

Im KARMEN-Flüssigszintillator kommt es zur Photodisintegration von ^{12}C durch kosmische Myonen, wobei meistens ein Neutron erzeugt wird:



Da der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion ${}^{12}\text{C}(\gamma, n){}^{11}\text{C}$ experimentell bestimmt worden ist [Ful 66] (siehe Abbildung 21), kann ein effektiver Wirkungsquerschnitt für obige Reaktion abgeleitet werden. Er beträgt $\sigma_{in} \approx 80 \mu\text{b}$ für durchgehende Myonen und $\sigma_{in} \approx 20 \mu\text{b}$ für Myonen, die im Zentraldetektor gestoppt werden. Dabei wurde die Energieverteilung der Myonen im Zentraldetektor entsprechenden Monte-Carlo-Berechnungen entnommen.

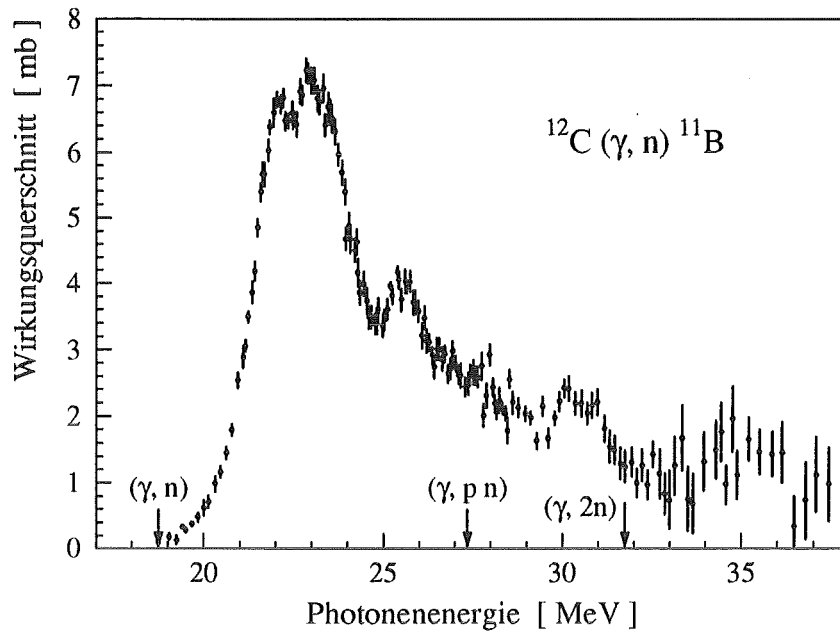
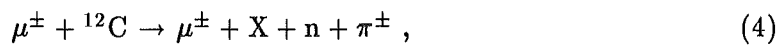
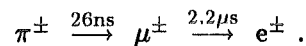


Abb. 21: Photoneutron-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma, n)$ für Kohlenstoff (aus [Ful 66]).

Liegt die Energie des virtuellen Photons über der Pionenproduktionsschwelle, so kann es zusätzlich zur Emission eines geladenen Pions und eines oder mehrerer Neutronen kommen:



wobei das geladene Pion sehr schnell in Materie abgebremst wird und dann über die folgende Zerfallskette zerfällt:



Bei noch höheren Energietransfers kommt es zur Ausbildung von hadronischen Schauern mit vielen geladenen und ungeladenen Teilchen und einem hohen sichtbaren Energieverlust im Detektor. Der Wirkungsquerschnitt für solche inelastischen Streureaktionen ist sehr klein. Für deren Simulation mit dem *Monte-Carlo*-Programm GEANT3/GHEISHA [Fes 85] wird ein Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\mu,N} = \begin{cases} 0.3 & [\mu\text{b}] \quad \text{für } E_\mu \leq 30 \text{ GeV}, \\ 0.3 \cdot (E/30)^{0.25} & [\mu\text{b}] \quad \text{für } E_\mu > 30 \text{ GeV}, \end{cases}$$

benutzt. Er ist ungefähr proportional zur Kernmasse A :

$$\sigma_{\mu,A} = A \cdot \sigma_{\mu,N}.$$

Da die meisten Myonen im KARMEN-Detektor Energien kleiner 20 GeV haben, bedeutet dies für ${}^{12}\text{C}$ einen Wirkungsquerschnitt von etwa $3.6 \mu\text{b}$. Für Eisen (Fe) erhöht sich dieser Wert auf $\approx 16.8 \mu\text{b}$.

Mit dem KARMEN-Detektor können die bei inelastischen Streuprozessen zeitlich verzögert auftretenden Ereignisse wie Neutronen und Michelelektronen beobachtet werden. Damit lassen sich die oben angegebenen Wirkungsquerschnitte überprüfen. Erste Analysen ergaben, daß die gemessenen Raten an Neutronen, die vor allem nach Reaktion 3 von durchgehenden Myonen erzeugt werden, deutlich größer sind als erwartet (siehe hierzu Kapitel 6).

Auch die Suche nach Koinzidenzen zwischen Michelelektronen und Neutronen, die entsprechend Reaktion 4 entstehen sollten, ergeben eine beobachtete Rate im KARMEN-Detektor, die um den Faktor drei größer ist, als dies von entsprechenden *Monte-Carlo*-Simulationen mit dem GEANT3/GHEISHA-Programm vorhergesagt wird [Han 91].

Die Implementierung der nuklearen Wechselwirkung von Myonen mit Materie im GEANT3/GHEISHA-Programm wird von den Autoren [Fes 85, Bru 87] als brauchbar bezeichnet, wenn die individuellen Teilchen im Ausgangskanal selbst nicht untersucht werden, das heißt vor allem für kalorimetrische Untersuchungen des Energieverlusts. Ansonsten wird sie als nicht angemessen bezeichnet. Eine realistischere Simulation der bei tiefinelastischen Streuprozessen erzeugten Teilchen soll in einer der nächsten Programmversionen verfügbar sein [Fes 85, Seite 151].

Genauere und weiterführende Untersuchungen mit dem KARMEN-Detektor könnten hier zu einer Verbesserung des Wissenstands und damit zu einer adäquateren Simulation der nuklearen Streuprozesse von Myonen beitragen, die von Seiten der GEANT-Entwickler als wünschenswert und nützlich betrachtet werden [Car 89]. Der KARMEN-Detektor ist aufgrund seiner Größe in der Lage, die relativ kleinen Wirkungsquerschnitte, vor allem bei kleinen Energieüberträgen, mit kosmischen Myonen zu messen und damit die theoretischen Rechnungen zu überprüfen.

3.6 Signatur der myoninduzierten Ereignisse

In diesem Abschnitt sollen nochmals die Ereignistypen aus den zuvor beschriebenen myoninduzierten Reaktionen zusammengefaßt werden und deren Signal im KARMEN-Zentraldetektor anhand von *Monte-Carlo*-Simulationen dargelegt werden.

Bisher wurden nur die verzögert auftretenden myoninduzierten Ereignisse behandelt. Die prompten Ereignisse wurden deshalb bisher nicht erwähnt, weil sie im KARMEN-Detektor nicht oder nur schwer meßbar sind und weil sie als Untergrund nur eine untergeordnete Rolle spielen. Dies wird im folgenden Abschnitt kurz erläutert.

3.6.1 Prompte myoninduzierte Ereignisse

Ereignisse, die von Myonen induziert werden und gleichzeitig (prompt) mit diesen im Zentraldetektor auftreten, können normalerweise nicht erkannt werden, da die Moduldaten von Myonspuren während des normalen Meßbetriebs nicht aufgenommen werden. Dies ist nur mit Spezialmessungen realisierbar. Falls das gleichzeitig mit dem Myon auftretende Ereignis eine hinreichende räumliche Distanz zur Myonspur aufweist, sollte es nachweisbar

sein. Dies ist aber praktisch nur dann gewährleistet, wenn die Energie des emittierten Teilchens groß ist.

Die prompten myoninduzierten Ereignisse tragen aber nur dann zum Untergrund im Zentraldetektor bei, wenn das Myon selbst nicht vom Detektorsystem durch Ansprechen eines Vetozählers nachgewiesen wurde. Folgende Prozesse hochenergetischer Myonen im Eisen der inneren passiven Abschirmung und dem Blockhaus können dazu führen, daß Reaktionsprodukte, letztendlich γ -Quanten oder Neutronen, unerkannt in den Zentraldetektor eindringen:

- ▷ *knock-on*-Elektronen (δ -rays) $\mu + A \rightarrow \mu + A + e^-$,
- ▷ Direkte Paarerzeugung $\mu + A \rightarrow \mu + A + e^- + e^-$,
- ▷ Myonbremsstrahlung $\mu + A \rightarrow \mu + A + \gamma$,
- ▷ Inelastische Myonstreuung $\mu + A \rightarrow \mu + A' + n$.

Um die Eisenabschirmung verlassen zu können, müssen die Reaktionsprodukte über eine ausreichend hohe Energie verfügen. Damit werden sie aber bevorzugt in Flugrichtung der Myonen emittiert, so daß diese fast immer gleichzeitig mit dem Myon im Detektorsystem nachgewiesen werden und damit ununterscheidbar sind. Es kommt somit relativ selten vor, daß diese myoninduzierten Prozesse ein *contained-event* verursachen.

Schnelle Neutronen aus inelastischer Myonstreuung im Eisen können im Zentraldetektor sowohl ein promptes Signal durch Neutron-Proton-Kollisionen im Flüssigszintillator, als auch ein verzögertes aus der $Gd(n, \gamma)$ -Reaktion erzeugen, und damit Untergrund für sequentielle Reaktionen verursachen.

Sicherlich tragen diese Reaktionen ebenfalls zum Untergrund im Zentraldetektor bei, falls das Myon unerkannt bleibt. Die Rate dieser Reaktionen dürfte aber so klein sein, daß sie erst eine Rolle spielt, wenn die im nächsten Abschnitt beschriebenen verzögerten Ereignisse weitgehend eliminiert sind.

3.6.2 Verzögerte myoninduzierte Reaktionen

Je nach Energie und zeitlichem Abstand zum Myon lassen sich die induzierten Ereignisse grob in nur fünf Ereignistypen zusammenfassen. Für diese Ereignistypen wurden entsprechende *Monte-Carlo*-Berechnungen mit dem GEANT3-Programm und einer Modulschwelle von $E_{thr} = 3 \text{ MeV}$ durchgeführt. In Abbildung 22 sind die berechneten Energieverteilungen im Vergleich dargestellt.

- ▷ Durch Myoneinfangreaktionen und inelastische Myonstreuung im Detektorsystem werden Neutronen erzeugt, die nach Thermalisierung und Diffusion entweder vom Wasserstoff im Flüssigszintillator, vom Gadolinium in den Modulwänden oder vom Eisen der inneren passiven Abschirmung absorbiert werden. Die mittlere Absorptionszeit beträgt etwa $100 \mu\text{s}$ im Flüssigszintillator. Während die 2.2 MeV γ -Quanten aus der $p(n, \gamma)$ -Reaktion aufgrund der Energieschwelle kaum nachgewiesen werden können, hinterlassen die bei der $Gd(n, \gamma)$ -Reaktion emittierten γ -Quanten ($\langle m \rangle = 3$, $\Sigma E_\gamma = 8 \text{ MeV}$) ein Signal bis zu 10 MeV (siehe Abbildung 22a).

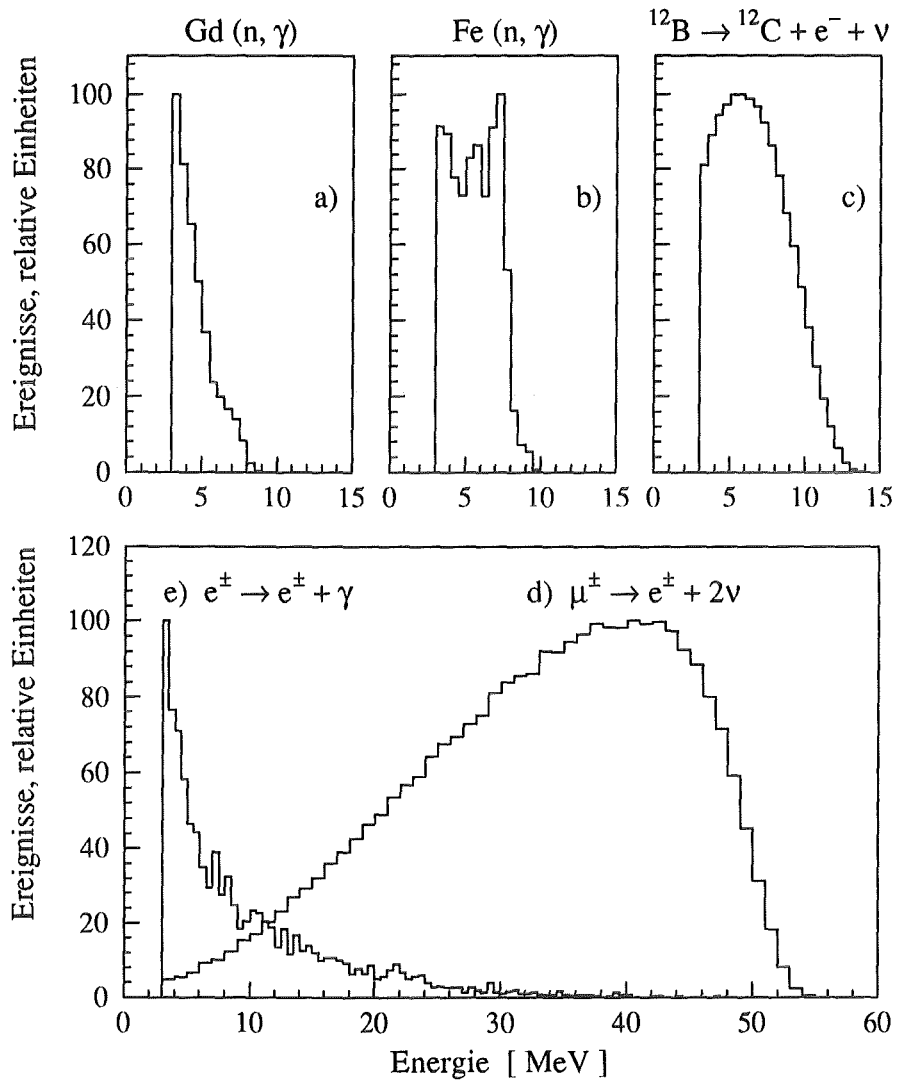


Abb. 22: Berechnete Energieverteilungen von myoninduzierten Ereignissen im KAR-MEN-Zentraldetektor. Die Verteilungen sind auf gleiche Maxima normiert.

- a) Neutronen, die im Gadolinium eingefangen werden ($\tau \approx 100 \mu\text{s}$),
- b) Neutronen, die im Eisen eingefangen werden ($\tau < 100 \mu\text{s}$),
- c) Elektronen aus ^{12}B -Zerfällen ($\tau = 29.1 \text{ ms}$),
- d) Michelektronen von Myonzerfällen im Flüssigszintillatorvolumen ($\tau \approx 2.2 \mu\text{s}$),
- e) Bremsstrahlung aus Myonzerfällen in der inneren passiven Eisenabschirmung. ($\tau \approx 2.2 \mu\text{s}$).

- ▷ γ -Quanten aus $\text{Fe}(n, \gamma)$ -Reaktionen können Energien bis 10 MeV aufweisen und ebenfalls ein entsprechendes Signal im Zentraldetektor auslösen (siehe Abbildung 22b).
- ▷ Aus Myoneinfangreaktionen $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ kann ^{12}B im Zentraldetektor gebildet werden, das nach $\tau = 29.14 \text{ ms}$ wieder zurück zum Kohlenstoff zerfällt über die Reaktion $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$. Die Endpunktsenergie der Zerfallselektronen beträgt 13.4 MeV. (siehe Abbildung 22c).
- ▷ Gestoppte Myonen zerfallen mit $\tau \approx 2.2 \mu\text{s}$ in Elektronen bzw. Positronen mit Energien bis zu 53 MeV entsprechend der Michelverteilung (siehe Abbildung 22d).
- ▷ Erfolgt der Myonzerfall in der inneren passiven Eisenabschirmung, so hat nur die Bremsstrahlungskomponente eine realistische Chance, die Eisenabschirmung zu verlassen, in den Zentraldetektor einzudringen und als *contained-event* sichtbar zu werden (siehe Abbildung 22e).

Als besonders gefährliche Untergrundquelle haben sich die γ -Quanten aus der inneren passiven Abschirmung herausgestellt. Aus diesem Grund wurde das Eindringvermögen dieser γ -Quanten in den Zentraldetektor mit Hilfe von *Monte-Carlo*-Simulationen berechnet.

3.6.3 Eindringvermögen von γ -Quanten in den Zentraldetektor

In der inneren passiven Abschirmung entstehen, wie soeben erläutert, γ -Quanten durch $\text{Fe}(n, \gamma)$ -Reaktionen und Michelelektronen, die beim Abbremsvorgang im Eisen Bremsstrahlungsquanten aussenden. Während erstere Energien bis 10 MeV aufweisen, reicht das Bremsstrahlungsspektrum bis zu 53 MeV. Die Elektronenenergie, bei der die Energieverluste durch Strahlung und Ionisation gleich groß sind, wird als kritische Energie E_c bezeichnet. Für Eisen ist sie $E_c \approx 800 \text{ MeV}/(Z + 1.2) \approx 30 \text{ MeV}$ [Pdg 92]. Somit ist Bremsstrahlung von Michelelektronen relativ wahrscheinlich.

Um nun das Eindringvermögen zu berechnen, wurden γ -Quanten aus der $\text{Fe}(n, \gamma)$ -Reaktion und Michelelektronen gleichverteilt in der inneren passiven Abschirmung gestartet und die auftretenden *contained-events* im Zentraldetektor aufsummiert. Für diese GEANT3-Simulationen wurde eine Modulschwelle von $E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$ benutzt.

Da die Strahlungslänge für Eisen $X_0 = 1.76 \text{ cm}$ beträgt [Pdg 92], stammen die meisten γ -Quanten, die in den Zentraldetektor eindringen, aus der dem Detektortank zugewandten Seite der inneren passiven Abschirmung. In Abbildung 23 ist für im Zentraldetektor registrierte Ereignisse die Tiefe (Abstand zur Innenseite) in der linken inneren passiven Abschirmung gezeigt, in der die entsprechende Reaktion stattfand.

Von besonderem Interesse ist, mit welcher Häufigkeit diese γ -Quanten bis ins Detektorinnere vordringen können. Abbildung 24 zeigt die Eindringtiefe für $\text{Fe}(n, \gamma)$ - und Brems-

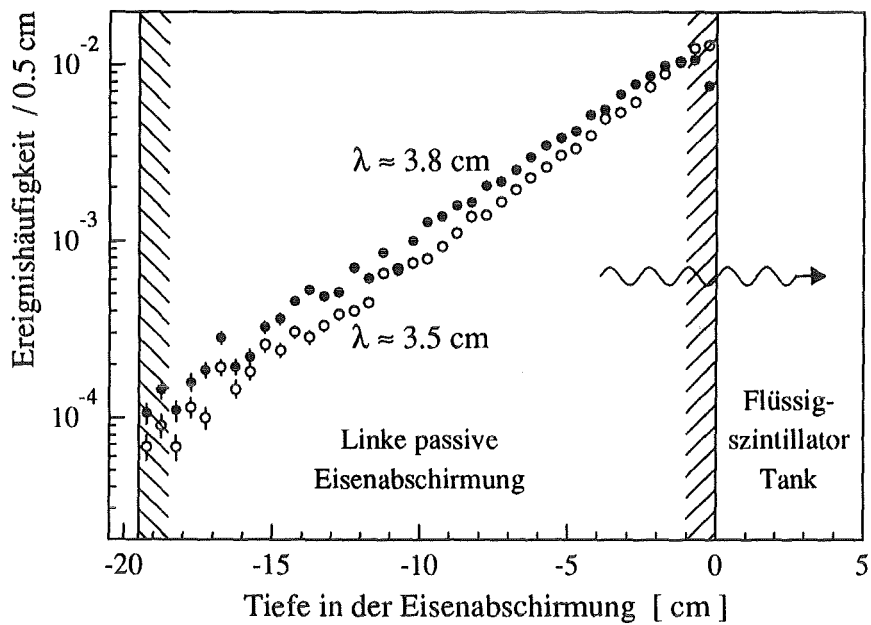


Abb. 23: Berechnete Tiefe in der linken passiven Eisenabschirmung, in der ϕ Neutronen eingefangen werden bzw. ϕ Myonen zerfallen und in Koinzidenz ein *contained-event* im Zentraldetektor nachgewiesen wird.

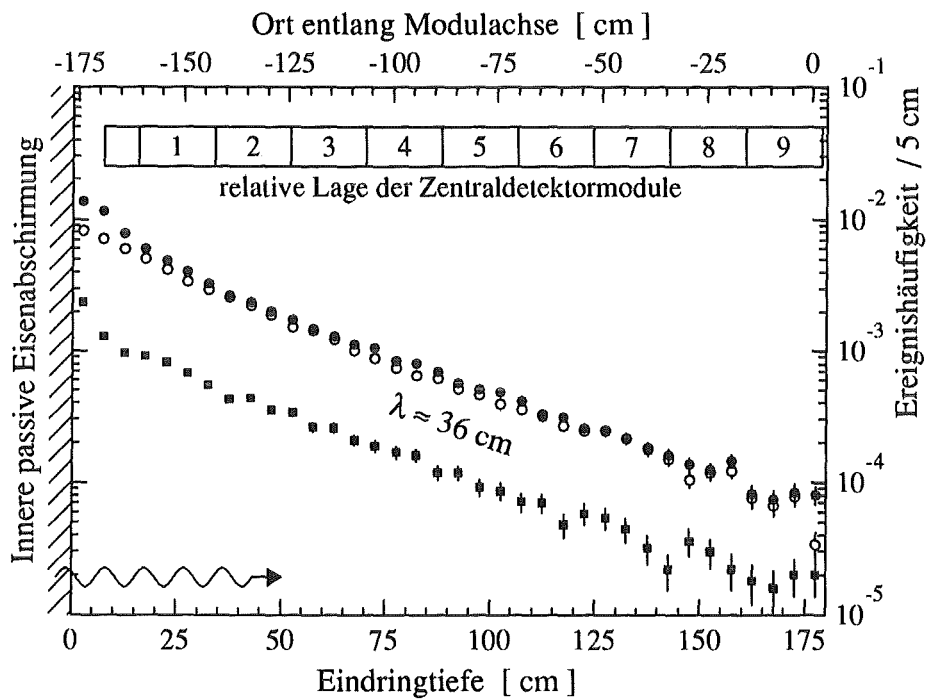


Abb. 24: Berechnete Eindringtiefe von Strahlung aus der *upstream*seitigen passiven Eisenabschirmung in den Zentraldetektor:

ϕ Neutroneneinfänge, ϕ Michelelektronen ($10 < \Sigma E < 15$ MeV).

strahlungsquanten aus der *upstream* seitigen Eisenabschirmung. Für die Bremsstrahlungsquanten ist auch noch die Verteilung für *contained-events* mit $10 < \Sigma E < 15$ MeV eingezeichnet. Die Verteilungen fallen in etwa exponentiell ab mit einer Abschwächlänge von $\lambda = 36$ cm, was relativ genau zwei Modulbreiten entspricht. Die leichte Überhöhung vor der Eisenwand stammt von Michelelektronen aus der Randschicht der Abschirmung, die eine deutlich geringere Reichweite haben als die γ -Quanten. Am oberen und unteren bzw. am linken und rechten Teil des Zentraldetektors können die Michelelektronen allerdings nicht eindringen, da der Antizähler dies sicher verhindert. Außer an den *upstream*- und *downstream*-Seiten berührt der Zentraldetektor nicht unmittelbar die Eisenwände. In Abbildung 24 ist daher die Lage der Module des Zentraldetektors relativ zur linken inneren passiven Abschirmung gezeigt, die einen Mindestabstand von etwa 15 cm aufweisen. Diese Umstände bewirken, daß an den *upstream*- und *downstream*-Seiten etwa 6% und an den anderen Seiten dagegen nur 3% der Myonzerfallsereignisse ein *contained-event* im Zentraldetektor verursachen. Für γ -Quanten aus Fe (n, γ) -Reaktionen ist die Rate mit ≈ 4.5 bzw. 2.5% etwas kleiner. Die Rate an den *upstream*- und *downstream*-Seiten dürfte in Wirklichkeit noch etwas größer sein, da die Bohrlöcher, in denen sich die Photomultiplier befinden, bei der Simulation nicht berücksichtigt wurden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß γ -Quanten aus der inneren passiven Abschirmung mit relativ großer Wahrscheinlichkeit bis ins Innere des Zentraldetektors vordringen können, und damit eine gefährlich Untergrundquelle darstellen, die sich mit einem *fiducial volume cut* nur teilweise beseitigen läßt. Messungen dazu werden in Kapitel 6 präsentiert.

4 Messung von Myonzerfall und μ -Ladungsverhältnis

Monte-Carlo-Berechnungen sagen vorher [Han 91], daß pro Sekunde 144 ± 10 Myonen im Zentraldetektor und 281 ± 20 Myonen in der inneren passiven Abschirmung des KARMEN-Detektors gestoppt werden. Dies entspricht etwa 1.2 bzw. $2.4 \cdot 10^6$ gestoppten Myonen pro Tag. Da die meisten von diesen zerfallen, ist es möglich, Myonzerfallsreaktionen im KARMEN-Detektor mit relativ wenig Meßzeit sehr genau zu messen.

Insbesondere kann die Zeit- und Energieverteilung von Myonzerfallsereignissen im Zentraldetektor mit sehr hoher Statistik bestimmt werden. Aus der Zeitverteilung läßt sich dann das μ^+/μ^- -Ladungsverhältnis sowie die Rate der gestoppten Myonen im Zentraldetektor ableiten.

4.1 Spezialmessungen zum Myonzerfall

Um den Myonzerfall im KARMEN-Detektor mit hoher Statistik messen zu können, bedarf es Spezialmessungen, da die aufgenommenen Daten von normalen Neutrino-Runs dies nicht oder nur mit schlechter Statistik erlauben. Bei ν -Runs wird nach jedem gestoppten Myon eine *hardware*-Totzeit von $10 \mu\text{s}$ angelegt, wodurch der Großteil aller Myonzerfallsereignisse gar nicht aufgenommen wird. Zudem muß ein Ereignis in das kurze, $300 \mu\text{s}$ lange prompte Zeitfenster fallen, damit die Strahlperiode aufgenommen wird.

Um Daten zum Myonzerfall zu erhalten, wurden deshalb Spezialmessungen mit folgender Einstellung durchgeführt.

- ▷ Eine Strahlperiode wird aufgenommen, falls mindestens ein *contained-event* innerhalb der gesamten Meßzeit von 15.95 ms auftritt. Es gibt also kein "promptes Zeitfenster".
- ▷ Es wird keine *hardware*-Totzeit ($10 \mu\text{s}$) nach gestoppten Myonen angelegt.
- ▷ Von allen Ereignistriggern werden die *data-stack*-Daten aufgenommen, die die Minimalinformation über den Zeitpunkt und das Seitenpattern des Ereignisses enthalten.

Runserie 34 wurde mit dieser Einstellung durchgeführt, in Tabelle 7 sind die allgemeinen Daten dieses Runs zusammengefaßt.

Generell eignen sich diese Messungen zur Untersuchung von myoninduzierten Ereignissen, die sehr schnell ($> 1 \mu\text{s}$) nach dem Stopp eines Myons auftreten, insbesondere aber um den Zerfall des Myons mit hoher Statistik messen zu können.

4.2 Myonzerfallszeit

Um das Myonzerfallszeitspektrum zu erhalten, wurde bei der Auswertung der Daten aus den Spezialmessungen folgendermaßen vorgegangen:

- ▷ Für jedes aufgenommene *contained-event* wurde in den *data-stack*-Daten nach gestoppten Myonen gesucht, die im Zeitraum bis zu $25 \mu\text{s}$ zuvor auftraten. Die gestoppten Myonen wurden dabei über das Seitenpattern identifiziert.

Tab. 7: Allgemeine Daten der Spezialmessung zum Myonzerfall (Runserie 34)

Runserie 34	
Aufnahmezeitpunkt	November 1991
Aufgenommene Files (6250 bpi-Bänder)	13
Aufgenommene Strahlperioden	4 107 682
Meßzeit (h:min:sec / Sekunden)	18:38:45 / 67 125
Aufgenommene <i>contained-events</i>	15 709 196
<i>hardware-Totzeit</i> (%)	0.2

- ▷ Die Energie der *contained-events* mußte mindestens 15 MeV betragen, um selbst kleinste Beiträge zum Zerfallsspektrum von Neutronen aus der Myoneinfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ sicher ausschließen zu können. γ -Quanten aus der Neutroneneinfangreaktion $\text{Gd}(n, \gamma)$ können im Zentraldetektor ein Signal bis zu 10 MeV erzeugen.

Das so erhaltene Zerfallsspektrum ist in Abbildung 25 als durchgezogene Linie dargestellt. Man erkennt, daß es bis etwa $10 \mu\text{s}$ exponentiell abfällt, dann aber in einen konstanten Untergrund übergeht. Um diesen Untergrund an unkorrelierten Ereignissen zu bestimmen, wurden die *data-stack*-Daten von der vorhergegangenen Strahlperiode benutzt, um in gleicher Weise nach gestoppten Myonen bis zu $25 \mu\text{s}$ zuvor zu suchen. So erhält man den in Abbildung 25 gestrichelt eingezeichneten Untergrund. Nach Abzug dieses konstanten Untergrunds von 337.5 ± 1.9 Ereignissen ergibt sich die als Punkte dargestellte Kurve, die über nahezu 5 Dekaden exponentiell abfällt. Dies ist umso beeindruckender, wenn man bedenkt, welche einfache Schnitte und Untergrundkorrektur benutzt wurden. Die Statistik ist mit 4 247 000 nachgewiesenen Michelelektronen sehr hoch.

Dieses extrem "saubere" Myonzerfallszeitspektrum kann nun dazu benutzt werden, das μ^+/μ^- -Ladungsverhältnis sowie die Zerfallsrate der Myonen im KARMEN-Detektor zu bestimmen.

4.3 Bestimmung des μ^+/μ^- -Ladungsverhältnisses

Da die Zerfallszeit des Myons mit hoher Statistik und großer Genauigkeit gemessen werden konnte, wurde es möglich, das Myonladungsverhältnis $R(\mu^+/\mu^-)$ aus einem Fit an das Zerfallszeitspektrum zu bestimmen. Diese Methode unterscheidet sich gänzlich von den üblichen Messungen mit Magnet- oder Reichweitespektrometern [All 73]. Ein entsprechendes Verfahren wurde, wie sich in der Zwischenzeit herausstellte, auch von der Kamiokande-Gruppe in Japan zur Bestimmung von $R(\mu^+/\mu^-)$ in ihrem Wasser-Čerenkov-Detektor angewandt [Yam 91].

Positive Myonen, die nicht dem nuklearen Einfang unterliegen, zerfallen mit einer Lebens-

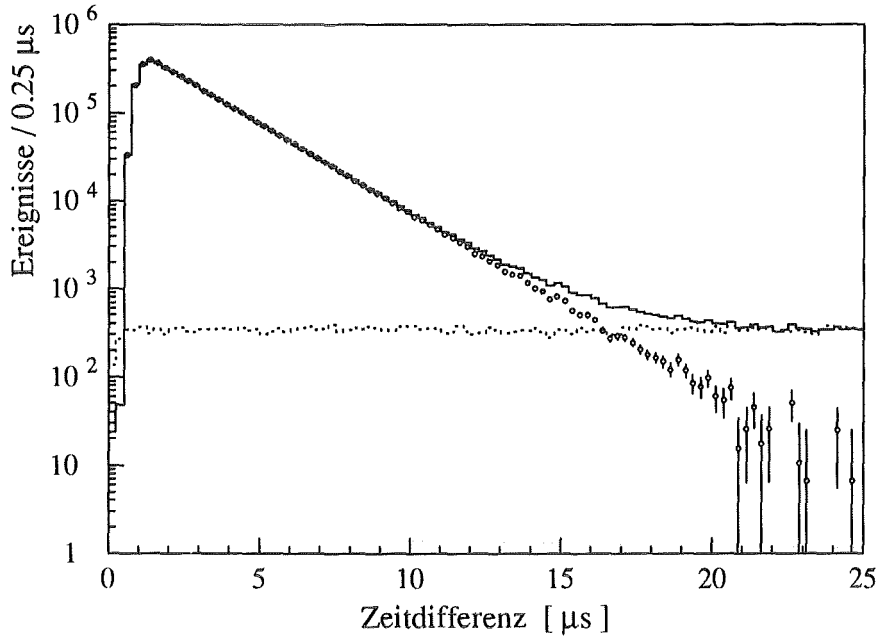


Abb. 25: Zeitdifferenz zwischen gestoppten Myonen im Zentraldetektor und *contained-events* mit $E > 15 \text{ MeV}$: — Gemessene Verteilung, ---- unkorrelierte Untergrundereignisse und \circ untergrundkorrigiertes Zerfallsspektrum.

dauer von $\tau_{\mu^+} = (2.19703 \pm 0.00004) \mu\text{s}$. Dagegen ist die Zerfallszeit von negativen Myonen durch den konkurrierenden Einfang am Kohlenstoff geringer: $\tau_{\mu^-} = (2.0263 \pm 0.0015) \mu\text{s}$. Entsprechend dem Anteil von positiven und negativen Myonen setzt sich die beobachtete Zerfallskurve somit aus zwei Komponenten zusammen:

$$N(t, t + \Delta t) = N_+ \cdot (1 - e^{-\Delta t/\tau_{\mu^+}}) \cdot e^{-t/\tau_{\mu^+}} + N_- \cdot (1 - e^{-\Delta t/\tau_{\mu^-}}) \cdot e^{-t/\tau_{\mu^-}} ,$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \Delta t &= \text{Intervallbreite des Zerfallsspektrums} = 0.25 \mu\text{s}, \\ N_+, N_- &= \text{Anzahl der zerfallenden positiven, negativen Myonen}, \\ \tau_{\mu^+} &= (2.19703 \pm 0.00004) \mu\text{s}, \\ \tau_{\mu^-} &= (2.0263 \pm 0.0015) \mu\text{s} . \end{aligned}$$

Der Faktor $(1 - e^{-\Delta t/\tau})$ ist dabei einfach das Integral über das Intervall von t nach $t + \Delta t$. Der Anteil an negativen Myonen, die im Kohlenstoff eingefangen werden, beträgt $\alpha_c = 0.0785 \pm 0.0010$, wie man aus Tabelle 4 entnehmen kann. Der Anteil, der zerfällt, ist somit $\alpha_d = 1 - \alpha_c = 0.9215$. Damit berechnet sich das Myonladungsverhältnis R zu:

$$R(\mu^+/\mu^-) = \frac{N_+}{N_-/\alpha_d} .$$

Berücksichtigt man noch, daß die Gesamtzahl aller Myonen gleich $N_0 = N_+ + N_-/\alpha_d$ ist, so läßt sich $N(t, t + \Delta t)$ auch direkt in Abhängigkeit von N_0 und R ausdrücken:

$$N(t, t + \Delta t) = \frac{N_0}{R + 1} \left[R \cdot (1 - e^{-\Delta t/\tau_{\mu^+}}) \cdot e^{-t/\tau_{\mu^+}} + \alpha_d \cdot (1 - e^{-\Delta t/\tau_{\mu^-}}) \cdot e^{-t/\tau_{\mu^-}} \right] , \quad (5)$$

Das in Abbildung 25 dargestellte untergrundkorrigierte Zerfallszeitspektrum wurde mit dem Fitprogramm MINUIT an die Formel (5) angepaßt und einer sorgfältigen statistischen Analyse unterzogen. Dabei wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Größe

$$\chi^2(\vec{\alpha}) = \sum_{i=1}^n \frac{(f(x_i, \vec{\alpha}) - e_i)^2}{\sigma_i^2},$$

- mit $f(x_i, \vec{\alpha})$ = Testfunktion,
 $\vec{\alpha}$ = Vektor der freien Parameter,
 n = Anzahl der exp. Datenpunkte,
 e_i = exp. Datenpunkte,
 σ_i = Fehler der exp. Datenpunkte,

in Abhängigkeit der Fitparameter N_0 und R minimiert. Beschreibungen über das Fitprogramm MINUIT und das Verfahren zur Funktionsminimierung und Fehleranalyse findet man unter [Ead 71, Minuit].

Es ergaben sich je nach Fitintervall die in Tabelle 8 dargestellten Werte für N_0 , R und χ_{red}^2 . Wie man sieht, sind die Ergebnisse des Fits relativ unabhängig vom Fitintervall.

Tab. 8: Fitparameter N_0 , R und χ_{red}^2 in Abhängigkeit vom Fitintervall

Fitintervall (μs)	N_0	$R (\mu^+/\mu^-)$	χ_{red}^2
2.0 ... 10.0	6 857 400 \pm 11 100	1.341 \pm 0.055	0.707
2.0 ... 15.0	6 861 700 \pm 10 000	1.316 \pm 0.046	1.013
2.0 ... 20.0	6 860 000 \pm 9 900	1.325 \pm 0.045	1.034
3.0 ... 15.0	6 860 000 \pm 15 560	1.320 \pm 0.060	1.016
4.0 ... 15.0	6 869 800 \pm 23 700	1.293 \pm 0.077	1.057

Auch die Tatsache, daß das reduzierte χ^2 sehr nahe bei eins liegt, bestätigt, daß die durch Formel (5) beschriebene Verteilung den Verlauf der Datenpunkte gut beschreibt. Beim Fitintervall von 2 und 15 μs liegt χ_{red}^2 am nächsten bei eins. Dieses Intervall wird daher für alle weiteren Berechnungen und Darstellungen benutzt. In Abbildung 26 ist das Ergebnis des Fits im Vergleich mit den experimentellen Datenpunkten dargestellt. Zusätzlich ist noch der Verlauf eingezeichnet, der sich ergeben würde, wenn alle zerfallenden Myonen eine Lebensdauer von $\tau_\mu = \tau_{\mu^+} = 2.19703 \mu\text{s}$ hätten (freier Zerfall).

In Abbildung 27 sind die Fehlerellipsen für die beiden Parameter N_0 und R in einem Konturplot dargestellt. Die innerste Ellipse definiert den Vertrauensbereich für eine Standardabweichung (1σ), die nächste für 2σ usw.. Dies sind genau die Linien, auf denen χ^2 die Werte $\chi^2 + 1$, $\chi^2 + 4$, ... $\chi^2 + i^2$ annimmt (siehe [Ead 71]). Daraus läßt sich auch der oben angegebene Fehler (eine Standardabweichung) ablesen, indem man die innerste Ellipse auf die x-Achse projiziert.

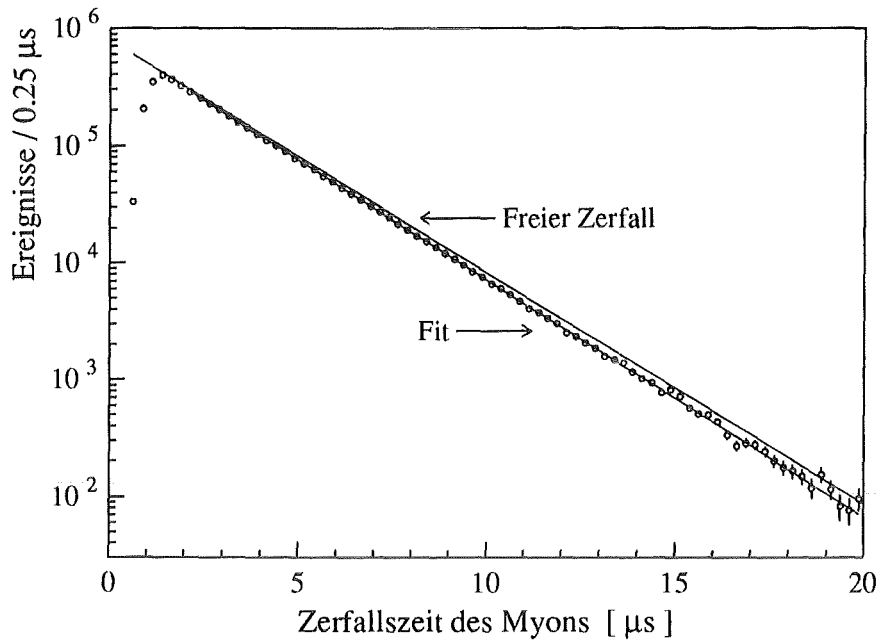


Abb. 26: Fit nach Formel (5) an das gemessene Myonzerfallszeitspektrum ϕ .
 Zum Vergleich: — Verlauf für $\tau_\mu = \tau_{\mu^+} = 2.19703 \mu\text{s}$ (freier Zerfall).

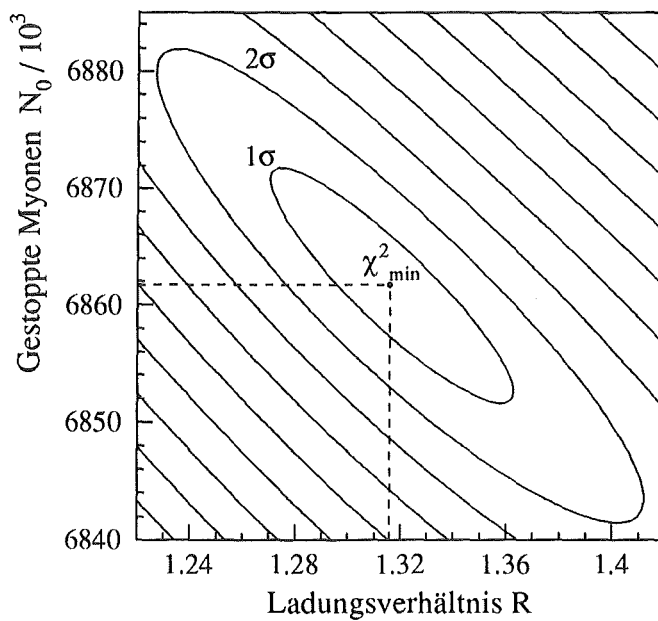


Abb. 27: Konturplot der χ^2 -Linien in Abhängigkeit von N_0 und R . Dargestellt sind die Fehlerellipsen für eine, zwei, ... neun Standardabweichungen.

Als systematische Fehlerquellen spielen die Genauigkeit der Zeitskala und des Zeitnullpunkts eine gewisse Rolle. Nimmt man an, daß die Zeitskala um den Faktor 5×10^{-5} größer bzw. kleiner ist, so ändert sich der optimale (gefittete) Wert von R um $+0.003$ bzw. -0.004 . Es ist zu bemerken, daß die relative Genauigkeit des verwendeten TDC's mit $5 \cdot 10^{-6}$ angegeben ist. Variiert man den Zeitnullpunkt um ± 50 ns, dann ist der Einfluß auf R gleich -0.003 bzw. $+0.002$. Eine Nullpunktabweichung von 50 ns ist ebenfalls eine großzügige Annahme. Der systematische Fehler ist damit klein im Vergleich zum statistischen Fehler und wird mit $\sigma_{syst} = 0.01$ abgeschätzt.

Zusammenfassend ergibt sich für das Myonladungsverhältnis $R(\mu^+/\mu^-)$ der gestoppten Myonen im KARMEN-Detektor:

$$R(\mu^+/\mu^-) = 1.32 \pm 0.04(stat) \pm 0.01(syst)$$

Dieses Ladungsverhältnis gilt für Myonen, die im Zentraldetektor gestoppt wurden. Mit Hilfe einer *Monte-Carlo*-Simulation konnte der primäre Myonimpuls abgeleitet werden, den Myonen haben müssen, damit sie das Eisenblockhaus sowie die innere passive Eisenabschirmung durchqueren und genau im Zentraldetektor gestoppt werden. In Abbildung 17d) auf Seite 52 ist die berechnete Verteilung dargestellt. Der mittlere Myonimpuls beträgt 5.1 GeV/c.

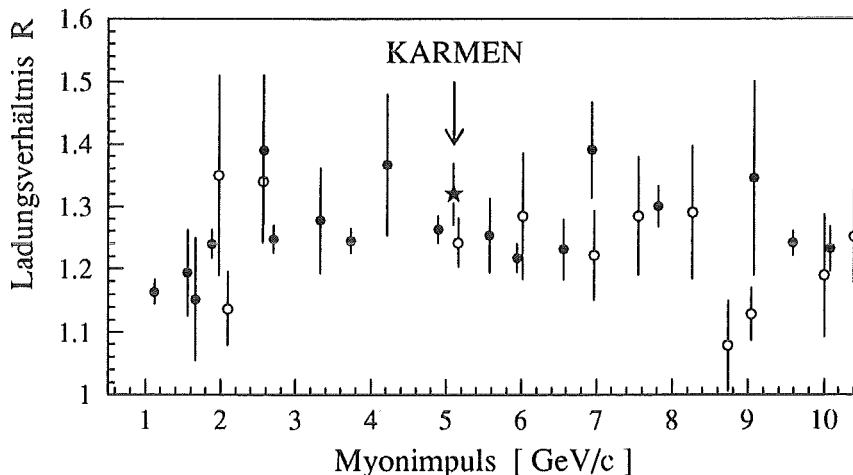


Abb. 28: Gemessenes Myonladungsverhältnis R für ϕ vertikale und ϕ horizontale Myonen im Vergleich mit dem KARMEN-Wert (aus [All84]).

Das Ergebnis für R ist in guter Übereinstimmung mit dem aus anderen Experimenten, wie aus Abbildung 28 ersichtlich wird. Der KARMEN-Detektor ist über den gesamten Winkelbereich der Myonen sensitiv, da aber die meisten von "oben" kommen, wird das Ladungsverhältnis von vertikalen Myonen dominiert. Die *Particle Data Group* [Pdg92] gibt einen mittleren Wert von 1.25... 1.30 an.

Der experimentell bestimmte Wert von R für den KARMEN-Detektor wird später bei der Berechnung von Nachweiswahrscheinlichkeiten und Myoneinfangraten benötigt, da

nur negative Myonen dem Einfang an Kernen unterworfen sind. Der Anteil an negativen Myonen beträgt demnach:

$$\frac{N(\mu^-)}{N(\mu^+) + N(\mu^-)} = \frac{1}{R + 1} = (43.1 \pm 0.9)\% .$$

Die relative Ungenauigkeit dieses Wertes beträgt somit 2.2%.

4.4 Myonzerfallsrate im Zentraldetektor

In Kapitel 4.3 wurde neben dem Myonladungsverhältnis $R(\mu^+/\mu^-)$ auch die Gesamtzahl aller gemessenen gestoppten Myonen im Zentraldetektor bestimmt. Sie betrug $N_0 = 6\,861\,700 \pm 10\,000$. Berücksichtigt man die Meßzeit von 67 125 s und die Nachweiswahrscheinlichkeiten, dann kann die Rate angegeben werden, mit der Myonen im KARMEN-Zentraldetektor zerfallen bzw. gestoppt werden. Mit dem Energieschnitt von $E > 15$ MeV ergibt sich eine gemessene Rate von 102.2 Hz. Die Korrekturen und Daten, die in die Berechnung eingehen, sind in Tabelle 9 aufgelistet.

Tab. 9: Zahlen und Daten zur Bestimmung der Myonzerfallsrate

Identifizierte gestoppte Myonen (N_0 aus Fit)	$6\,861\,700 \pm 10\,000$
Meßzeit	67 125 s
⇒ Gemessene Rate an gestoppten Myonen mit $E > 15$ MeV	102.2 Hz
Energieschnitt $E > 15$ MeV (<i>Monte-Carlo</i> -Rechnung)	0.767 ± 0.010
<i>hardware</i> -Totzeitverluste (0.2%)	0.998 ± 0.001
Effizienz des Myonzählers und der Seitenpattern	0.990 ± 0.005
⇒ Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonzerfallsereignisse	0.756 ± 0.011

Der über die Seitenpattern nachgewiesene Myonfluß ist kleinen zeitlichen Schwankungen unterworfen. Die Ursache dafür sind "echte" Schwankungen des primären Myonflusses wie auch geringe Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit durch *hardware*-Änderungen in der Elektronik. Für die Seitenpattern von gestoppten Myonen betragen diese Fluktuationen 2.5% gemittelt über die letzten zwei Jahre (siehe auch Anhang B.1.1). Damit erhöht sich der relative Fehler auf etwa 3%. Berücksichtigt man dies, ergibt sich die Rate an gestoppten Myonen im KARMEN-Zentraldetektor zu:

Rate an gestoppten Myonen im Zentraldetektor = 135 ± 4 Hz

Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit entsprechenden *Monte-Carlo*-Berechnungen, die eine Rate von 144 ± 10 Hz ergaben [Han 91]. Da 92.15% der gestoppten μ^- zerfallen, ergibt sich die Zerfallsrate aller Myonen zu (130 ± 4) Hz.

Als Nebenprodukt dieser Auswertung läßt sich auch die Rate angeben, mit der Myonen den KARMEN-Zentraldetektor ganz durchqueren:

Ein Myonzähler oder Antizähler spricht zusammen mit dem Zentraldetektor 1216 mal pro Sekunde an (siehe Tabelle 18 auf Seite 118). Diese Rate kann mit der Häufigkeit gleichgesetzt werden, mit der Myonen in den Zentraldetektor eintreten. Da nun 135 Myonen pro Sekunde gestoppt werden, bedeutet dies, daß Myonen mit einer Rate von 1081 Hz den Zentraldetektor durchqueren. Diese Zahlen sind ebenfalls wieder in guter Übereinstimmung mit Berechnungen von [Han 91], der die Eindringrate mit (1292 ± 90) Hz angibt.

4.5 Multiplizitäts- und Energieverteilung der Michelelektronen

Neben dem Zeitspektrum läßt sich auch das Energiespektrum der Michelelektronen aus dem Myonzerfall mit hoher Statistik bestimmen. Zur Untergrundunterdrückung setzt man ein Fenster auf die Zerfallszeit von 2 bis $6 \mu\text{s}$. Wie man aus Abbildung 25 ersieht, befindet man sich in diesem Zeitfenster deutlich oberhalb des unkorrelierten Untergrunds. Der Anteil von myoninduzierten Neutronen zum Energiespektrum unter 10 MeV ist ebenfalls sehr gering und kann daher vernachlässigt werden.

Mit diesen Schnitten ergibt sich die in Abbildung 29 dargestellte Michelelektronenverteilung. Der Anteil aus unkorrelierten Ereignissen ist mit 0.3%, wie erwartet, extrem gering. In dieselbe Abbildung ist auch die theoretische Energieverteilung eingezeichnet, mit der

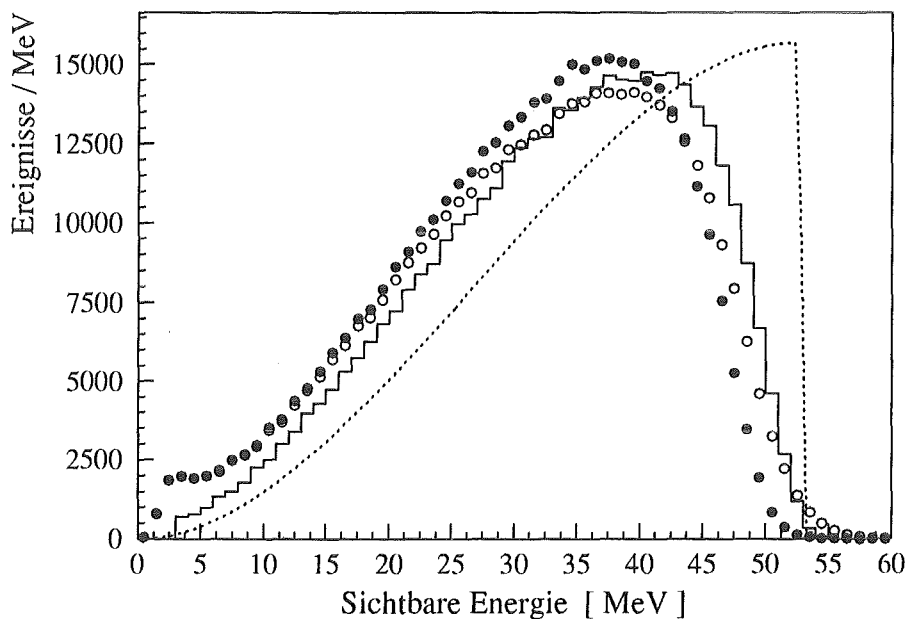


Abb. 29: Sichtbare Energie von Michelelektronen aus dem Myonzerfall: \circ gemessen ohne, \bullet mit Berücksichtigung des Überkoppelns ($\alpha = 6.5\%$). — Monte-Carlo-Berechnung ($E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$), ---- theoretische Verteilung.

die Michelelektronen im Zentraldetektor erzeugt werden. Wie man erkennt, ist der Großteil der deponierten Energie im KARMEN-Detektor auch wirklich sichtbar, was auf den

geringen Anteil (4.5 Gew.%) an nichtaktivem Material im Zentraldetektor zurückzuführen ist.

Das experimentelle Spektrum wird verglichen mit einem berechneten Spektrum aus einer *Monte-Carlo*-Simulation, bei der ein Energieschnitt von $E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$ pro Modul benutzt wurde. Die Rekonstruktion des Energiespektrums wird erschwert durch die Tatsache, daß Szintillationslicht in benachbarte vertikale Module übertreten kann. Die Module sind also nicht vollständig optisch getrennt. Dieser Effekt wurde experimentell bestimmt und beträgt je nach Lage des Moduls im Mittel bis zu 6.5%. Das Verfahren zur Bestimmung des Überkoppels und dessen Korrektur ist in [Wöl92] beschrieben. In Abbildung 29 ist das Energiespektrum vor und nach dieser Korrektur dargestellt.

Die Auswirkungen des Überkoppels und der Korrektur lassen sich am besten anhand der Multiplizitätsverteilung der Michelelektronen demonstrieren. In Abbildung 30 sind

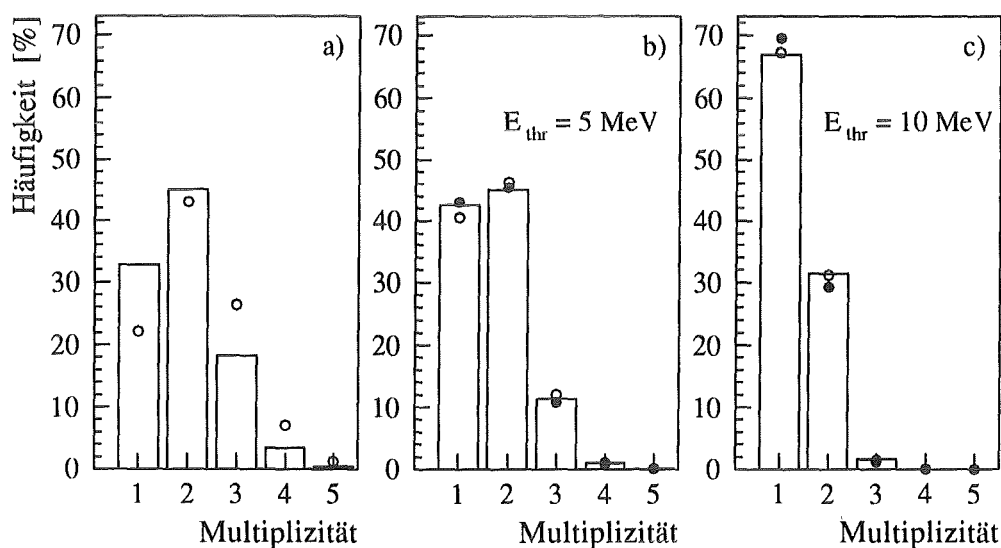


Abb. 30: Modulmultiplizität von Michelelektronen: \circ gemessen ohne, \bullet mit Berücksichtigung des Überkoppels ($\alpha = 6.5\%$), — *Monte-Carlo*-Berechnung mit entsprechender Modulschwelle.

a) keine *software*-Schwelle, $E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$ für Berechnung, b) *software*-Schwelle pro Modul $E_{\text{thr}} = 5 \text{ MeV}$, c) $E_{\text{thr}} = 10 \text{ MeV}$.

die Verteilungen für verschiedene Modulschwellen dargestellt. In a) wurde keine *software*-Schwelle angewandt. Am Vergleich mit der berechneten Verteilung ($E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$) erkennt man deutlich, daß die gemessene Multiplizität zu höheren Werten hin verschoben ist, was eben durch das Überkoppeln verursacht wird. Setzt man nun bei der Auswertung eine *software*-Schwelle von $E_{\text{thr}} = 5$ bzw. 10 MeV pro Modul, so werden im wesentlichen diejenigen Module eliminiert, die nur ansprechen, weil Szintillationslicht von einem darüber- bzw. darunter liegenden Modul übergetreten war. Das Ergebnis ist in Abbildung 30b) und c) dargestellt. Wie man sieht, nimmt der Einfluß des Überkoppels mit steigender Schwelle stark ab und die Übereinstimmung mit entsprechenden *Monte-Carlo*-Berechnungen wird gut.

Des weiteren ist der Vergleich mit dem *Monte-Carlo* ein empfindlicher Test für die Energiegleichung. Wie man erkennt, gibt es vor allem am hochenergetischen Ende des Spektrums eine kleine Abweichung, die allerdings nur ca. 5.0% der Eichskala beträgt. Auch die Auswertung mit *software*-Modulschwellen ändert an dieser Abweichung prinzipiell nichts. Die Problematik des Überkoppeln ist sehr komplex und zudem sehr stark von den individuellen Modulschwellen abhängig. Diese wiederum werden unmittelbar vom Nullpunkt der Energieskala beeinflusst. Entsprechende Untersuchungen zur Klärung dieser Diskrepanz sind im Moment im Gange [Eit 92, Wol 92].

4.6 Räumliche Verteilung der Michelelektronen

Aus der räumlichen Verteilung der Michelelektronen im KARMEN-Zentraldetektor kann man ableiten, wo Myonen im Zentraldetektor gestoppt werden. Abbildung 31 zeigt die Verteilung in Abhängigkeit von Spalten, Reihen und dem Ort entlang der Modulachse. Zur Bestimmung dieser Verteilungen wurden dieselben Schnitte wie zur Erzeugung der Energieverteilung benutzt (siehe oben). Am Rande des Detektors nimmt die Nachweis-

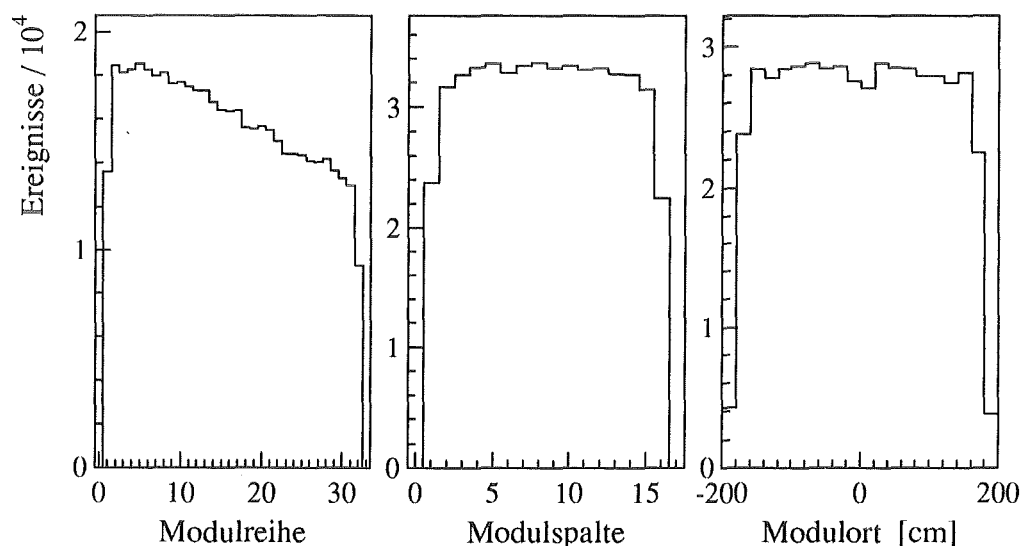


Abb. 31: Verteilung der Ereignisorte von Michelelektronen im KARMEN-Zentraldetektor.

wahrscheinlichkeit für Michelelektronen ab, da erstens Sekundärteilchen (im wesentlichen γ 's) den Zentraldetektor verlassen können und zweitens die Antizähler mit ansprechen können, was zum *hardware*mäßigen Verwerfen des Ereignisses führt. Während die Verteilungen für Modulspalte und -ort praktisch konstant sind, ist eine starke Abnahme von oben nach unten im Zentraldetektor erkennbar. Diese Abnahme wird primär durch die besondere Geometrie des Eisenblockhauses und den Standort des Detektors in diesem verursacht, wie entsprechende *Monte-Carlo*-Simulationen zeigen [Han 91].

5 Messung der Myoneinfangreaktionen

Ziel dieser Messungen war es, die Myoneinfang- und deren Folgereaktionen im KARMEN-Detektor mit großer Genauigkeit zu vermessen. Folgende Einfangreaktionen sind dabei zu unterscheiden.

1. Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ -Reaktion: Das entstehende Neutron wird im Zentraldetektor nach im Mittel $100\ \mu\text{s}$ vom Gadolinium in den Modulwänden absorbiert und über die γ -Quanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion nachgewiesen, die ein Signal bis zu $10\ \text{MeV}$ im Detektor hinterlassen.
2. Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion: Das gebildete ^{12}B zerfällt nach $\tau = 29.1\ \text{ms}$ wieder zurück zum Kohlenstoff über $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$. Die Endpunktenergie des Zerfallsspektrums der Elektronen beträgt $13.4\ \text{MeV}$.
3. Die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion: Diese seltene Reaktion kann durch die gleichzeitige Beobachtung von Neutron und Zerfallselektron nachgewiesen werden.

5.1 Spezialmessungen zum Myoneinfang

Um den Einfang des Myons im KARMEN-Detektor mit hoher Statistik und gutem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis messen zu können, bedarf es ebenfalls Spezialmessungen. Aufgrund der langen Koinzidenzzeit durch den ^{12}B -Zerfall ($\tau = 29.1\ \text{ms}$) muß die räumliche Korrelation zum Ende der Myonspur ausgenutzt werden. Dazu müssen die Spuren von gestoppten Myonen in den Experimentdaten vorhanden sein. Der Trigger für diese Spezialmessung ist:

- ▷ Neben den *contained-events* werden auch die im Zentraldetektor gestoppten Myonspuren aufgenommen, um in der *offline*-Auswertung das Ende der Myonspur bestimmen zu können. Gestoppte Myonen werden dabei von der Triggerlogik (MLU) über das Seitenpattern identifiziert.
- ▷ Es wird fortlaufend über die gesamte Meßperiode von $15.95\ \text{ms}$ gemessen. Eine Strahlperiode wird demnach immer dann aufgenommen, wenn entweder ein *contained-event* oder ein gestopptes Myon ins Meßzeitfenster fällt. Es gibt also kein "promptes Zeitfenster" von $300\ \mu\text{s}$ wie bei den Neutrino-Runs.
- ▷ Von allen Ereignistriggern werden die *data-stack*-Daten aufgenommen, die die Minimalinformation über den Zeitpunkt und das Seitenpattern aller Ereignistrigger enthalten.
- ▷ Da für diese Messung die Michelelektronen aus dem Myonzerfall nicht benötigt werden, wird zudem eine *hardware*-Totzeit von $10\ \mu\text{s}$ nach jedem gestoppten Myon angelegt.

Mit dieser Triggereinstellung wurde Runserie 18 durchgeführt (siehe Tabelle 10).

Tab. 10: Allgemeine Daten der Spezialmessung zum Myoneinfang (Runserie 18)

Runserie 18	
Aufnahmezeitpunkt	September 1990
Aufgenommene Files (6250 bpi-Bänder)	34
Aufgenommene Strahlperioden	4 474 489
Meßzeit (h:min:sec / Sekunden)	19:49:28 / 71 368
Aufgenommene Ereignisse	15 709 196
hardware-Totzeit (%)	0.8

5.2 Der Endpunkt der Myonspur

Der Endpunkt der Myonspur wird durch die Modulreihe, -spalte und den Ort entlang der Modulachse festgelegt, an dem die Myonspur im Zentraldetektor endet. Für eine enge räumliche Korrelation ist es notwendig, diesen Punkt so genau wie möglich zu bestimmen. Dabei sind mehrere Punkte zu beachten, die im folgenden erläutert werden.

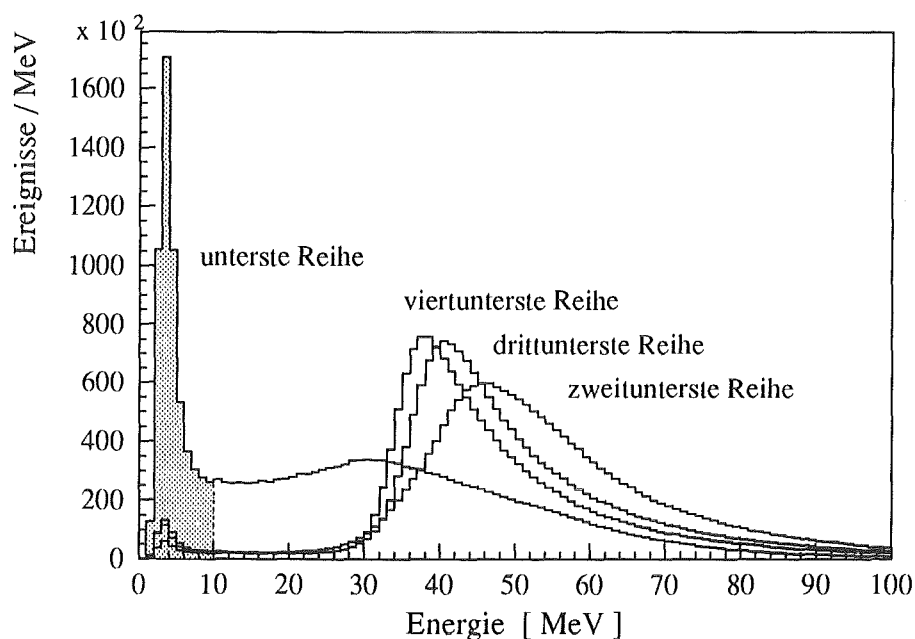


Abb. 32: Energieverteilung von gestoppten Myonen in den untersten vier Reihen der Spur.

Abbildung 32 zeigt den gemessenen Energieverlust von gestoppten Myonen in den untersten vier Reihen der Spur. Je geringer die kinetische Energie des Myons wird, desto mehr Energie verliert es im Mittel pro Modul. Die Energiefluktuation wandelt sich dabei von der Landau- über die Vavilov- zur Gaußverteilung. In der untersten angesprochenen

Modulreihe erkennt man allerdings zusätzlich eine starke Erhöhung unterhalb 10 MeV. Dies wird im wesentlichen durch Lichtüberkoppeln in vertikal benachbarte Module verursacht, wie dies bereits in Kapitel 4.5 beschrieben wurde. Da in den untersten Modulen der Spur im Mittel 40 MeV deponiert werden und etwa 6.5% des Lichts überkoppelt, rührt die unterste angesprochene Modulreihe mit $E < 10$ MeV fast ausschließlich von übergekoppeltem Licht. Aus diesem Grund werden bei der Bestimmung des Endpunkts der Myonspur nur Module berücksichtigt, die mehr als 10 MeV Energie aufweisen. Dadurch werden aber auch (wenige) Spuren abgeschnitten, bei denen das Myon nur wenige Zentimeter in das darunterliegende Modul eingedrungen ist.

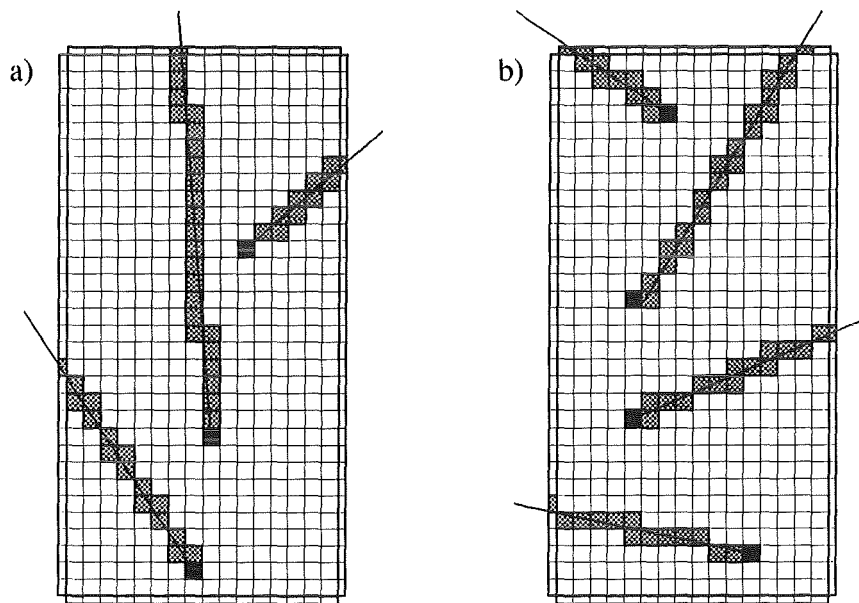


Abb. 33: Beispiele von Spuren gestoppter Myonen im Zentraldetektor mit $\Sigma E > 10$ MeV, bei denen a) ein Modul bzw. b) mehrere Module in der untersten Reihe angesprochen haben. ■ Modul, in dem die Myonspur endet.

Falls in der untersten Reihe nur ein Modul (über 10 MeV) angesprochen hat, legt dieses das Ende der Myonspur eindeutig fest (siehe Abbildung 33a). Sprechen dagegen in der untersten Reihe mehrere Module nebeneinander an – wie dies in 22% der Fälle vorkommt – so muß die Richtung, aus der das Myon kam, beachtet werden. Dieser Fall kommt besonders häufig bei flachen Myonspuren vor (siehe Abbildung 33b). Kommt das Myon von links, endet die Spur in dem Modul, das in der untersten Reihe am weitesten rechts liegt und umgekehrt. Um die Richtung des Myons ermitteln zu können, wird daher zusätzlich der Beginn der Spur durch das oberste angesprochene Modul bestimmt.

Abbildung 34 zeigt die räumliche Verteilung der Module und den Ort längs der Modulachse, die als das Ende von Myonspuren identifiziert wurden. Die starke Überhöhung am Rand der Module wird von Myonen verursacht, die den Zentraldetektor an der *upstream*- bzw. *downstream*-Seite wieder verlassen, ohne daß ein weiterer Anti- oder Myonzähler anspricht. Dies ist möglich, da der Myonzähler nicht bis zum Boden reicht und an diesen

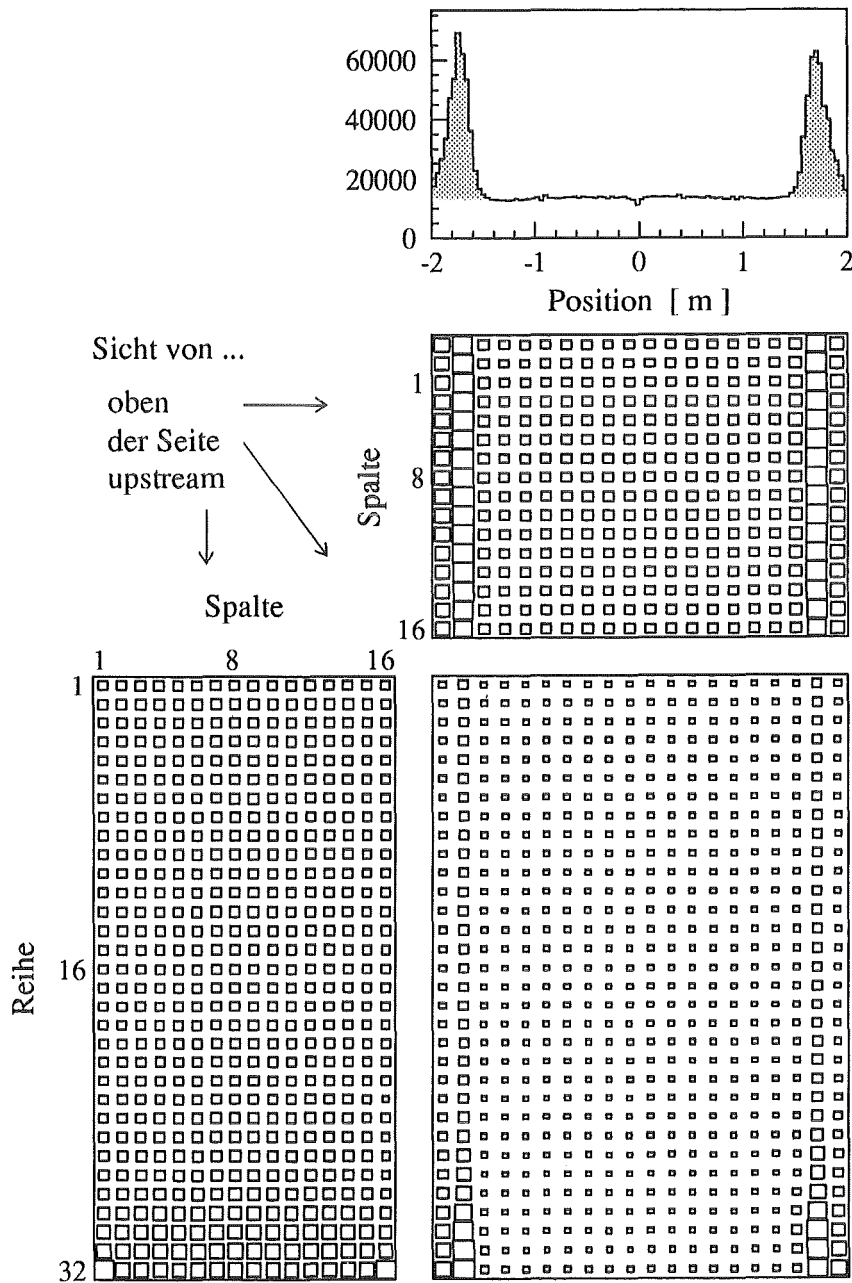



Abb. 34: Räumliche Verteilung des Endpunkts von Myonspuren. Dargestellt sind die Seitenansichten des Zentraldetektors sowie die Projektion auf die Modulachse (oberes Bild).  Anteil Myonen, die den Detektor unerkannt verlassen (Beschreibung siehe Text).

Seiten kein Antizähler vorhanden ist. Aufgrund des Raumwinkels für dieses Loch in der Abschirmung vergrößert sich dieser Effekt von oben nach unten stark.

Von den etwa 300 Myonen pro Sekunde, die die Triggerlogik (MLU) für gestoppte Myonen hält, sind in Wirklichkeit nur 135 "echte" gestoppte Myonen. Um also sicherzustellen, daß man es wirklich nur mit den gestoppten Myonen zu tun hat, muß man mindestens die äußerste Modullage sowie jenseits von ± 150 cm entlang der Modulachse abschneiden (*fiducial volume cut*).

5.3 Auswertung und Untergrundkorrektur

Die Auswertung besteht im wesentlichen aus der Suche nach der zeitlichen und räumlichen Korrelation zwischen dem Ende von Myonspuren und den *contained-events*. Zwischen Neutronen aus der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ -Reaktion und Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall kann dann anhand des unterschiedlichen zeitlichen Auftretens nach dem Stopp eines Myons unterschieden werden.

Die zur Verfügung stehenden Daten wurden zuerst einer Vorreduktion mit "groben" Schnitten unterzogen, um einen handlicheren Datensatz mit allen relevanten Daten für speziellere Untersuchungen zu erhalten. Dabei wurde wie folgt vorgegangen:

1. Myonspuren: Eine Myonspur wird durch das Mitsprechen eines Myonzählers identifiziert. Die Multiplizität im Zentraldetektor muß größer als drei sein. Für solche Spuren wird dann nach dem oben beschriebenen Verfahren das Spurende bestimmt. Es darf allerdings nicht in der äußersten Modullage ($row < 1.5$, $row > 31.5$ bzw. $col < 1.5$, $col > 15.5$), bzw. außerhalb von ± 150 cm entlang der Modulachse liegen.
2. *contained-events*: Ein *contained-event* wird durch das Nichtansprechen von Anti- bzw. Myonzählern identifiziert. Die Multiplizität im Zentraldetektor muß kleiner als sechs sein. Für solche Ereignisse wird dann die Energiesumme und der Ereignisort bestimmt. Der Ereignisort wird durch den energiegewichteten Schwerpunkt von allen angesprochenen Modulen festgelegt.
3. Zeitliche und räumliche Korrelation: Für alle ausgewählten Myonspuren wird bis zu 60 ms später nach dem Auftreten eines *contained-events* gesucht, dessen Ereignisort ± 2 Module bzw. ± 80 cm um das Ende der Myonspur liegt ($\Delta row < 2.5$, $\Delta col < 2.5$, $\Delta x < 80$ cm). Für die Untergrundkorrektur wird zusätzlich bis zu 600 ms vor dem Auftreten der Myonspur nach entsprechenden räumlichen Korrelationen gesucht.

Aufgrund der langen Koinzidenzzeit von bis zu 60 ms und der geringen Energie der zu erwartenden Ereignisse ($E < 15$ MeV) ist die Rate an unkorrelierten Ereignissen, die die räumliche Koinzidenzbedingung erfüllen, sehr hoch. Daher ist eine effiziente Korrektur (Untergrundsubtraktion) notwendig, um diese unkorrelierten Untergrundereignisse zu eliminieren.

Dies macht man am einfachsten, indem man zu einer gegebenen Myonspur nicht nur vorwärts in der Zeit nach *contained-events* sucht, sondern auch (für dieselbe Myonspur)

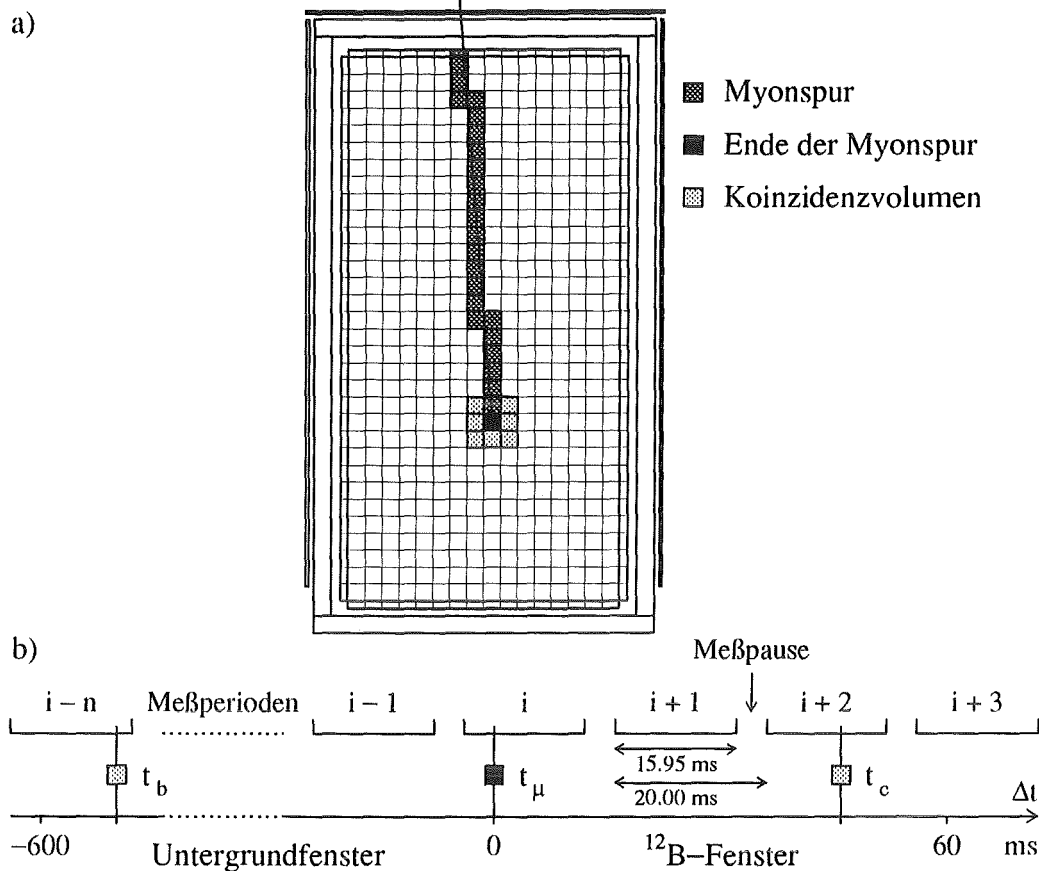


Abb. 35: Schematische Darstellung der Untergrundkorrektur (siehe Text).

- a) Festlegung des Endpunkts der Myonspur und des Koinzidenzvolumens.
b) Suche nach Ereignissen im Koinzidenzvolumen im ^{12}B - und Untergrundfenster

nach zeitlich zurückliegenden *contained-events* Ausschau hält. Diese *contained-events* stehen dann sicher in keinem Zusammenhang mehr mit der Myonspur; sie sind also unkorreliert. Dieses Verfahren hat gleichzeitig den Vorteil, daß die Meßbedingungen weitgehend identisch sind. Indem man das Untergrundfenster entsprechend groß wählt, kann die Signatur dieser unkorrelierten Ereignisse sehr genau bestimmt werden. Für die ^{12}B -Auswertung wurde ein zehnmal so großes Untergrundfenster benutzt.

Abbildung 35 zeigt schematisch, den Ablauf dieses Verfahrens. Ein Myon wird zur Zeit $t_\mu = 0$ im Zentraldetektor gestoppt. Dies ereignet sich innerhalb der i -ten Meßperiode. Nun wird im Zeitraum zwischen 1 und 60 ms danach nach dem Auftreten eines *contained-events* im Koinzidenzvolumen um das Ende der Myonspur gesucht. Des weiteren sucht man nach *contained-events*, die sich zwischen 1 und 600 ms vor dem Myon ereigneten. Dazu müssen auch Meßperioden herangezogen werden, die vor bzw. nach der i -ten Periode auftraten. Es können natürlich nur Ereignisse erfaßt werden, die sich innerhalb einer Meßperiode von 15.95 ms ereigneten. Ereignisse, die in die 4.05 ms langen Meßpausen fallen, sind verloren.

Das Verfahren zur Untergrundkorrektur soll am Beispiel des Energiespektrums der Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall demonstriert werden. Als räumliches Koinzidenzvolumen wird $\Delta_{row} < 0.5$, $\Delta_{col} < 0.5$ und $\Delta x < 40$ cm verlangt, d.h., daß das *contained-event* in dem Modul auftreten muß, in dem auch das Myon gestoppt wurde. In einem Zeitbereich zwischen 1 und 60 ms nach dem gestoppten Myon erhält man dann das in Abbildung 36 mit — dargestellte Histogramm. Für dasselbe gestoppte Myon sucht man dann rückwärts in der Zeit in einem Bereich zwischen 1 und 600 ms nach unkorrelierten *contained-events*. Die auf gleiche Meßzeit normierte Verteilung ist in Abbildung 36 mit ▨ dargestellt. Die untergrundkorrigierte Verteilung ergibt sich aus der Differenz der beiden Verteilungen — und ▨. Das so erhaltene ^{12}B -Zerfallsspektrum ist in Abbildung 36 mit ◊ dargestellt. Die Normierung der unkorrelierten Ereignisse ist dabei allerdings nicht immer gleich dem Verhältnis der Meßzeiten. Neben der Form der Zeitverteilung der unkorrelierten Ereignisse ist auch die etwas unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Suche vorwärts und rückwärts in der Zeit zu berücksichtigen. Der zweite Effekt kommt dadurch zustande, daß pro Meßperiode nur acht Ereignisse aufgenommen werden konnten. Falls z.B. das Myon gerade das achte Ereignis ist, kann bis zum Ende der Meßperiode auch kein *contained-event* mehr aufgenommen werden. In der Zeit vor dem Myon beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit dagegen 100% in derselben Meßperiode (ohne Berücksichtigung von Totzeiteffekten). Der Normierungsfaktor wurde daher unter Zugrundelegung der Poisson-Statistik mit Hilfe eines entsprechenden *Monte-Carlo*-Programms berechnet.

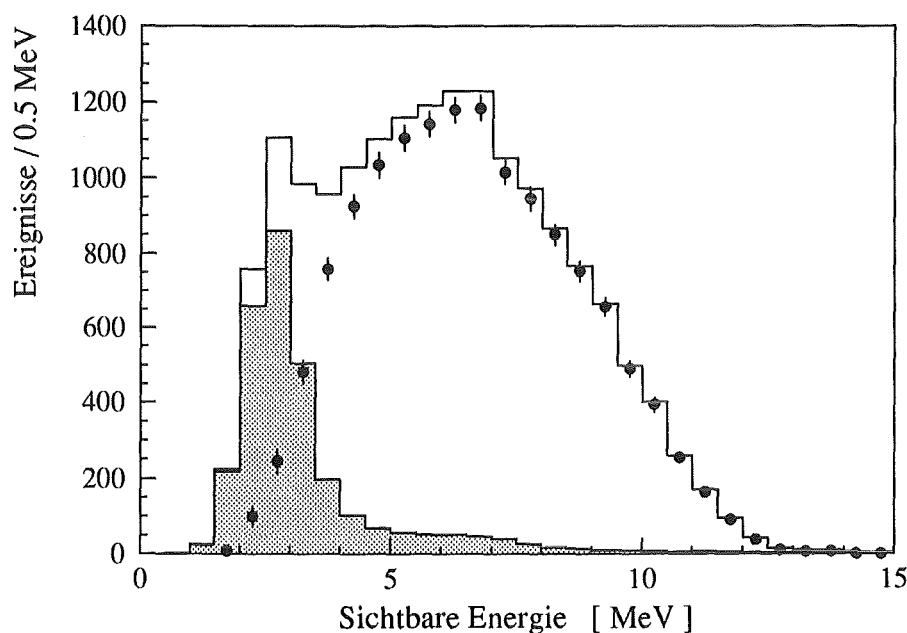
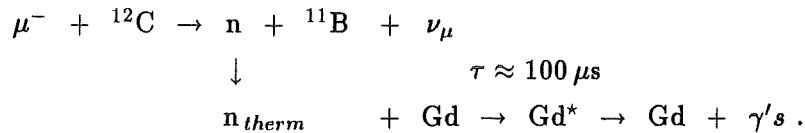


Abb. 36: Demonstration der Untergrundkorrektur am Beispiel des Energiespektrums für den ^{12}B -Zerfall:

- Gemessene Verteilung im 1...60 ms ^{12}B -Fenster.
- ▨ Gemessene, normierte Verteilung im 1...600 ms Untergrundfenster.
- ◊ Untergrundkorrigierte Energieverteilung.

5.4 Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ -Reaktion

Neutronen, die im Zentraldetektor entstehen oder in diesen eindringen, werden nach Thermalisierung und Diffusion entweder vom Wasserstoff im Flüssigszintillator oder aber vom Gadolinium in den Modulwänden nach im Mittel $100 \mu\text{s}$ absorbiert. Während die 2.2 MeV γ -Quanten aus der $p(n, \gamma)$ -Reaktion kaum nachgewiesen werden können, hinterlassen die bei der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion emittierten γ -Quanten ein Signal bis zu 10 MeV im Detektor.



Der Nachweis von Neutronen im KARMEN-Detektor über den Einfang am Gadolinium wird in [Gra 86, Gem 88a] und [Rau 86] näher beschrieben.

Im folgenden wird die Topologie von Neutronenereignissen im Zentraldetektor anhand ihrer räumlichen und zeitlichen Korrelation zum Ende der Myonspur vorgestellt. Der Nachweis dieser Neutroneneinfänge kann dann dazu benutzt werden, die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen im KARMEN-Detektor zu bestimmen.

Zur Auswertung der Neutronenereignisse wurde eine zeitliche Korrelation Δt von 20 bis $500 \mu\text{s}$ nach bzw. vor (Untergrund) dem Auftreten der Myonspur und ein Koinzidenzvolumen von $\Delta row < 2.5$, $\Delta col < 2.5$ und $\Delta x < 80 \text{ cm}$ um das Ende der Spur gefordert.

5.4.1 Zeitverteilung

In Abbildung 37 ist die gemessene Zeitdifferenz zwischen dem Auftreten von gestoppten Myonen und *contained-events* am Ende der Myonspuren dargestellt. Zum Vergleich dazu ist die mit dem Neutronentransportprogramm MORSE [Emm 75] berechnete Zeitverteilung eingezeichnet [Dre 90]. Sie ist ab etwa $50 \mu\text{s}$ in sehr guter Übereinstimmung mit der experimentellen Verteilung und zeigt den typischen Abfall mit $\tau \approx 100 \mu\text{s}$. Bei langen Myonspuren kann es vorkommen, daß die Auslese sehr lange dauert und damit das folgende Neutronenereignis verloren geht. Damit läßt sich die Abweichung unter $50 \mu\text{s}$ erklären.

5.4.2 Multiplizitäts- und Energieverteilung

Beim Einfang von Neutronen im Gadolinium werden im Mittel 3.05γ -Quanten ($E_\gamma > 0.5 \text{ MeV}$) mit einer Gesamtenergie von 8 MeV emittiert. Die Energieverteilung der γ -Quanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion ist in Abbildung 38a) gezeigt. Das Maximum liegt zwischen 2 und 3 MeV . Somit wird klar, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für die γ -Quanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion und damit die der Neutronen extrem stark von den Modul- und ΣE -Schwellen abhängt. In Abbildung 38b) ist der dramatische Einfluß der Modulschwellen E_{thr} auf die Energieverteilung veranschaulicht. Während die Verteilungen für $E_{\text{thr}} = 1$ und 2 MeV noch einen deutlichen Peak zwischen 5 und 7 MeV haben, bleibt ab $E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$ nur noch eine abfallende Flanke übrig. Da die experimentellen Modulschwellen derzeit nicht genau genug bekannt sind, ist eine *Monte-Carlo*-Berechnung mit

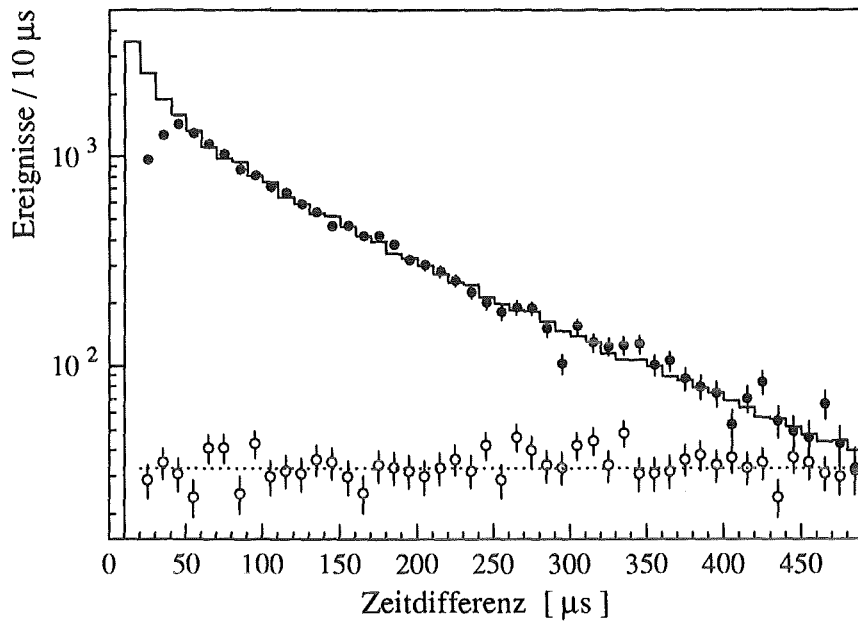


Abb. 37: Zeitdifferenz zwischen gestoppten Myonen und dem Nachweis von Neutronen, \bullet gemessen und untergrundkorrigiert, \circ unkorrelierter Untergrund, — berechnet (MORSE).

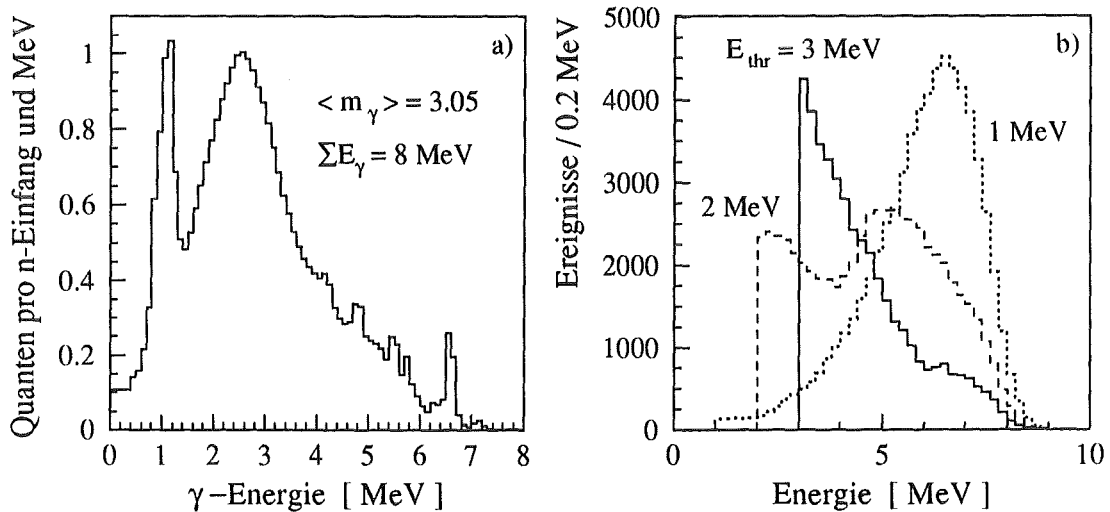


Abb. 38: a) Energieverteilung der γ -Quanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion (aus [Bar 68]).
 b) Berechnete Energieverteilung für verschiedene Modulschwellen.

realistischeren Schwellenwerten im Moment nicht möglich. So kann auch eine berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Reaktion nur relativ ungenau sein; man ist daher auf experimentelle Methoden zur Bestimmung angewiesen (siehe Kapitel 5.4.4).

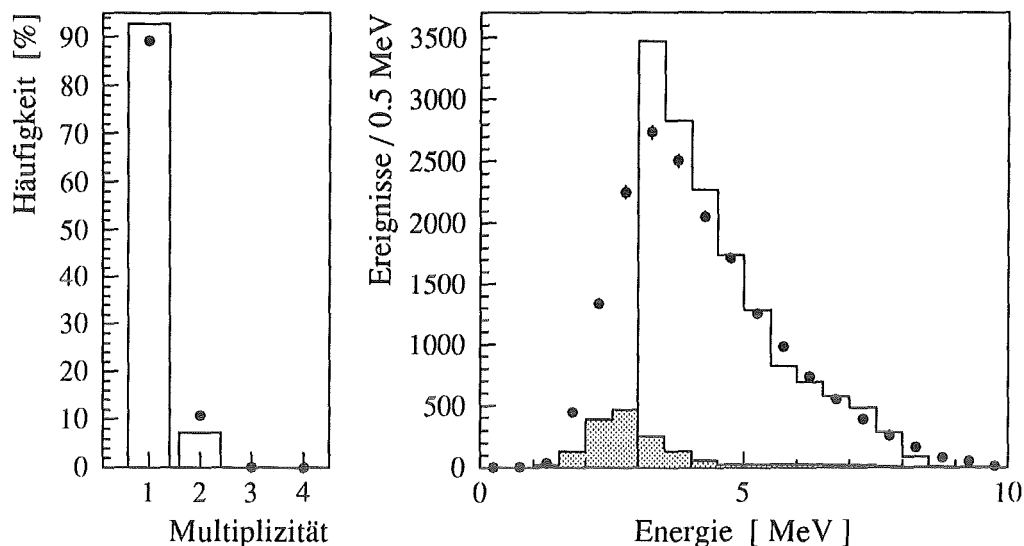


Abb. 39: Multiplizität und sichtbare Energie von Neutroneneinfangreaktionen im Zentraldetektor, \bullet gemessen und untergrundkorrigiert, — berechnet ($E_{\text{thr}}=3$ MeV). Die Energieverteilungen sind zwischen 4 und 10 MeV aufeinander normiert. \square Unkorrelierte Ereignisse.

Abbildung 39 zeigt die gemessene Multiplizitäts- und Energieverteilung, die man mit den oben erwähnten Schnitten erhält. Der Anteil an Untergrundereignissen ist klein. Die Übereinstimmung mit den eingezeichneten, berechneten Verteilungen für $E_{\text{thr}} = 3$ MeV ist, wie nicht anders erwartet, nicht sehr gut, beschreibt aber den groben Verlauf richtig. Bei den Berechnungen wurden weder die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute noch die individuellen Modulschwellen berücksichtigt. Der langsame Anstieg der Verteilung zwischen 2 und 4 MeV verdeutlicht, daß die effektiven Energieschwellen in diesem Bereich liegen müssen. Geeignete Modulschwellendaten werden in naher Zukunft zur Verfügung stehen und in entsprechende *Monte-Carlo*-Berechnungen einfließen [Eit 92].

5.4.3 Räumliche Korrelation zum Ende der Myonspur

Das Energiespektrum von Neutronen aus der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_{\mu} n)^{11}\text{B}$ -Reaktion reicht bis etwa 18 MeV, die meisten Neutronen sind allerdings niederenergetisch ($E_n < 5$ MeV) [Dre 90, Ple 71]. Die Thermalisierung der Neutronen und die Tatsache, daß sie erst zu den Modulwänden diffundieren müssen, bevor sie dort vom Gadolinium eingefangen werden können, führt dazu, daß Neutronen relativ weit vom Entstehungsort entfernt nachgewiesen werden. In Abbildung 40 sind die experimentellen Ergebnisse dargestellt. Wie man im linken Bild sieht, wird der Abstand entlang der Modulachse zum Ende der Myonspur durch eine Gaußverteilung mit $\sigma = (38.5 \pm 0.4)$ cm gut beschrieben. Setzt man einen Energie-

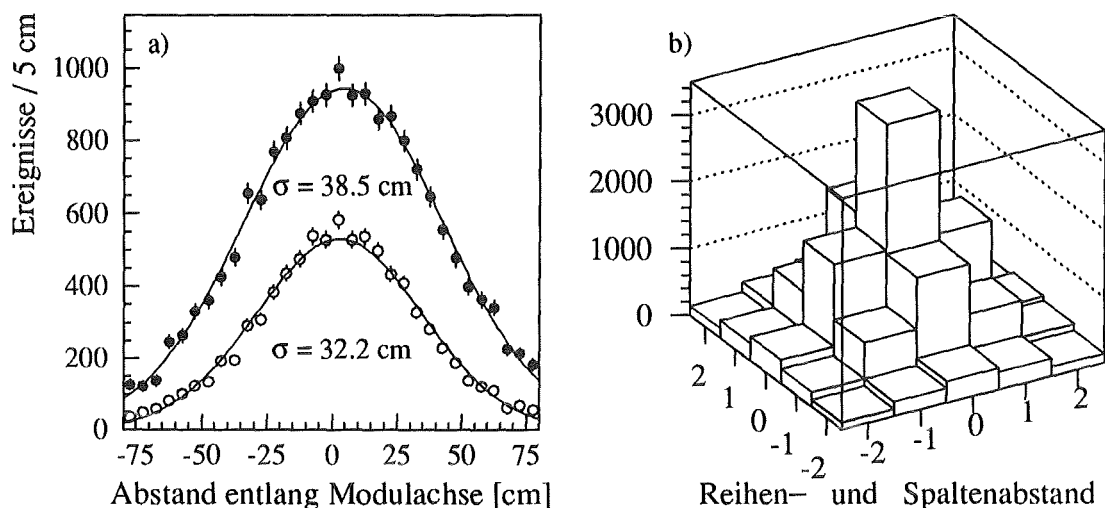


Abb. 40: Räumliche Korrelation zwischen dem Ende der Myonspur und dem Nachweis eines Neutrons. a) \bullet ohne, \circ mit Energieschnitt $\Sigma E > 4$ MeV, — sind die Ergebnisse von Gaußfits an die gemessenen Punkte. b) ohne Energieschnitt

schnitt von $\Sigma E > 4$ MeV, so erhält man mit $\sigma = (32.2 \pm 0.3)$ cm eine etwas schmalere Gaußverteilung, was auf Walkeffekte bei kleinen Energien zurückzuführen ist.

Neutronen, die innerhalb eines Moduls entstehen, können im Gadolinium in den umgebenden Modulwänden eingefangen werden. Die Verteilung der Einfangrate auf die einzelnen Modulwände wurde von F. Raupp berechnet [Rau 86]. Ausgehend von dieser Verteilung wurde dann der Energieverlust der γ -Quanten aus $Gd(n, \gamma)$ -Reaktionen mit dem Detektor-Monte-Carlo berechnet, wobei die Modulschwelle $E_{thr} = 3$ MeV betrug. So konnte die räumliche Verteilung der Neutroneneinfänge realistisch simuliert werden. Die berechnete Neutroneneinfangrate im KARMEN-Zentraldetektor beträgt 31.3% mit Berücksichtigung der Tatsache, daß sich in den Randmodulen kein Gadolinumpapier befindet. Wäre überall Gadolinumpapier, dann würden 37.6% eingefangen werden.

Um diese Berechnungen mit den gemessenen Werten zu vergleichen, ist in Tabelle 11 nochmals die Abstandsverteilung in Spalten und Reihen relativ zum Ende der Myonspur aufgelistet. Die berechnete Verteilung ist dabei auf 100% normiert und die gemessene Verteilung entsprechend angepaßt. Man erkennt, daß die Berechnungen gut mit den gemessenen Daten übereinstimmen. Die Verteilung wird im wesentlichen dadurch festgelegt, in welcher Modulwand das Neutron eingefangen wird und in welche Module die γ -Quanten dann fliegen. Die Energieschwellen spielen dabei nur eine untergeordnete Rolle, da sie sich auf alle beteiligten Module gleich auswirken. Zudem ist eine kleine Verschiebung zu höheren Δrow feststellbar, die durch die Tatsache verursacht wird, daß bei der Bestimmung des Endes der Myonspur nur Module mit $E > 10$ MeV berücksichtigt werden. Das Myon kann daher manchmal ein Modul tiefer gestoppt worden sein.

Daraus kann man ableiten, wieviel Prozent aller nachweisbaren $Gd(n, \gamma)$ -Reaktionen bei einem vorgegebenen Koinzidenzvolumen erfaßt werden. Genau am Ende der Myonspur

Tab. 11: Häufigkeitsverteilung in %, mit der Neutronen um das Ende der Myonspurnachgewiesen werden. Die Werte in Klammern stammen aus *Monte-Carlo*-Berechnungen mit $E_{\text{thr}} > 3 \text{ MeV}$ (siehe Text).

Reihenabstand Δ_{row}	Spaltenabstand Δ_{col}				
	-2	-1	0	+1	+2
-2	0.5 ± 0.1 (0.6)	1.1 ± 0.1 (1.3)	1.6 ± 0.1 (1.7)	1.3 ± 0.1 (1.3)	0.7 ± 0.1 (0.7)
-1	1.1 ± 0.1 (1.2)	3.8 ± 0.1 (4.2)	7.6 ± 0.2 (8.3)	3.9 ± 0.2 (4.3)	1.2 ± 0.1 (1.3)
0	1.8 ± 0.1 (1.6)	7.9 ± 0.2 (8.0)	17.1 ± 0.3 (17.1)	8.1 ± 0.2 (8.1)	1.6 ± 0.1 (1.6)
+1	1.3 ± 0.1 (1.2)	4.2 ± 0.2 (4.2)	9.0 ± 0.2 (8.3)	4.6 ± 0.2 (4.2)	1.3 ± 0.1 (1.2)
+2	0.7 ± 0.1 (0.6)	1.4 ± 0.1 (1.3)	2.0 ± 0.1 (1.7)	1.4 ± 0.1 (1.2)	0.7 ± 0.1 (0.6)

sind dies 17.1%. Bei ein, zwei bzw. drei umgebenden Modullagen erhöht sich dieser Wert auf 66.8%, 85.9% und 95.0%. Der Abstand entlang der Modulachse ist dabei nicht berücksichtigt, sein Einfluß kann aber unter Annahme einer Gaußverteilung berechnet werden (siehe Abbildung 40a). Mit einem Koinzidenzvolumen von $\Delta_{\text{row}} < 2.5$, $\Delta_{\text{col}} < 2.5$ und $\Delta x < 80 \text{ cm}$ werden somit 81.2% aller Einfänge nachgewiesen.

5.4.4 Neutronennachweiswahrscheinlichkeit

Da aus anderen Quellen bekannt ist (siehe Tabelle 6 auf Seite 66), daß Neutronen mit einer Wahrscheinlichkeit von $(6.43 \pm 0.12)\%$ über die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_{\mu} n)^{11}\text{B}$ -Reaktion im Flüssigszintillator erzeugt werden, kann die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit ε_n für den KARMEN-Detektor abgeschätzt werden. Sie berechnet sich nach folgender Formel:

$$\varepsilon_n = \frac{N_n \cdot (R + 1)}{N_{\mu}} \cdot \frac{1}{\alpha_c} \cdot \frac{1}{\varepsilon_t \cdot \varepsilon_x \cdot \varepsilon_d},$$

- mit N_n = Anzahl der nachgewiesenen Neutronen,
 N_{μ} = Anzahl der untersuchten Myonen,
 R = Myonladungsverhältnis = 1.32 ± 0.05 ,
 α_c = $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_{\mu} n)^{11}\text{B}$ -Reaktionen pro μ^- = 6.43 %,
 $\varepsilon_t, \varepsilon_x, \varepsilon_d$ = Nachweiswahrscheinlichkeiten (Zeit, Ort, Totzeit).

Der erste Term ist dabei gleich der Anzahl an nachgewiesenen Neutronen pro negativem Myon. Dabei ist zu berücksichtigen, daß ein kleiner Anteil von ^{12}B -Zerfallselektronen aus der Einfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_{\mu})^{12}\text{B}$ herrührt. Das μ^+/μ^- -Ladungsverhältnis R wurde im Kapitel 4.3 bestimmt.

Um eine definierte Nachweiswahrscheinlichkeit für die Zeitdifferenz bestimmen zu können, wurde ein Intervall zwischen 50 und 500 μs gewählt, wodurch der Zählratenabfall unter

Tab. 12: Zählraten und Nachweiswahrscheinlichkeiten zur Berechnung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n .

Untersuchte Myonspuren	$N_\mu = 5\,078\,644$
Nachgewiesene Koinzidenzen	$N_{n,e} = 14\,596 \pm 133$
Anteil an ^{12}B -Zerfallselektronen	$N_e = 365 \pm 10$
\Rightarrow Nachgewiesene Neutronen	$N_n = 14\,231 \pm 133$
Differenzzeit $50 < \Delta t < 500 \mu\text{s}$	$\epsilon_t = 0.585 \pm 0.005$
Ortsschnitt $\Delta row, \Delta col < 2.5, \Delta x < 80 \text{ cm}$	$\epsilon_x = 0.812 \pm 0.015$
hardware-Totzeitverluste (0.8%)	$\epsilon_d = 0.992 \pm 0.005$

$50 \mu\text{s}$ (siehe Abbildung 37) ausgeklammert wird. Tabelle 12 enthält die zur Berechnung notwendigen Zählraten und Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Für Runserie 18 ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen, die innerhalb eines Volumens von $1.5 < row < 31.5, 1.5 < col < 15.5, -150 < x < 150 \text{ cm}$ erzeugt und 0 bis zu $500 \mu\text{s}$ danach eingefangen wurden, zu:

$$\epsilon_n = (21.5 \pm 0.5)\% .$$

Dies bedeutet eine Nachweiswahrscheinlichkeit für die γ -Quanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion von 57.2%, wenn man davon ausgeht, daß 37.6% aller Neutronen eingefangen werden (infolge des *fiducial volume cuts* hat das Fehlen von Gadolinium in den Randmodulen nur einen geringen Einfluß).

Für eine Zeitdifferenz Δt von 20 bis $500 \mu\text{s}$ erniedrigt sich der Wert von $\epsilon_n = 21.5\%$ auf 18.0%. Wenn nun wegen einer hohen Untergrundrate ein Energieschnitt von z.B. $\Sigma E > 4 \text{ MeV}$ angewandt werden muß, dann reduziert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\Delta t = 0 \dots 500 \mu\text{s}$ drastisch auf

$$\epsilon_n [E > 4 \text{ MeV}] = 9.6\% ,$$

was durch die starke Energieabhängigkeit verursacht wird (siehe Abbildung 39).

Zwei weitere Faktoren beeinflussen die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit nachhaltig:

1. Neutronen, die in den Randbereichen des Detektors entstehen, können entweder aus dem Detektor entweichen oder aber in Randmodule gelangen, in deren Wänden sich kein Gadolinumpapier mehr befindet.
2. Wegen der Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen in der Modulmitte höher als am Rand. Aufgrund der starken Schwellenabhängigkeit ist dieser Effekt deutlich größer als der erste. Die Abhängigkeit ist in Abbildung 41 gezeigt.

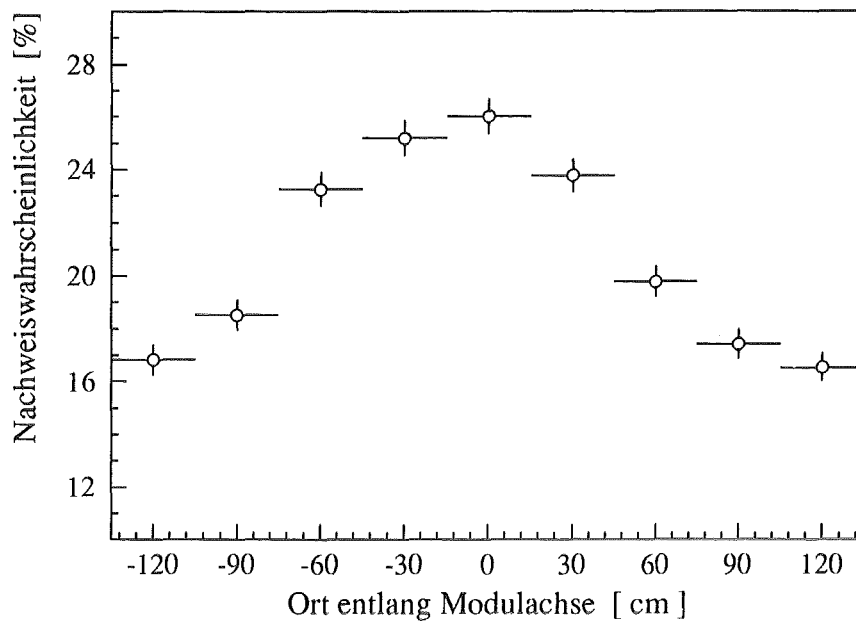
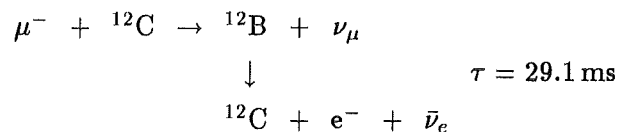


Abb. 41: Gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronen in Abhängigkeit vom Entstehungsort entlang der Modulachse.

Ebenso haben Änderungen der *hardware*-Schwellen einen großen Effekt auf die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit. Durch Verbesserungen in der Elektronik haben sich in der Zwischenzeit die Schwellen erniedrigt, so daß auch die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit angestiegen ist. Die oben angegebene Zahl hat deshalb nur bis zu Runserie 23 Gültigkeit.

5.5 Der Zerfall von ^{12}B aus der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion

^{12}B , das durch Einfang von μ^- am Kohlenstoff entsteht, zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von 29.1 ms wieder zurück zum Kohlenstoff. Die Endpunktsenergie des Elektronenspektrums beträgt 13.4 MeV.



Im folgenden werden die gemessenen Zeit-, Multiplizitäts-, Energie- und Ortsverteilungen dieser Reaktion vorgestellt und mit der Theorie bzw. entsprechenden *Monte-Carlo*-Simulationen verglichen.

Mit dem KARMEN-Detektor kann die Rate der Einfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ in alle gebundenen Zustände¹⁵ von ^{12}B mit großer Genauigkeit bestimmt werden. Diese Rate wurde zuletzt 1964 von Maier et al. [Mai 64] gemessen und ist seitdem unbestätigt.

¹⁵Mit ^{12}B ohne Index sind im folgenden immer alle gebundenen Zustände gemeint.

5.5.1 Zeitverteilung

Die Zerfallszeit von ^{12}B ist mit 29.1 ms sehr lang. Dies erfordert eine enge räumliche Korrelation zum Ende der Myonspur, um ein akzeptables Signal-zu-Untergrundverhältnis zu erreichen. Für die Erzeugung des Zerfallszeitspektrums wurde daher verlangt, daß das Zerfallselektron genau in dem Modul liegt, in dem auch die Myonspur endet ($\Delta_{row} < 0.5$, $\Delta_{col} < 0.5$); entlang der Modulachse wurde $\Delta x < 40$ cm gefordert.

Damit erhält man das in Abbildung 42a) dargestellte, untergrundkorrigierte Zerfallsspektrum. Die entsprechende Verteilung der unkorrelierten Ereignisse (Untergrund) ist ebenfalls eingezeichnet. Bei beiden sind deutliche Höcker erkennbar, die sich alle 20 ms wiederholen. Dieser Effekt wird durch die Tatsache verursacht, daß die Meßapparatur am Ende jeder 15.95 ms langen Meßperiode für 4.05 ms keine Daten aufnehmen kann. Diese Zeit benötigt die Elektronik, um die während der Meßzeit aufgelaufenen Daten auszulesen (siehe auch Abbildung 35). Dies äußert sich in einem Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit für bestimmte Zeitdifferenzen. Für Zeiten, die ganze Vielfache von 20 ms sind, beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit 100%, da das verzögerte Ereignis dann auch sicher innerhalb einer Meßperiode zu finden ist (vorausgesetzt, daß das Myon gemessen wurde). Für alle anderen Zeiten sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner sein, da das *contained-event* auch in eine Meßpause fallen kann.

Dieser Effekt wurde mit Hilfe eines *Monte-Carlo*-Programms simuliert, sowohl für die Zerfalls- als auch für die Untergrundereignisse. Die Resultate sind in Abbildung 42a) eingezeichnet und in sehr guter Übereinstimmung mit den Meßpunkten. Des weiteren läßt sich aus den Berechnungen eine von der Differenzzeit abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit ableiten, die zur Korrektur der gemessenen Verteilungen benutzt werden kann. Abbildung 42b) zeigt die so korrigierten Verteilungen. Ein Exponentialfit an die Zerfallskurve ergibt dann $\tau = (28.8 \pm 0.5)$ ms, was in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von 29.1 ms ist. Nach dieser Korrektur ist auch der unkorrelierte Untergrund, wie zu erwarten, konstant verteilt.

5.5.2 Multiplizitäts- und Energieverteilung

Zur Erzeugung der Multiplizitäts- und Energieverteilungen werden dieselben räumlichen Schnitte angewandt wie für die Zeitverteilung. Die Zeitdifferenz zum Myonereignis muß zwischen 1 und 60 ms liegen. Die Untergrundkorrektur für das Energiespektrum wurde bereits in Abbildung 36 auf Seite 91 demonstriert.

Abbildung 43 zeigt die gemessenen und berechneten ($E_{\text{thr}} = 3$ MeV) Verteilungen für Multiplizität und Energie sowie die theoretische Energieverteilung der Elektronen aus dem β -Zerfall von ^{12}B . Die gemessene und berechnete Energieverteilung sind zwischen 6 und 15 MeV aufeinander normiert. Die Übereinstimmung in diesem Bereich ist sehr gut.

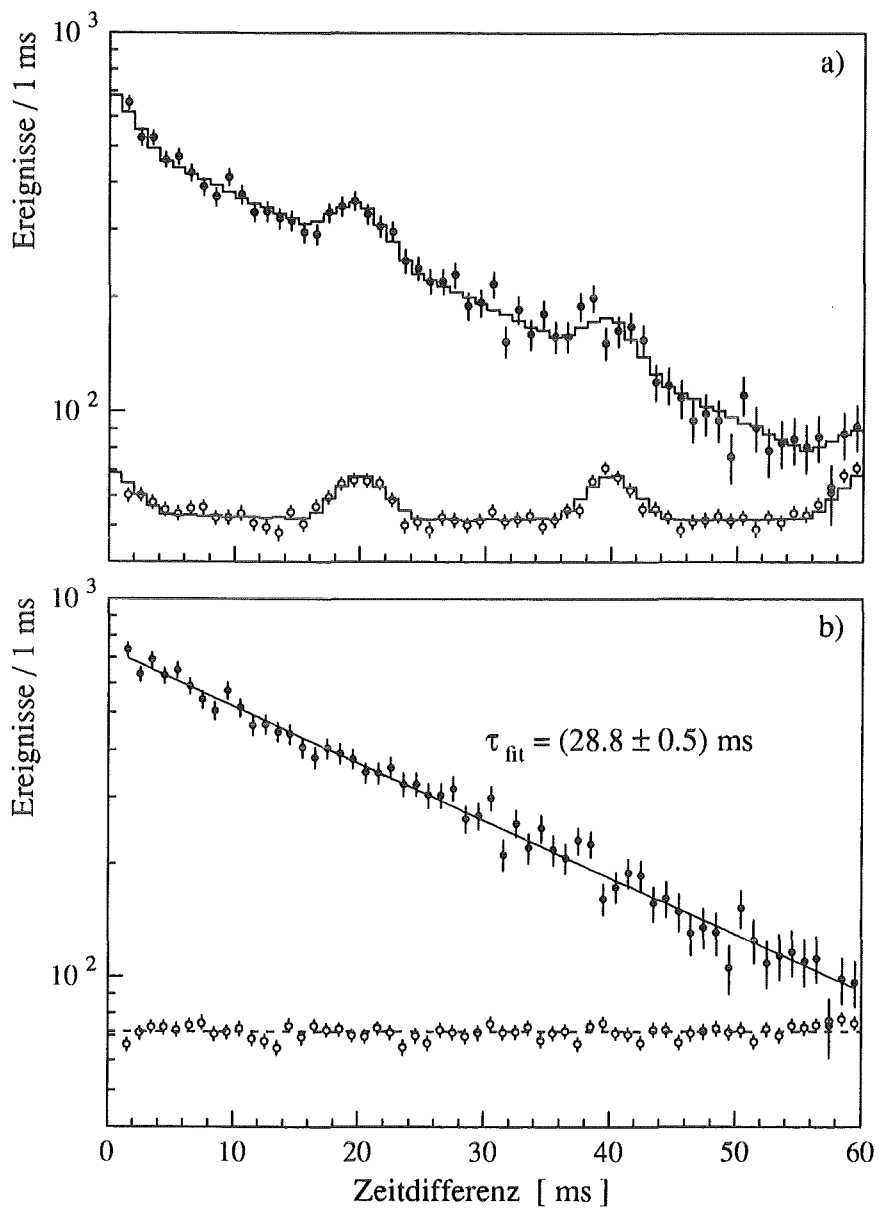


Abb. 42: Zeitdifferenz zwischen der Myonspur und einem ^{12}B -Zerfallsereignis.

● Untergrundkorrigierte ^{12}B -Ereignisse.

○ Unkorrelierte Ereignisse (Untergrund mit 10-facher Statistik).

a) Gemessene Verteilungen,

— entsprechende *Monte-Carlo*-Berechnungen.

b) Mit Nachweiswahrscheinlichkeit korrigierte Verteilungen,

— Ergebnis eines Exponentialfits (Erklärung im Text).

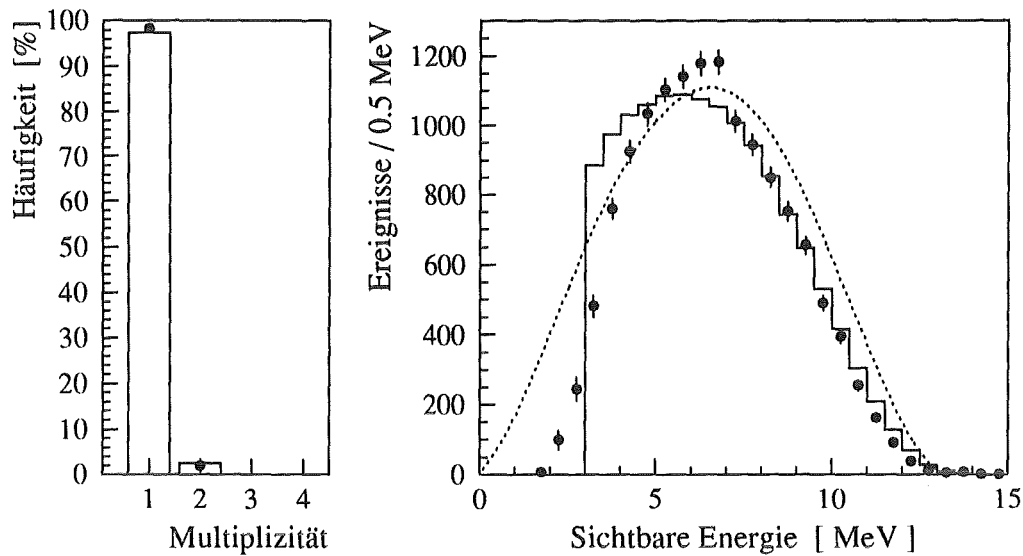


Abb. 43: Multiplizitäts- und Energieverteilung von Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall: ϕ gemessene, — berechnete ($E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$) und - - - - theoretische Verteilung. Gemessene und berechnete Energieverteilung sind zwischen 6 und 15 MeV aufeinander normiert.

5.5.3 Räumliche Korrelation zum Ende der Myonspur

Elektronen mit Energien bis 13.4 MeV haben nur eine geringe Reichweite im Flüssigszintillator. Sie sollten daher in unmittelbarer Nähe zum Ende der Myonspur nachgewiesen werden. Um ein besseres Signal-zu-Untergrundverhältnis zu erreichen, wurde für die Auswertung eine minimale Energie von 4 MeV für das *contained-event* verlangt. Dann erhält man die in Abbildung 44 gezeigten Abstandsverteilungen. Der Abstand Δx entlang der Modulachse hat die Form einer Gaußkurve mit $\sigma = (16.3 \pm 0.3) \text{ cm}$. Ohne den 4 MeV-Energieschnitt erhöht sich der Wert auf $\sigma = (17.4 \pm 0.3) \text{ cm}$, was auf Walk-Effekte bei kleinen Energien zurückzuführen ist.

Der Abstand in *row* und *col* ist im rechten Bild gezeigt. Man erkennt deutlich, daß das Zerfallselektron fast immer (90%) in dem Modul nachgewiesen wird, in dem auch das Myon gestoppt wurde. Selbst in den direkt benachbarten Modulen werden nur noch wenige Elektronen detektiert. Es fällt aber auf, daß das Modul, das sich direkt unterhalb des Endes der Myonspur befindet ($\Delta \text{row} = +1, \Delta \text{col} = 0$), mehr Ereignisse aufweist als die anderen unmittelbar benachbarten. Dies liegt an der Methode, mit der das Ende der Myonspuren bestimmt wird. Die Tatsache, daß nur Module mit $\Sigma E > 10 \text{ MeV}$ zur Bestimmung des Spurendes benutzt werden, führt dazu, daß einige (wenige) kurze Spuren abgeschnitten werden, d.h. das Myon wurde in Wirklichkeit ein Modul weiter unten gestoppt.

In Tabelle 13 sind die Zahlenwerte der Spalten- und Reihenverteilung aufgelistet und mit *Monte-Carlo*-Berechnungen ($E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}, \Sigma E > 4 \text{ MeV}$) verglichen.

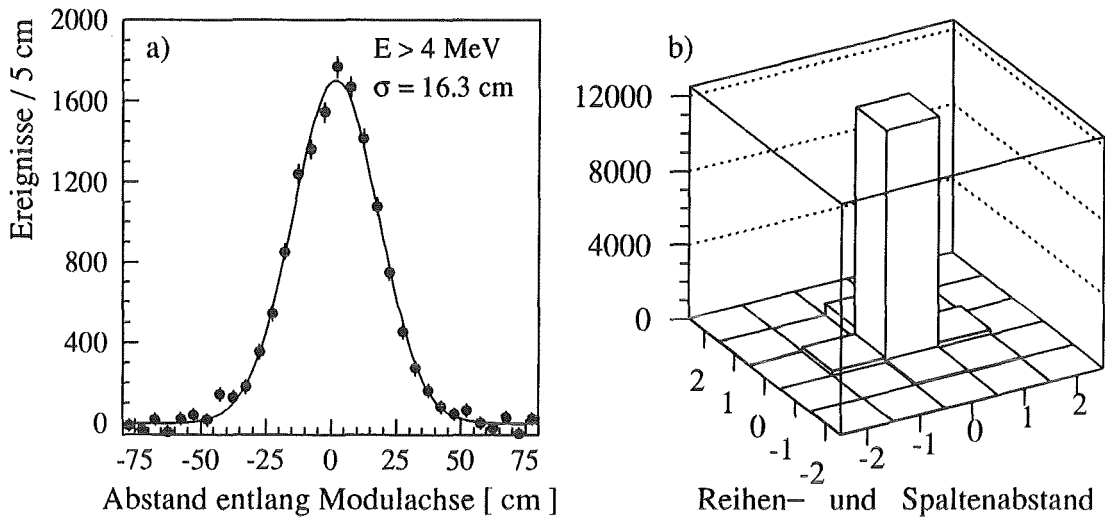


Abb. 44: Räumliche Korrelation zwischen einem ^{12}B -Zerfallsereignis mit $\Sigma E > 4 \text{ MeV}$ und dem Ende der Myonspur. — im linken Bild ist das Ergebnis eines Gaußfits an die Meßpunkte \bullet .

Tab. 13: Häufigkeitsverteilung in %, mit der ^{12}B -Zerfallselektronen um das Ende der Myonspur nachgewiesen werden. Die Werte in Klammern stammen aus *Monte-Carlo*-Berechnungen (siehe Text).

Reihenabstand Δrow	Spaltenabstand Δcol				
	-2	-1	0	+1	+2
-2	0.2 ± 0.3 (0.0)	0.2 ± 0.3 (0.0)	0.2 ± 0.3 (0.0)	-0.4 ± 0.2 (0.0)	0.2 ± 0.2 (0.0)
-1	-0.1 ± 0.3 (0.0)	-0.2 ± 0.3 (0.1)	0.8 ± 0.3 (1.8)	0.4 ± 0.3 (0.1)	0.2 ± 0.2 (0.0)
0	-0.1 ± 0.2 (0.0)	1.9 ± 0.3 (1.7)	88.9 ± 0.8 (92.5)	2.2 ± 0.3 (1.7)	0.1 ± 0.2 (0.0)
+1	0.3 ± 0.2 (0.0)	0.1 ± 0.3 (0.1)	4.4 ± 0.3 (1.8)	0.4 ± 0.2 (0.1)	-0.1 ± 0.2 (0.0)
+2	0.2 ± 0.2 (0.0)	0.2 ± 0.3 (0.0)	0.2 ± 0.2 (0.0)	0.2 ± 0.2 (0.0)	-0.3 ± 0.2 (0.0)

5.5.4 Bestimmung der Einfangrate für die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion

Aus der Häufigkeit, mit der man am Ende einer Myonspur ein Elektron aus dem ^{12}B -Zerfall im entsprechenden Zeitfenster nachweist, läßt sich die Einfangrate pro gestopptem Myon ableiten. Zur Bestimmung dieser Einfangrate wurden folgende Schnitte benutzt:

- ▷ Myonspur: Um zu gewährleisten, daß eine Myonspur auch wirklich von einem gestoppten Myon stammt, wurden Spuren, die in den äußersten zwei Modullagen ($row < 2.5$ oder $row > 30.5$, $col < 2.5$ oder $col > 14.5$) und außerhalb $x = \pm 120$ cm entlang der Modulachse enden, nicht berücksichtigt. Dadurch wird ein unerkanntes Entweichen des Myons sicher verhindert.
- ▷ Elektron: Es sollte in einem Zeitbereich Δt zwischen 1 und 60 ms nach dem Stopp eines Myons auftreten und eine räumliche Korrelation von $\Delta row < 1.5$, $\Delta col < 1.5$ und $\Delta x < 60$ cm zum Ende der Myonspur haben. Der Anteil an myonkorrelierten Neutronen nach 1 ms kann vernachlässigt werden. Die Größe des Koinzidenzvolumens gewährleistet außerdem, daß (fast) alle Elektronen nachgewiesen werden. Die Ungenauigkeit in der Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Schnitt hat somit wenig Auswirkungen.

Damit erhält man die in Tabelle 14 zusammengetragenen Zählraten.

Tab. 14: Gemessene Zählraten zur Bestimmung der Einfangrate pro Myonspur.

Untersuchte Myonspuren	$N_\mu = 3\,438\,246$
Nachgewiesene Ereignisse mit $\Sigma E > 6$ MeV im ... ^{12}B -Fenster $1 < \Delta t < 60$ ms	$N_{\rightarrow} = 8\,391 \pm 92$
... norm. Untergrundfenster $-1 > \Delta t > -600$ ms	$N_{\leftarrow} = 2\,027 \pm 14$
⇒ Identifizierte Zerfallelektronen	$N_e = 6\,364 \pm 93$

Berücksichtigt man die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Elektron aus dem ^{12}B -Zerfall und das μ^+/μ^- -Ladungsverhältnis R , dann berechnet sich die Einfangrate α_c pro negativem Myon nach der Formel:

$$\alpha_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = \frac{N_e \cdot (R + 1)}{N_\mu} \cdot \frac{1}{\varepsilon_e}, \quad (6)$$

- mit N_e = Anzahl der nachgewiesenen Elektronen,
 N_μ = Anzahl der untersuchten Myonspuren,
 R = Myonladungsverhältnis = 1.32 ± 0.05 ,
 ε_e = Nachweiswahrscheinlichkeit für ^{12}B -Zerfallelektronen.

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ε_e ist das Produkt aus mehreren Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten, die von den Zeit-, Energie- und Ortsschnitten sowie der *hardware*-Totzeit abhängen. Erstere wurden aus entsprechenden *Monte-Carlo*-Berechnungen abgeleitet. Tabelle 15 listet die Beiträge zu ε_e und deren relative Fehler. Der Fehler, der durch

Tab. 15: Beiträge zur Nachweiswahrscheinlichkeit ε_e für ^{12}B -Zerfallselektronen.

Schnitt auf ...	Nachweiswahrscheinlichkeit	Relativer syst. Fehler [%]
Zeitdifferenz $1 < \Delta t < 60$ ms	$\varepsilon_t = 0.648$	1.0
Energie $\Sigma E > 6$ MeV	$\varepsilon_E = 0.484$	8.5
Räumliche Korrelation $\Delta row, \Delta col < 1.5, \Delta x < 60$ cm	$\varepsilon_x = 0.995$	0.5
hardware-Totzeiten (0.8%)	$\varepsilon_d = 0.992$	0.5
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit	$\varepsilon_e = 0.309$	8.6

den Energieschnitt verursacht wird, ist der mit Abstand größte und wird verursacht durch Unsicherheiten in der Energieeichung. Um den systematischen Fehler für ε_E abzuschätzen, wurde die Energieskala der berechneten Verteilungen erstens um 5% gedehnt bzw. gestaucht und zweitens um ± 0.3 MeV verschoben. Dies entspricht dem aktuellen Stand der Erkenntnisse. Nach Anwendung des $\Sigma E = 6$ MeV-Schnitts ändert sich dann die Nachweiswahrscheinlichkeit jeweils um $\Delta\varepsilon_E = \pm 0.040$, was einer maximalen relativen Abweichung von 8.5% entspricht.

Nach Formel (6) ergibt sich dann für die Einfangrate pro μ^-

$$\alpha_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = \frac{(6\,364 \pm 93) \cdot (2.32 \pm 0.05)}{3\,438\,246 \cdot (0.309 \pm 0.026)} = 0.0139 \pm 0.0012.$$

Dies läßt sich in eine Einfangrate pro Sekunde umrechnen, wenn man berücksichtigt, daß die Rate, mit der Myonen verschwinden, d.h. eingefangen werden oder zerfallen, $1/\tau_{\mu^-} = 493.5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ beträgt.

$$\Lambda_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = (6.86 \pm 0.59) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem von Maier et al. publizierten Wert von $\Lambda_c = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ [Mai 64]. Wie bereits in Kapitel 3.4 erläutert, ist zu beachten, daß sowohl die mit dem KARMEN-Detektor bestimmte, als auch die von Maier et al. gemessene Einfangrate Myoneinfänge an ^{13}C beinhaltet. Korrigiert man dies, dann erniedrigt sich obiger Wert um $0.34 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

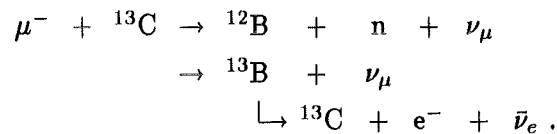
$$\Lambda_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = (6.52 \pm 0.59) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$$

Der Fehler der Energieskala, der im Moment noch relativ groß ist und den wesentlichen Teil des Gesamtfehlers ausmacht, sollte in naher Zukunft deutlich verkleinert werden können. Der Fehler des Myonladungsverhältnisses R trägt mit 2.2% zum Fehler der Einfangrate bei. Da dessen systematischer Fehler relativ klein ist, sollte eine geringe Verbesserung dieses

Werts durch einen Fit an eine Zerfallskurve mit besserer Statistik möglich sein. Dies soll in Kürze untersucht werden [Jan 92]. Der Fehler von R begrenzt damit die Genauigkeit der Einfangrate. Eine Verbesserung des Werts von Maier et al. sollte damit in naher Zukunft realisierbar sein.

5.6 Suche nach der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion

Negative Myonen können auch vom ^{13}C im Flüssigszintillator eingefangen werden, das mit 1.1% im natürlichen Kohlenstoff vorhanden ist, und damit Anlaß zu folgenden Reaktionen geben:



Die zweite Reaktion kann von der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion nicht unterschieden werden, da sowohl die Zerfallszeit ($\tau = 25.05$ ms) wie auch die Endpunktsenergie (13.44 MeV) des ^{13}B -Zerfalls praktisch mit denen des ^{12}B -Zerfalls übereinstimmen.

Bei der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion dagegen entsteht sowohl ein Neutron als auch ein Elektron aus dem Zerfall von ^{12}B . Am Ende der Myonspur muß also nach zwei *contained-events* gesucht werden. Das erste sollte dem gestoppten Myon nicht später als 500 μs folgen, während das zweite zwischen 1 ms und 60 ms danach auftreten sollte.

Sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten sowohl für das Neutron (ε_n) als auch für das Zerfallselektron (ε_e) bekannt, dann ist die Wahrscheinlichkeit, ein Neutron zusammen mit einem Elektron nachzuweisen, gleich dem Produkt aus den Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten $\varepsilon_{n,e} = \varepsilon_n \cdot \varepsilon_e$. Damit berechnet sich die Einfangrate für die Reaktion $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ nach der Formel:

$$\alpha_c [^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}] = \frac{N_{n,e} \cdot (R + 1)}{\eta \cdot N_\mu} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{n,e}} \quad (7)$$

- mit $N_{n,e}$ = Anzahl der nachgewiesenen Elektron-Neutron-Paare,
 N_μ = Anzahl der untersuchten Myonspuren,
 R = Myonladungsverhältnis = 1.32 ± 0.05 ,
 η = Anteil von ^{13}C im natürlichen Kohlenstoff = 0.011
 $\varepsilon_{n,e}$ = Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektron-Neutron-Paare

$(\eta \cdot N_\mu)/(R + 1)$ ist dabei die Anzahl der negativen Myonen, die vom ^{13}C absorbiert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten ε_n und ε_e können aus den gemessenen Zählraten der Reaktionen $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ und $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ abgeleitet werden, wenn man die Einfangraten α_c für diese Reaktionen als bekannt voraussetzt.

Bei der Auswertung wird dabei folgendermaßen vorgegangen: In ein und derselben Auswertung sucht man nach Myon-Neutron- (N_n) und nach Myon-Elektron-Koinzidenzen (N_e), und zwar sowohl vorwärts (\rightarrow) als auch rückwärts (\leftarrow) in der Zeit, wie dies bereits in den vorherigen Abschnitten beschrieben wurde. Des weiteren sucht man gleichzeitig und mit den gleichen Schnitten nach Myon-Neutron-Elektron-Koinzidenzen $N_{n,e}$, aber nur

vorwärts in der Zeit. Aus den unkorrelierten Zählraten für Elektronen N_e^- und Neutronen N_n^- läßt sich dann ableiten, wie häufig zu einer Myon-Neutron-Koinzidenz ein unkorreliertes Elektron bzw. zu einer Myon-Elektron-Koinzidenz ein unkorreliertes Neutron vorkommt. Für N_μ untersuchte Myonspuren ist die Untergrundrate an Myon-Neutron-Elektron-Koinzidenzen:

$$N_{n,e}^- = \frac{N_e^-}{N_\mu} \cdot N_n^- + \frac{N_n^-}{N_\mu} \cdot N_e^- .$$

Mit den in Tabelle 16 dargestellten Schnitten ergeben sich die in Tabelle 17 aufgelisteten Ereigniszählraten für die entsprechenden Reaktionen. Die Untergrundzählraten (N^-) sind dabei bereits auf gleiche Koinzidenzzeit normiert. Die Einzelnachweiswahrscheinlichkeit berechnet sich dann nach der Formel:

$$\varepsilon = N \cdot (R + 1) / (N_\mu \cdot \alpha_c) ,$$

wobei die Zahlen für die entsprechenden Reaktionen einzusetzen sind.

Tab. 16: Schnitte, die zur Bestimmung der Myoneinfangrate $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ benutzt wurden.

Ende der Myonspur	Myon-Neutron-Koinzidenzen	Myon-Elektron-Koinzidenzen
	$20 < \Delta t < 500 \mu\text{s}$	$1 < \Delta t < 60 \text{ms}$
	$0 < \Sigma E < 12 \text{MeV}$	$4 < \Sigma E < 15 \text{MeV}$
$2.5 < row < 30.5$	$\Delta row < 2.5$	$\Delta row < 0.5$
$2.5 < col < 14.5$	$\Delta col < 2.5$	$\Delta col < 0.5$
$-120 < x < 120 \text{cm}$	$\Delta x < 80 \text{cm}$	$\Delta x < 40 \text{cm}$

Tab. 17: Raten und Nachweiswahrscheinlichkeiten zur Bestimmung der Einfangrate für die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion (Beschreibung siehe Text, Untergrundkorrigierte Zählrate $N = N^+ - N^-$).

Untersuchte Myonspuren $N_\mu = 3\,438\,246$					
Einfangreaktion	N^+	N^-	N	α_c [%]	ε [%]
$^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$	$13\,630 \pm 117$	$1\,043 \pm 32$	$12\,587 \pm 121$	6.43 ± 0.12	13.2 ± 0.4
$^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$	$8\,960 \pm 95$	306 ± 6	$8\,654 \pm 95$	1.43 ± 0.06	40.8 ± 1.9
$^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$	43 ± 6.6	3.9 ± 0.1	39.1 ± 6.6	gesucht	5.4 ± 0.3

Nach Formel (7) ergibt sich dann für die Einfangrate pro μ^- :

$$\alpha_c [^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{n})^{12}\text{B}] = \frac{(39.1 \pm 6.6) \cdot (2.32 \pm 0.05)}{3\,438\,246 \cdot 0.011 \cdot (0.054 \pm 0.003)} = 0.045 \pm 0.008 .$$

Bei dieser Methode sind die systematischen Fehler unerheblich, da nur relative Größen in die Berechnung eingehen. Der Fehler wird ohnehin durch die schlechte Statistik bestimmt und beträgt ca. 18% relativ.

Die Rate, mit der negative Myonen in ^{13}C verschwinden, beträgt $1/\tau_{\mu^-} = 492.8 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ (siehe Tabelle 4). Damit kann die Einfangrate pro Sekunde berechnet werden. Außerdem kann indirekt auch die Einfangrate für die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion angegeben werden, wenn man berücksichtigt, daß die totale Einfangrate für ^{13}C zu $\Lambda_c = (37.6 \pm 0.7) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ gemessen wurde [Suz 87]. Damit erhält man folgendes Ergebnis für die Einfangraten an ^{13}C :

$\Lambda_c [^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{n})^{12}\text{B}] = (21.9 \pm 3.9) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ $\Lambda_c [^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}] = (15.7 \pm 4.0) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
--

Vergleicht man dies mit den Raten der analogen Myoneinfangreaktionen an ^{12}C :

$$\Lambda_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{n})^{11}\text{B}] = (32.09 \pm 0.57) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$\Lambda_c [^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = (6.71 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} ,$$

erkennt man, daß bei ^{13}C mehr als doppelt so viele Einfangreaktionen im Kanal ohne Neutron resultieren.

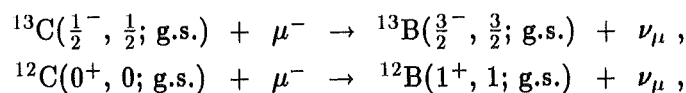
Nimmt man dagegen die von [Ish 86] gemessene totale Einfangrate für ^{13}C von $\Lambda_c = (33.8 \pm 0.4) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, so erniedrigt sich der Wert auf

$$\Lambda_c [^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}] = (11.9 \pm 3.9) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} ,$$

und die Abweichung zur entsprechenden ^{12}B -Einfangrate beträgt nur noch etwa eine Standardabweichung.

Die Produktionsraten von ^{12}B bzw. ^{13}B durch Myoneinfang an ^{13}C wurden bisher nur von Kuno et al. an einem zu 99% angereicherten ^{13}C -Target im Rahmen der Messung des polarisierten Myoneinfangs an ^{12}B bestimmt [Kun 86]. Sie erhielten für die Reaktionen $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{n})^{12}\text{B}$ und $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ zusammen eine Einfangrate von $(6.5 \pm 0.6) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Diese Einfangrate ist direkt zu vergleichen mit der über die μ^- -Lebensdauer bestimmten totalen Einfangrate von $\Lambda_c = (37.6 \pm 0.7) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ [Suz 87], da die von Kuno et al. gemessenen beiden Einfangreaktionen praktisch die einzigen Endzustände von Myoneinfang an ^{13}C sind. Weil die Lebensdauermessungen aber sehr zuverlässig und glaubwürdig sind, bedarf die viel zu kleine Rate von Kuno et al. einer Überprüfung.

Theoretische Berechnungen bestätigen, daß die Gamow-Teller Grundzustandsübergänge



sehr ähnlich sind [Kos 85]. Beide dominieren die Stärke des Übergangs, z.B. wird im Fall von $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ der Übergang in den Grundzustand von ^{13}B mit etwa 99% bevölkert [Muk 77]. Berechnungen, die in der *impulse approximation* durchgeführt wurden, liefern für die Einfangrate $\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}_{\text{g.s.}}]$ einen Wert zwischen $6.1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ und $8.6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ je nach verwendetem Modell [Kos 85, Muk 77]. Eine direkte Berechnung der Einfangrate $\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{ n})^{12}\text{B}]$ wäre z.B. mit der *continuum random phase approximation* (CRPA) möglich [Kol 92a] (siehe Kapitel 1.3.2), liegt aber bisher nicht vor.

Die hier gemessenen Raten für Myoneinfang an ^{13}C sind damit in Widerspruch zu den theoretischen Berechnungen. Die Genauigkeit der Ergebnisse und der bisher bekannten totalen μ - ^{13}C -Einfangrate reicht aber im Moment noch nicht aus, um weitere Schlußfolgerungen zuzulassen. Es ist in naher Zukunft geplant, entsprechende Messungen mit deutlich verbesserter Statistik durchzuführen und damit einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der schwachen hadronischen Ströme, vor allem im $A = 13$ -System, beizusteuern.

5.7 Schlußbemerkungen zu den Myoneinfangreaktionen

Anhand der präzisen Messung und Analyse der Myoneinfangreaktionen $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{ n})^{11}\text{B}$ und $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ konnte eindrucksvoll die Leistungsfähigkeit des KARMEN-Detektorsystems, besonders im Hinblick auf den Nachweis von sequentiellen Ereignisstrukturen, demonstriert werden.

Durch die Einfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{ n})^{11}\text{B}$ wurde die Fähigkeit des KARMEN-Detektors, Neutronen nachzuweisen, getestet und eine n-Nachweiswahrscheinlichkeit von $\epsilon_n = 21.5\%$ experimentell bestimmt.

Für die Reaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ konnte eine Einfangrate¹⁶ in alle gebundenen ^{12}B -Zustände von $\Lambda_c = (6.86 \pm 0.59) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ abgeleitet und damit der Wert $\Lambda_c = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ einer früheren Messung [Mai 64] bestätigt werden. Durch eine Reduzierung der systematischen Fehler sollte es in naher Zukunft möglich sein, die Genauigkeit von Λ_c zu verbessern.

Diese Größe wird für die genaue Bestimmung der Myoneinfangrate $\Lambda_c(^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ benötigt, mit der zum einen theoretische Modellrechnungen und damit die Struktur der schwachen hadronischen Ströme getestet werden können. Zum anderen wird diese Rate im Elementarteilchenmodell für die Festlegung des pseudoskalaren Formfaktors F_P benötigt, um genaue Wirkungsquerschnitte für neutrinoinduzierte Reaktionen zu berechnen.

Zum ersten Mal überhaupt konnte auch eine Einfangrate von $\Lambda_c = (21.9 \pm 3.9) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ für die seltene Reaktion $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{ n})^{12}\text{B}$ extrahiert werden, die etwa 30% geringer ist als theoretisch erwartet. Hier ist eine Verbesserung der Statistik (Genauigkeit) notwendig, um weitere Schlußfolgerungen zu ziehen. Entsprechende Spezialmessungen mit dem KARMEN-Detektor sind geplant.

¹⁶ohne Berücksichtigung der Myoneinfänge an ^{13}C .

Die gemessenen Zeit-, Energie- und Ortsverteilungen für die Einfangreaktionen waren in guter Übereinstimmung mit denen aus entsprechenden *Monte-Carlo*-Simulationen. Vor allem aber die gute Übereinstimmung der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Einfangrate mit einer früheren Messung (siehe oben) unterlegt, daß das Detektorsystem (Eichung, *Monte-Carlo*) gut verstanden ist und daß die daraus abgeleiteten Nachweiswahrscheinlichkeiten sehr zuverlässig sind. Wegen der Ähnlichkeit zu neutrinoinduzierten Reaktionen, z.B. $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$, sind somit auch für diese vertrauenswürdige Ergebnisse (Wirkungsquerschnitte) zu erwarten.

Die detaillierte Kenntnis myoninduzierter Reaktionen kann aber auch dazu benutzt werden, die Untergrundsituation im KARMEN-Detektorsystem eingehend zu untersuchen und daraus entsprechende Maßnahmen zur Reduktion von myoninduzierten Ereignissen abzuleiten. Diese stellen die wesentliche Untergrundquelle für neutrinoinduzierte Reaktionen dar, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird.

6 Die Untergrundsituation im KARMEN-Detektor

Ein Neutrinoereignis sollte ein sogenanntes *contained-event* sein, wie dies in Abbildung 45 dargestellt ist. Dabei haben nur Module innerhalb des Zentraldetektors angesprochen; die Anti- und Myonzähler haben folglich nicht angesprochen. Die wenigen neutrinoinduzierten

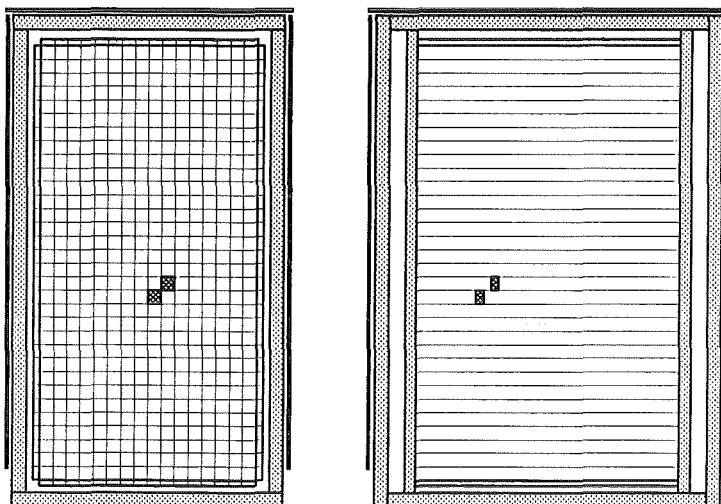


Abb. 45: Beispiel eines *contained-events* im Zentraldetektor in der Front- und Seitenansicht des KARMEN-Detektors.

Ereignisse (etwa 0.5 pro Tag) müssen aus etwa 20 Millionen *contained-events* pro Tag extrahiert werden. Dies erfordert eine extrem genaue Kenntnis der Untergrundsituation im Zentraldetektor. Im folgenden soll daher anhand von experimentellen Daten quantitativ dargelegt werden, welchen Ursprungs diese *contained-events* sind und welche Maßnahmen zu ihrer Reduktion ergriffen werden können.

In diesem Kapitel wird ausschließlich der zufällige Untergrund an *single prong*-Ereignissen behandelt. Es gibt noch folgende weitere Untergrundarten für Neutrinoereignisse:

- ▷ Strahlkorrelierter Untergrund: Er wird im wesentlichen von schnellen Neutronen von der Spallationsneutronenquelle verursacht. Dieser Untergrund wird ausführlich in [Ebe 92] beschrieben.
- ▷ Sequentieller Untergrund: Es gibt sowohl myoninduzierte als auch strahlkorrelierte Ereignisse, die eine sequentielle Struktur aufweisen und damit Untergrund für entsprechende Neutrinoereignisse darstellen. Dies wurde bereits in [Wöl92] dargelegt.

Durch die Tatsache, daß der ISIS-Bescheuniger während der Messungen nicht lief, war gewährleistet, daß die hier vorgestellten Ereignisse keine zeitliche Korrelation zum ISIS-Protonenstrahl besitzen.

Im Gegensatz zu den hier behandelten *single prong*-Ereignissen kann bei sequentiellen Ereignissen die zeitliche und räumliche Korrelation zwischen den Ereignissen ausgenutzt werden, die das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erheblich verbessert. So konnte beim

Nachweis der exklusiven Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ ein für Niederenergie-Neutrinoexperimente beeindruckendes Verhältnis von besser als 30:1 erreicht werden [Wöl92]. Bei *single prong*-Ereignissen muß der Untergrund im entsprechenden Energiebereich daher mit anderen Mitteln so weit wie möglich reduziert werden.

6.1 Untergrundereignisse im KARMEN-Zentraldetektor

Je nach Energie und Herkunft lassen sich die *contained-events* grob in folgende Ereignisklassen aufteilen. Auf die Häufigkeit ihres Auftretens sowie die zeitliche und räumliche Verteilung im Zentraldetektor wird später eingegangen. In Abbildung 22 auf Seite 71 sind die zu erwartenden Energieverteilungen für die verschiedenen myoninduzierten Reaktionen schon vorgestellt worden.

- ▷ $E < 4 \text{ MeV}$: Die natürliche Radioaktivität der Detektormaterialien ist der dominante Untergrund bei Energien kleiner als 4 MeV. Er wird im wesentlichen verursacht durch γ -Quanten von langlebigen radioaktiven Nukliden wie ^{40}K oder aus der ^{232}Th - und ^{238}U -Zerfallskette, die sich als Verunreinigungen vor allem in Eisen, im Aluminium der Photomultipliergehäuse, im Glas der Photomultiplirröhren und im Betonfundament des Fußbodens befinden.
- ▷ $E < 10 \text{ MeV}$: Durch Myoneinfangreaktionen und inelastische Myonstreuung im Detektorsystem werden Neutronen erzeugt, die nach Thermalisierung und Diffusion entweder vom Wasserstoff im Flüssigszintillator, vom Gadolinium in den Modulwänden oder vom Eisen der inneren passiven Abschirmung absorbiert werden. Die mittlere Absorptionszeit beträgt etwa $100 \mu\text{s}$ im Flüssigszintillator. Während die 2.2 MeV γ -Quanten aus der $p(n, \gamma)$ -Reaktion aufgrund der Energieschwelle kaum nachgewiesen werden können, hinterlassen die bei der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion emittierten γ -Quanten ein Signal bis zu 10 MeV. γ -Quanten aus $\text{Fe}(n, \gamma)$ -Reaktionen können Energien bis 10 MeV aufweisen und ebenfalls ein entsprechendes Signal im Zentraldetektor auslösen.
- ▷ $E < 15 \text{ MeV}$: Aus Myoneinfangreaktionen $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ kann ^{12}B im Zentraldetektor gebildet werden, das nach $\tau = 29.14 \text{ ms}$ wieder zurück zum Kohlenstoff über die Reaktion $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ zerfällt. Die Endpunktsenergie der Zerfallselektronen beträgt 13.4 MeV.
- ▷ $E < 60 \text{ MeV}$: Gestoppte Myonen zerfallen mit $\tau \approx 2.2 \mu\text{s}$ in Elektronen bzw. Positronen mit Energien bis zu 53 MeV entsprechend der Michelelektronenverteilung. Erfolgt der Zerfall in der inneren passiven Eisenabschirmung, so hat nur die Bremsstrahlungskomponente eine realistische Chance, in den Zentraldetektor einzudringen und als *contained-event* sichtbar zu werden.
- ▷ $E > 60 \text{ MeV}$: *contained-events* mit mehr als 60 MeV werden im wesentlichen durch Myonspuren verursacht, die unerkannt, d.h. ohne Ansprechen eines Vetozahlers, in den Zentraldetektor eindringen.

Bei den Ereignissen mit Energien zwischen 4 und 60 MeV handelt es sich demnach im wesentlichen um Ereignisse, die durch kosmische Myonen induziert werden und zeitlich verzögert zum Stopp des Myons auftreten.

6.2 Korrelation zu verzögerten Myonereignissen

Anhand der zeitlichen Korrelation zwischen den aufgenommenen *contained-events* und den zuvor stattgefundenen Ereignisstriggern sollte sich die Herkunft dieser *contained-events* nachweisen lassen.

Für die Auswertung wurden die bereits in Kapitel 4 beschriebenen Experimentdaten von Runserie 34 benutzt, bei der *contained-events* aufgenommen wurden, ohne daß eine *hardware*-Totzeit von $10 \mu\text{s}$ nach gestoppten Myonen angelegt wurde.

Bei der Auswertung dieser Daten wurde dann für alle aufgenommenen *contained-events* im *data-stack* nachgeschaut, ob bis zu $300 \mu\text{s}$ vorher ein Ereignistrigger stattfand. Falls ja, wird der Ereignistyp anhand seines Seitenpatterns identifiziert, wie dies im nächsten Abschnitt beschrieben wird, und die entsprechenden Spektren für Zeit, Energie und Ort usw. inkrementiert. Um die unkorrelierten Ereignisse zu erfassen, werden für dasselbe *contained-event* die *data-stack*-Daten der vorhergegangenen Meßperiode durchsucht und in gleicher Weise bearbeitet. Zieht man beide voneinander ab, dann erhält man die Rate an Ereignisse, die eine Korrelation zu Ereignissen aufweisen, die bis zu $300 \mu\text{s}$ zuvor nachgewiesen wurden.

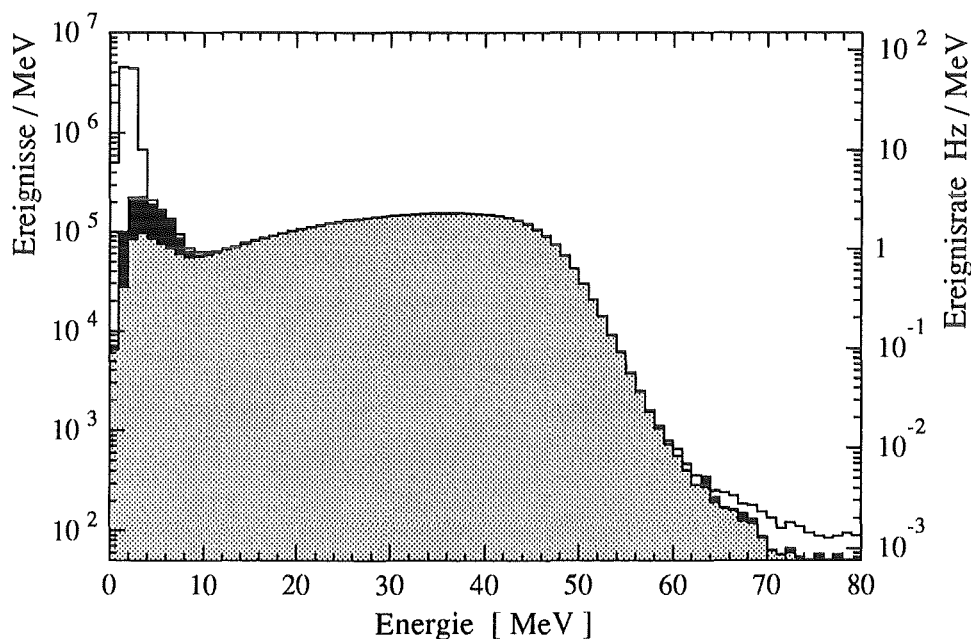


Abb. 46: Gemessene Energieverteilung von *contained-events* im KARMEN-Zentraldetektor. Je nach Zeitdifferenz Δt zu einem früheren Ereignistrigger lassen sich folgende Bereiche unterscheiden (Beschreibung siehe Text):

■ $\Delta t < 20 \mu\text{s}$, ■ $20 < \Delta t < 300 \mu\text{s}$ und □ $\Delta t > 300 \mu\text{s}$.

Abbildung 46 zeigt die Energieverteilung aller aufgenommenen Ereignisse. Je nachdem, in welcher Zeit Δt zuvor ein korreliertes Ereignis auftrat, läßt sie sich grundsätzlich in drei Bereiche aufteilen.

- $\Delta t < 20 \mu\text{s}$: Hier handelt es sich im wesentlichen um Myonzerfallsereignisse im Zentraldetektor und zu einem kleineren Anteil um Myonzerfälle in der inneren passiven Abschirmung. Unter 10 MeV können auch myoninduzierte Neutronen beitragen.
- $20 < \Delta t < 300 \mu\text{s}$: Dieser Bereich wird fast ausschließlich durch myoninduzierte Neutronen verursacht. Die gemessenen Energien sind kleiner als 10 MeV.
- $\Delta t > 300 \mu\text{s}$: Hier handelt es sich im wesentlichen um unkorrelierte Ereignisse. Unter 4 MeV stammen sie aus dem Raumuntergrund, über 60 MeV von unerkannt eingedrungenen Myonen. Unter 10 bzw. 15 MeV ist auch ein kleiner Anteil myonkorreliert, da wenige Neutronen und die meisten ^{12}B -Zerfälle die 300 μs -Koinzidenz zum Myon überleben.

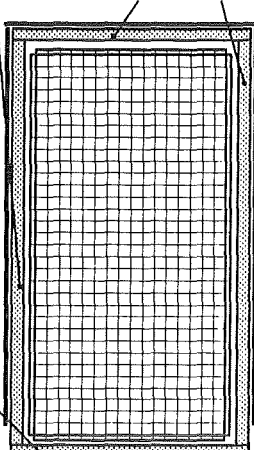
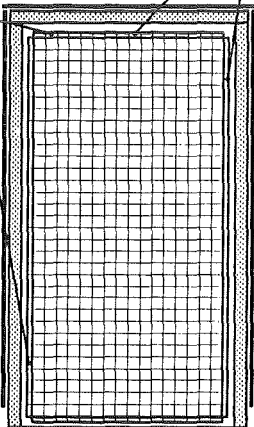
Anhand des Seitenpatterns kann nun auch zwischen verschiedenen Typen von Ereignistriggern unterschieden werden und deren zeitliche Korrelation zu *contained-events* bestimmt werden.



6.3 Klassifizierung von Ereignistriggern

Wie bereits erwähnt, wird für jedes Ereignis, das die Triggerelektronik registriert hat, eine Minimalinformation über die angesprochenen Detektorteile (Seitenpattern) und den Ereigniszeitpunkt in die Meßdaten übernommen. Anhand der Seitenpattern lassen sich dann die Ereignistrigger verschiedenen Ereignisklassen zuordnen, die in den folgenden beiden Tabellen vorgestellt werden. Grob wird zwischen den beiden Klassen NOTCE und WITHCE unterschieden, je nachdem ob der Zentraldetektor angesprochen hat oder nicht. Es ist einleuchtend, daß diese Klassifizierung nicht eindeutig sein kann. Nimmt man Ereignisse, bei denen nur eine Myonzählerseite angesprochen hat, dann werden viele dieser Ereignistrigger z.B. von γ -Quanten aus dem Raumuntergrund verursacht, so daß nur ein Bruchteil dieser Trigger von in der inneren passiven Abschirmung gestoppten Myonen herrührt. Da zudem an der Unterseite des Detektors der Myonzähler und an den *upstream* und *downstream*-Seiten der Antizähler fehlt, kann es vorkommen, daß Myonen den Zentraldetektor verlassen, ohne daß ein Vetoähler anspricht. Dies muß aber in Kauf genommen werden, wenn man alle gestoppten Myonen damit erfassen will. Auf die Effizienz der Erkennung von gestoppten Myonen wird in Anhang B eingegangen.

6.4 Korrelation zu verschiedenen Ereignistypen

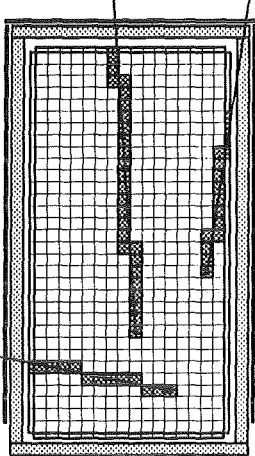
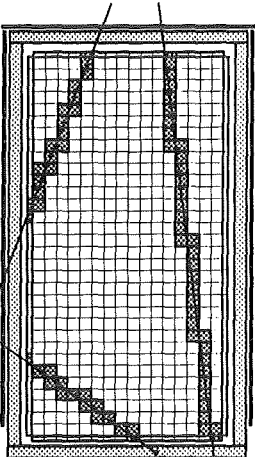
Anhand dieser Klassifizierung lassen sich nun Zeit- und Energieverteilungen von *contained-events* ermitteln, bei denen bis zu 300 μs zuvor ein korreliertes Ereignis auftrat. Die Untergrundkorrektur ermöglicht die relativ genaue Bestimmung der "echten" korrelierten Rate.

NOTCE	Der Zentraldetektor hat nicht mit angesprochen.	
<p>STOPPA</p> <p>Freie Rate 1171 Hz</p>	<p>Myonen, die in der inneren passiven Abschirmung gestoppt wurden: Es hat nur der Myonzähler angesprochen, d.h. der Antizähler hat gleichzeitig kein Ereignis registriert. Unter diesen Ereignissen gibt es auch einige Myonen, die im Flüssigszintillatorvolumen gestoppt wurden, ohne daß ein Antizähler oder der Zentraldetektor dies registrierte. Viele dieser Trigger werden auch von γ-Quanten aus dem Raumuntergrund verursacht.</p>	
<p>STOPAN</p> <p>Freie Rate 60 Hz</p>	<p>Myonen, die im inneren Antizähler gestoppt wurden: Dabei muß der Antizähler angesprochen haben. In den meisten Fällen hat auch der Myonzähler auf der gleichen Seite mit angesprochen. Myonen können auch ein kurzes Stück in den Zentraldetektor eindringen, ohne daß dieser sie registriert. Dies wird durch Schwelleneffekte ermöglicht. Der anschließende Zerfall oder Einfang findet dann direkt im Zentraldetektor statt.</p>	

Dabei wurde zwischen den drei Ereignistypen NOTCE, STOPCE und PASSCE unterschieden. Abbildung 47 zeigt die Verteilung der Zeitdifferenz zwischen solchen Ereignistriggern und *contained-events*. Man kann deutlich eine schnelle und eine langsame Komponente unterscheiden. Erstere kommt von Myonzerfallsereignissen, während die zweite von Neutronen verursacht wird. Diese Vermutung wird bestätigt, wenn man einen Energieschnitt von $\Sigma E > 10 \text{ MeV}$ für die Ereignisse verlangt. Dies ist bei den  unterlegten Spektren der Fall, die dann alle exponentiell mit der Myonlebensdauer von $\tau \approx 2.2 \mu\text{s}$ abfallen¹⁷. Abbildung 48 zeigt die Energieverteilung von myoninduzierten Ereignissen. Verlangt man hier, daß die Zeitdifferenz erst ab $20 \mu\text{s}$ beginnt, wie dies bei den  unterlegten Spektren der Fall ist, dann bleiben nur noch Ereignisse unter 10 MeV übrig¹⁸. Damit wird die Vermutung bestätigt, daß es sich hier um Neutronenereignisse handelt.

¹⁷Bei StopCe-Ereignissen, die auch Schauer enthalten, gibt es eine kleine Abweichung, da keine Mehrfachkorrelationen berücksichtigt wurden.

¹⁸Der kleine Anteil an PassCe-Ereignissen über 10 MeV ist statistisch nicht signifikant (Untergrundkorrektur).

WITHCE	Der Zentraldetektor hat mit angesprochen.	
ONLYCE Freie Rate 234 Hz	<p><i>contained-events</i>: Es hat nur der Zentraldetektor angesprochen: Das sind (normalerweise) auch die Ereignisse, die bei Neutrino runs aufgenommen werden.</p>	siehe Abbildung 45
STOPCE Freie Rate 305 Hz	<p>Myonen, die im Zentraldetektor gestoppt wurden: Diese Ereignisse sollten ein Seitenpattern aufweisen, bei denen ein Myon an einer Seite in den Zentraldetektor eindringt, diesen aber nicht wieder verläßt. Eine genaue Auflistung der Pattern erfolgt im Anhang B. Etwa die Hälfte aller STOPCE-Trigger wird aber von durchgehenden Myonen verursacht, da ein unterer Myonzähler und an den <i>upstream</i> und <i>downstream</i>-Seiten der Antizähler fehlt und somit ein Verlassen des Myons nicht erkannt werden kann.</p>	
PASSCE Freie Rate 911 Hz	<p>Myonen, die den Zentraldetektor durchqueren: Bei diesen Ereignissen sollten zwei Vektorzählerseiten angesprochen haben, die das Eindringen und das Verlassen des Myons markieren. Diese Klasse ergibt sich einfach durch: $PASSCE = WITHCE - STOPCE - ONLYCE$. Myonen können aber nach Durchqueren des Zentraldetektors noch in der inneren passiven Abschirmung gestoppt werden.</p>	

In Tabelle 18 sind die gemessenen Ereignisraten für die diversen Ereignisklassen aufgelistet. Neben der freien Rate, mit der diese Ereignisse vorkommen, ist vor allem auch die Rate angegeben, mit der solchen Ereignissen ein korreliertes *contained-event* im Zentraldetektor im Zeitraum bis zu $300 \mu s$ danach folgt. Dabei wird auch zwischen verschiedenen Energiebereichen unterschieden.

Ereignisse mit $E > 10 \text{ MeV}$ stammen im wesentlichen von Myonzerfallsereignissen während Ereignisse mit $20 < \Delta t < 300 \mu s$ von myoninduzierten Neutronen verursacht werden.

Dabei kann folgendes festgestellt werden: Die mit Abstand meisten korrelierten Ereignisse stammen aus Myonzerfällen im Zentraldetektor. Daher wird normalerweise nach STOPCE-Ereignissen bereits *hardware* mäßig eine $10 \mu s$ Totzeit angelegt, wodurch die aufgenommene *contained-event*-Rate bereits erheblich erniedrigt wird.

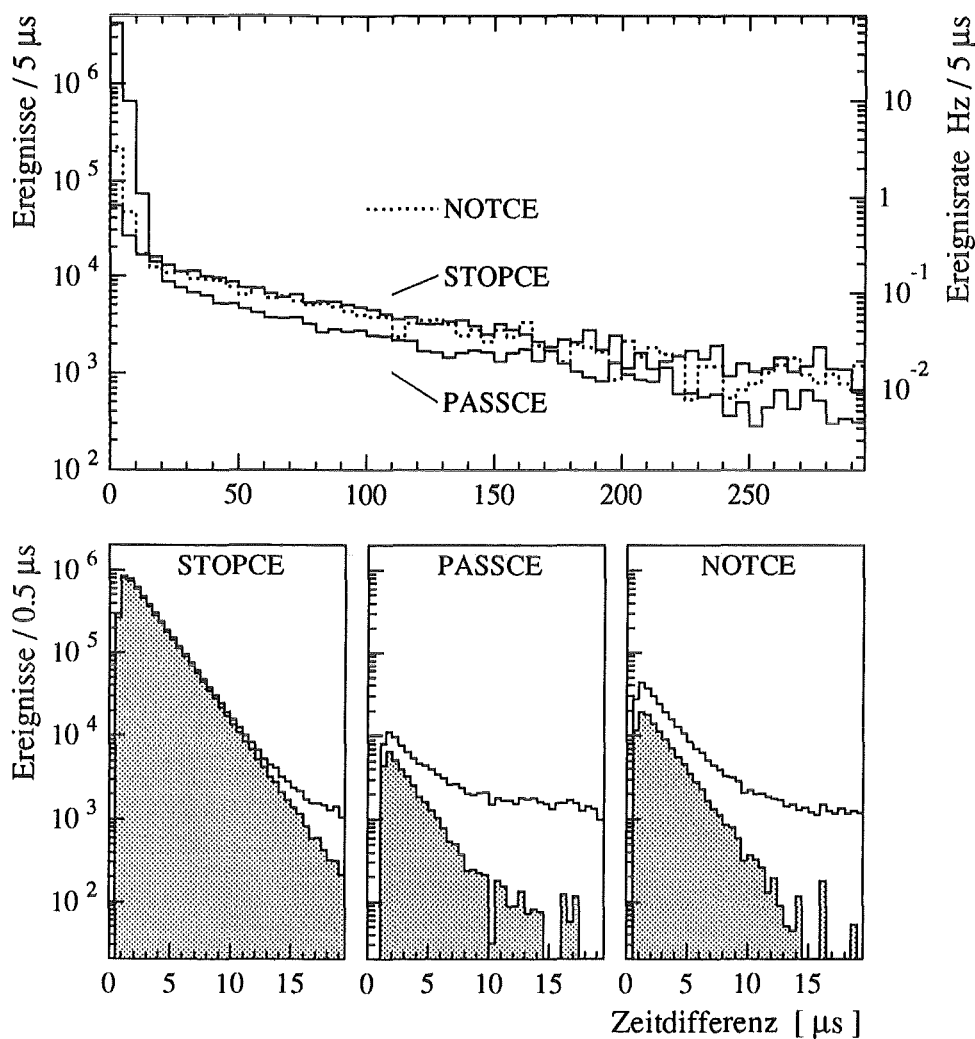


Abb. 47: Zeitdifferenz zwischen *contained-events* und Ereignistriggern vom Typ STOPCE, PASSCE und NOTCE. Die unteren drei Bilder zeigen den Zeitbereich bis $20 \mu\text{s}$ nochmals mit besserer Auflösung. Energieschnitt $\Sigma E > 10 \text{ MeV}$.

Geht man davon aus, daß es sich bei praktisch allen Ereignissen zwischen 20 und $300 \mu\text{s}$ um myoninduzierte Neutronen handelt, dann werden die meisten von ihnen von durchgehenden bzw. in der inneren passiven Abschirmung gestoppten Myonen verursacht, während gestoppte Myonen im Zentraldetektor nur einen relativ geringen Teil zur Neutronenproduktion beitragen.

Die Rate an Koinzidenzen zwischen zwei *contained-events* ist mit 2 Hz ebenfalls relativ hoch. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Ereignissen zeigt den für Neutronen typischen Abfall mit $\tau \approx 100 \mu\text{s}$. Die Ereignisse stammen zum Großteil von e-n- und n-n-Koinzidenzen aus inelastischer Myonstreuung im Zentraldetektor bzw. von n-n-Koinzidenzen aus Myoneinfang in der inneren Eisenabschirmung, wobei relativ häufig mehr als ein Neutron emittiert wird. Verlangt man, daß bis zu $20 \mu\text{s}$ vor dem ersten *contained-event* kein Ereig-

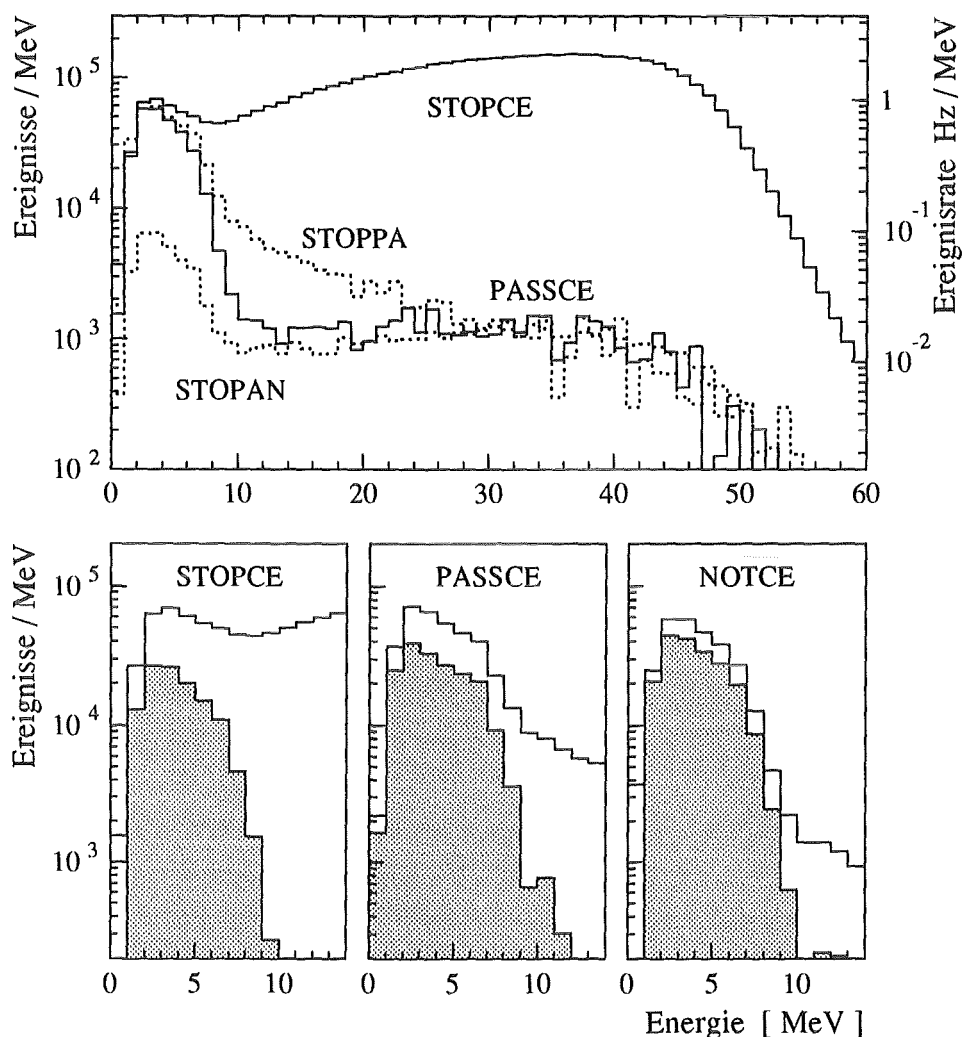


Abb. 48: Energie von *contained-events* die bis zu $\Delta t = 300 \mu\text{s}$ nach Ereignisstriggern vom Typ STOPCE, PASSCE, STOPPA und STOPAN auftreten. Die drei unteren Bilder zeigen den Energiebereich bis 15 MeV nochmals vergrößert. \square $20 < \Delta t < 300 \mu\text{s}$. (NOTCE = STOPPA + STOPAN).

nistrigger stattfand, dann werden alle Koinzidenzen, bei denen ein Michelektron beteiligt war, eliminiert. Die Rate reduziert sich dadurch auf 0.5 Hz. Ein kleiner, aber statistisch signifikanter Anteil der primären *contained-events* weist dann immer noch Energien mit $\Sigma E > 10 \text{ MeV}$ auf.

Im folgenden soll nun auf die räumliche Verteilung der Ereignisse genauer eingegangen werden, die von den diversen Ereignistypen induziert werden. Dabei ist neben den Verteilungen in Abhängigkeit von Reihe, Spalte und dem Ort entlang der Modulachse noch die Abhängigkeit von der Detektorschale dargestellt.

Dazu wird der Detektor von außen nach innen in acht aufeinanderfolgende Quaderschalen unterteilt. Jede Schale, außer die innerste, ist dabei eine Modulspalte (18.1 cm), -reihe (17.7 cm) und 17.9 cm entlang der Modulachse dick. Die innerste Schale wird durch das

Tab. 18: Gemessene Ereignisraten von myonkorrelierten Ereignissen in Abhängigkeit der verschiedenen Ereignisklassen. Nach STOPCE-Ereignissen wird normalerweise bereits *hardware* mäßig $10 \mu\text{s}$ Totzeit angelegt.

Ereignis- klassen	Freie Rate [Hz]	Korrelierte Ereignisraten [Hz]				
		$0 < \Delta t < 300 \mu\text{s}$			$20 < \Delta t < 300 \mu\text{s}$	
		alle	4-10 MeV	> 10 MeV	alle	4-10 MeV
I. Ohne Ansprechen des Zentraldetektors.						
NOTCE	1231	7.1	2.8	1.7	2.7	1.3
STOPPA	1171	6.1	2.5	1.2	2.4	1.1
STOPAN	60	1.1	0.2	0.6	0.3	0.1
II. Mit Ansprechen des Zentraldetektors.						
WITHCE	1450	82.0	7.4	68.9	6.8	3.1
PASSCE	911	5.0	2.0	0.7	3.2	1.4
STOPCE	305	75.0	4.5	68.1	1.7	0.8
($\Delta t > 10 \mu\text{s}$)		(3.1)	(0.9)	(1.0)		
ONLYCE	234	2.0	0.8	0.0	1.9	0.8
Summe	2681	89.1	10.2	70.6	9.5	4.4

verbleibende Restvolumen festgelegt. Die Schalen sind von innen nach außen aufsteigend numeriert. Diese Einteilung hat den Vorteil, daß alle Bereiche einer Schale in etwa den gleichen Abstand zum Detektorrand (passive Eisenabschirmung) haben. Das Volumen einer Schale nimmt dabei von außen nach innen stark ab, wie die folgende Tabelle verdeutlicht:

Nummer der Schale	1	2	3	4	5	6	7	8
Volumenanteil [%]	2.0	4.0	6.6	9.6	13.0	17.0	21.4	26.4

Damit sind auch die Ereignisraten pro Schale abhängig von deren Lage. Um dies zu vermeiden, werden die Raten einer bestimmten Schale auf das gesamte Volumen des Zentraldetektors hochskaliert, d.h. durch die in obiger Tabelle angegebenen relativen Volumenanteile dividiert. Diese Rate wird im folgenden als "normierte Ereignisrate" bezeichnet.

Anhand dieser Schaleneinteilung kann nun sehr anschaulich die Abhängigkeit der Ereignisraten von außen nach innen dargelegt werden. Daraus kann man ablesen, welche Ereignisse gleichverteilt über den Detektor auftreten und welche vom Rand herrühren. Damit kann eine Aussage darüber gemacht werden, wie die Untergrundverhältnisse in der Detektormitte sind.

In Abbildung 49 sind die Verteilungen für *contained-events* dargestellt, die von Ereignistriggern vom Typ STOPCE, PASSCE, STOPAN, und STOPPA induziert wurden. Dabei wird wieder zwischen Myonzerfallsereignissen ($\Delta t < 20 \mu\text{s}$, $\Sigma E > 10 \text{ MeV}$) und Neutronen

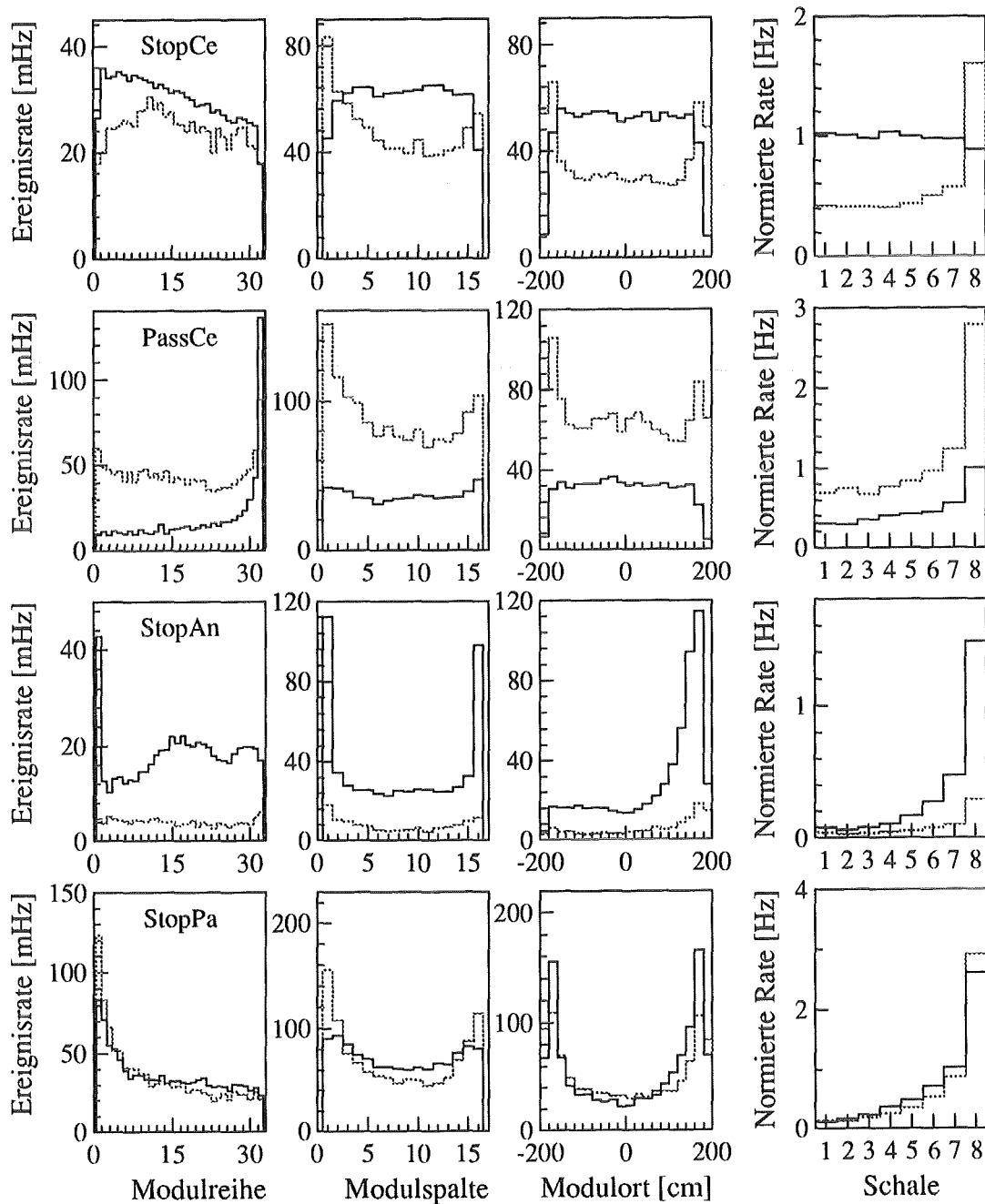


Abb. 49: Räumliche Verteilung von myoninduzierten Ereignissen im Zentraldetektor. — $\Delta t < 20 \mu s, \Sigma E > 10 \text{ MeV}$ (Myonzerfallsereignisse) und - - - $20 < \Delta t < 300 \mu s, 4 < \Sigma E < 10 \text{ MeV}$ (Neutronen).

($20 < \Delta t < 300 \mu\text{s}$, $4 < \Sigma E < 10 \text{ MeV}$) unterschieden. Die gewählten Differenzzeit- und Energieintervalle ermöglichen diese eindeutige Unterscheidung. Bei gestoppten Myonen im Zentraldetektor wurde zusätzlich eine $10 \mu\text{s}$ *software*-Totzeit nach dem STOPCE-Trigger angelegt, wie dies auch *hardware*mäßig bei den Neutrinoruns der Fall ist. Dadurch wird allerdings nur die Ereignisrate erniedrigt. Zu den Spektren der einzelnen Ereignistypen ist folgendes zu bemerken:

STOPCE: Außer am Rand sind die Ereignisse gleichverteilt über den Zentraldetektor. Die Erhöhungen am Rand werden dadurch verursacht, daß bei den STOPCE-Triggern auch Spuren dabei sind, die in der linken/rechten- bzw. *upstream/downstream*-seitigen inneren passiven Abschirmung gestoppt werden. Neutronen können dabei besonders leicht an den *upstream* und *downstream*-Seiten eindringen, da hier erstens der Antizähler fehlt und zweitens das Gadolinumpapier bis fast zu den Modulenden reicht. Die Häufigkeit von Myonzerfallereignissen nimmt von oben nach unten ab, wie dies bereits in Kapitel 4.6 erläutert wurde.

PASSCE: Für die Neutronen können dieselben Argumente angeführt werden wie bei den STOPCE-Triggern. Hinzu kommt eine starke Häufung der Ereignisse an der Unterseite durch Myonen, die nach Durchqueren des Zentraldetektors entweder im Flüssigszintillatorvolumen unterhalb des unteren Antizähler ($\approx 10 \text{ cm}$) oder in der darunterliegenden Eisenabschirmung gestoppt werden.

STOPAN: Der Anteil an Neutronen aus diesen Reaktionen ist nur sehr gering. Bei den Myonzerfallereignissen sieht man eine starke Überhöhung an der linken, rechten und oberen Seite. Dies rührt von gestoppten Myonen in den entsprechenden Antizählern. Die starke Erhöhung auf der *downstream*-Seite und zwischen Reihe 10 und 32 ist bei anderen Runs nicht vorhanden. Sie ist auf ein vorübergehendes Problem in der Elektronik zurückzuführen.

STOPPA: Hier erkennt man eine Erhöhung an allen Seiten außer unten im Zentraldetektor. Oben und an den *upstream* und *downstream*-Seiten ist sie besonders groß. Dies kommt zum einen daher, daß die meisten Myonen im oberen Teil der inneren passiven Abschirmung gestoppt werden und zum anderen von der Tatsache, daß es an den *upstream* und *downstream*-Seiten keine Antizähler gibt.

Die bei allen Neutronenverteilungen sichtbare Häufung auf der linken Seite wird durch ein unterschiedliches Schwellenverhalten in der Elektronik verursacht. Dieses Problem ist inzwischen behoben.

Anhand der Schalendarstellung erkennt man deutlich, daß es für alle Ereignisklassen eine starke Häufung der Ereignisse am Detektorrand gibt. Während für die Klasse NOTCE die Rate zum Detektorinneren hin stark abnimmt, verbleibt bei der Klasse WITHCE ein offensichtlich konstant verteilter Untergrund, der von gestoppten Myonen und inelastischen Myonstreuungen herrührt.

6.5 Die *data-stack*-Reduktion

Durch eine sogenannte *data-stack*-Reduktion läßt sich der Großteil der myoninduzierten Ereignisse eliminieren, ohne daß die *software*-Totzeit sonderlich groß wird. Dazu werden alle Ereignisse verworfen, bei denen bis zu $20\ \mu\text{s}$ vorher ein Ereignistrigger auftrat, d.h. ein Eintrag in den *data-stack*-Daten gefunden wurde. Dabei wird nicht zwischen verschiedenen Ereignisklassen unterschieden. Bei einer Triggerrate von $2681\ \text{Hz}$ (Runserie 34) bedeutet dies eine Totzeit von 5.4% . Eine differenzierte Reduktion mit separaten Totzeiten für verschiedene Ereignistypen ist wenig erfolgversprechend, da für eine (geringe) Verbesserung der Totzeitverluste fast immer eine Erhöhung der verbleibenden Untergrundrate in Kauf genommen werden muß.

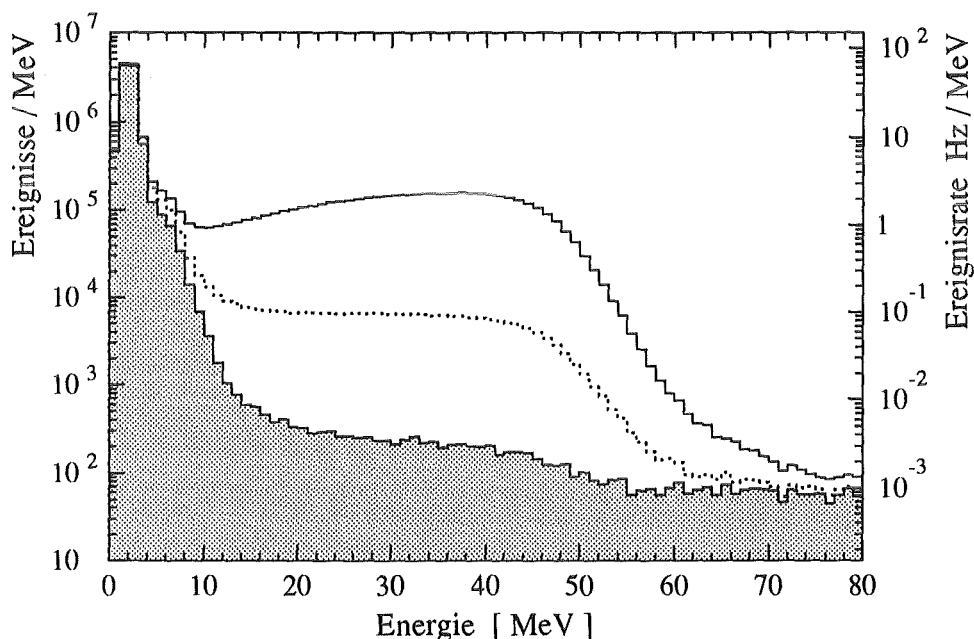




Abb. 50: Demonstration der *data-stack*-Reduktion anhand der Energieverteilung von *contained-events*: — alle gemessenen Ereignisse, ---- gemessene Ereignisse in Neutrino-Runs mit $10\ \mu\text{s}$ *hardware*-Totzeit nach gestoppten Myonen und  verbleibende Ereignisse, bei denen bis zu $20\ \mu\text{s}$ zuvor kein Ereignistrigger auftrat (*data-stack*-Reduktion).

In Abbildung 50 ist das Ergebnis einer solchen *data-stack*-Reduktion für Runserie 34 dargestellt. *hardware* mäßig wird bereits bei normalen Neutrino-Runs eine Totzeit von $10\ \mu\text{s}$ nach gestoppten Myonen angelegt. Damit erhält man die in Abbildung 50 gestrichelt eingezeichnete Kurve, die aufgenommene *contained-event*-Rate wird um den Faktor 1.45 auf $160\ \text{Hz}$ reduziert. Bei Energien über $10\ \text{MeV}$ beträgt der Reduktionsfaktor sogar 20. Die volle *data-stack*-Reduktion hinterläßt den  unterlegten Bereich.

Woher stammen diese verbleibenden Ereignisse ?

Besondere Beachtung soll dabei dem Energiebereich zwischen 10 und $16\ \text{MeV}$ gewidmet werden, da in diesen Bereich die $15\ \text{MeV}$ γ -Quanten aus der Neutrino-Kern-Anregung

von ^{12}C fallen. Das Neutrinosignal, das man in diesem Bereich erwartet, beträgt maximal etwa 15 mHz/MeV, wenn man es auf Meßzeit umrechnet. Für diese grobe Abschätzung wurde ein Strahlstrom von $150\ \mu\text{A}$, ein Meßzeitfenster von 0.5 bis $3\ \mu\text{s}$ und ein *fiducial volume cut* (eine Randlage) angenommen.

An dieser Stelle ist zu bemerken, daß Myonereignisse, die in die *hardware*-Totzeit nach einem Ereignistrigger fallen und damit nicht registriert werden, keine zusätzliche Quelle von unerkannten Myonzerfallsprodukten darstellen, da die *data-stack*-Reduktion ja nicht zwischen verschiedenen Typen von Ereignistriggern unterscheidet. Das Ereignis, in dessen Totzeit das Myon fiel, verhindert auch relativ sicher durch seine $20\ \mu\text{s}$ Totzeit, daß die Zerfallsprodukte des Myons registriert werden.

Bevor nun auf die räumliche Verteilung der verbleibenden Ereignisse genauer eingegangen wird, soll zuerst dargelegt werden, wovon diese Ereignisse wahrscheinlich herrühren. Für Energien unter 10 MeV hat die *data-stack*-Reduktion erwartungsgemäß nur eine geringe Wirkung:

- ▷ Alle nicht myoninduzierten Ereignisse sind auch nach der *data-stack*-Reduktion noch vorhanden. Unter 4 MeV sind dies vor allem die Ereignisse aus dem Raumuntergrund.
- ▷ Der Bereich zwischen 4 und 10 MeV wird dominiert von myoninduzierten Neutroneneignissen, da die meisten die $20\ \mu\text{s}$ -Totzeit überleben.

Für Energien über 10 MeV tragen im wesentlichen drei Quellen zu den verbleibenden Ereignissen bei:

- ▷ ^{12}B -Zerfallselektronen mit Energien bis 13.4 MeV aus Myoneinfangreaktionen im Zentraldetektor verbleiben wegen der langen ^{12}B -Lebensdauer ($\tau = 29.1\ \text{ms}$) auch nach der *data-stack*-Reduktion. Die Rate, mit der sie im Zentraldetektor erzeugt werden, beträgt $\approx 0.85\ \text{Hz}$ (siehe Tabelle 6 auf Seite 66).
- ▷ Myonen, die unerkannt, d.h. ohne daß ein Vetoähler anspricht, in den Zentraldetektor eindringen, werden ebenfalls als *contained-event* registriert. Sie bilden den Großteil an Ereignissen mit $\Sigma E > 60\ \text{MeV}$.
- ▷ Myonen, die durch Lecks im Myonzähler unerkannt eindringen, können auch in der inneren passiven Eisenabschirmung oder in den Randbereichen des Flüssigszintillatorvolumens gestoppt werden. Die von der ersten Reaktion ausgehenden Bremsstrahlungsquanten tragen besonders zum Bereich zwischen 10 und 16 MeV bei, während die von der zweiten Reaktion ausgehenden Michelelektronen im wesentlichen zwischen 16 und 60 MeV zu Buche schlagen.

Diese Annahmen lassen sich nun anhand der räumlichen Verteilung der Ereignisse nach der *data-stack*-Reduktion bestätigen. Diese ist in Abbildung 51 für vier verschiedene Energieintervalle dargestellt. Neben den Verteilungen der Modulreihen, -spalten und dem Ort

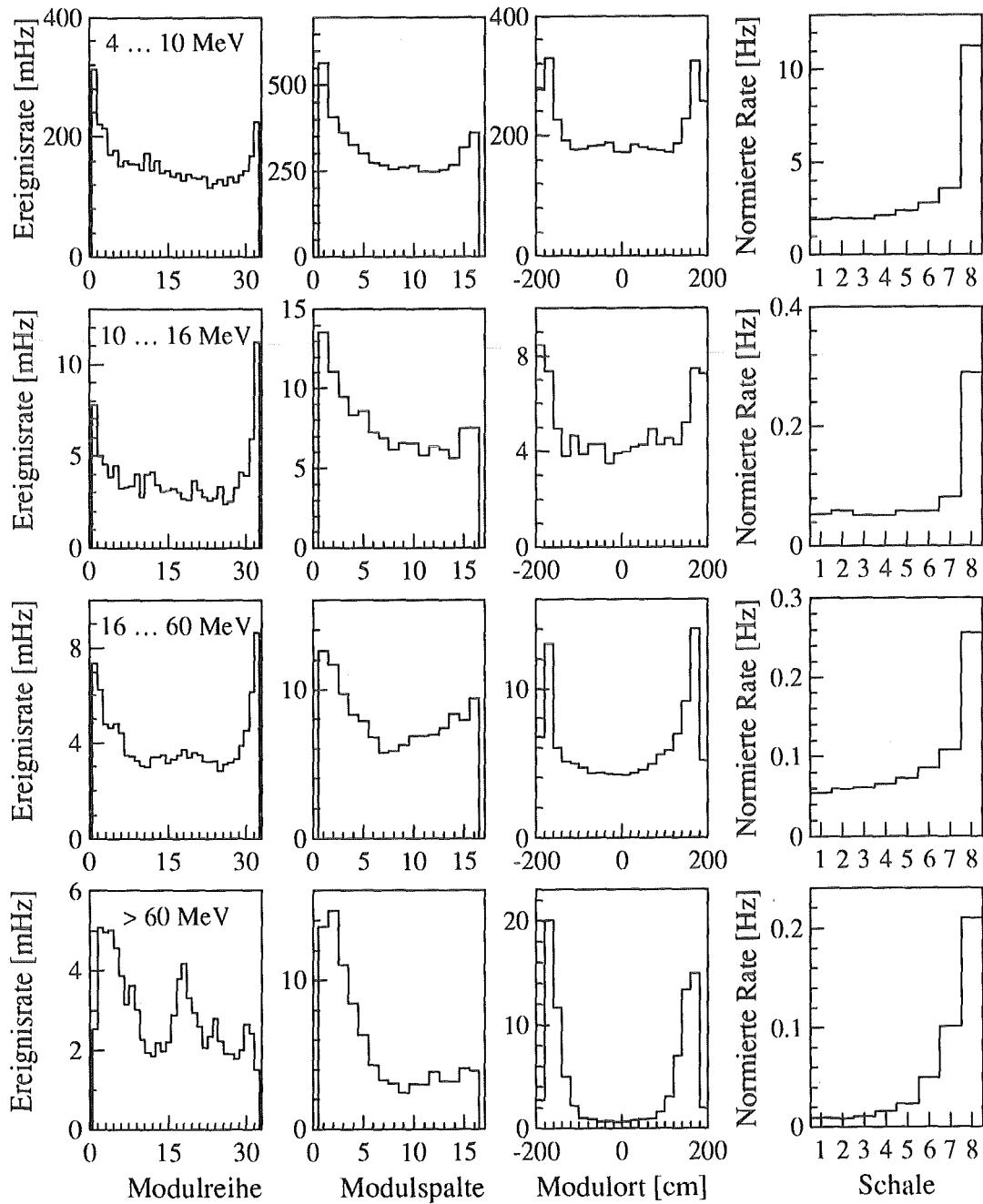


Abb. 51: Räumliche Verteilung von *contained-events* nach der $20 \mu\text{s}$ *data-stack*-Reduktion für verschiedene Energieintervalle.

entlang der Modulachse ist auch die normierte Ereignisrate in Abhängigkeit von der Detektorschale dargestellt, wie dies im vorherigen Abschnitt erläutert wurde. Aus diesen Histogrammen lassen sich eine Reihe von aufschlußreichen Folgerungen ziehen:

- ▷ $4 < E < 10 \text{ MeV}$: Die Rate wird, wie erwartet, von myoninduzierten Neutronenergieereignissen dominiert, da die meisten die $20 \mu\text{s}$ -Totzeit überleben.
- ▷ $E > 60 \text{ MeV}$: An den Verteilungen kann man ablesen, wo Myonen unerkannt in den Detektor eindringen. Aufgrund der maximal erlaubten Multiplizität von sechs bei der Auswertung, handelt es sich hier um relativ kurze Myonspuren, die den Eindringort in den Zentraldetektor relativ gut widerspiegeln. Dies ist auf den *upstream* und *downstream*-Seiten oben und etwa auf der halben Höhe des Zentraldetektors der Fall. An diesen Stellen befinden sich relativ große, mechanisch bedingte Lücken im Myonzähler. Zudem ist noch eine starke Häufung von links feststellbar, die wahrscheinlich durch vier defekte Antizähler auf der linken oberen Seite hervorgerufen wird. Myonen, die durch Lücken im Myonzähler eingedrungen sind, können dann auch teilweise diese defekten Antizähler unbemerkt passieren und in den Zentraldetektor gelangen.
- ▷ $10 < E < 60 \text{ MeV}$: In diesem Energieintervall erkennt man eine starke Erhöhung der Rate an der Ober- und vor allem an der Unterseite des Zentraldetektors. Myonen können in den unteren Teil des Detektors unerkannt eindringen, da der Myonzähler nicht ganz bis zum Boden reicht. Dort können sie entweder im Flüssigszintillatorvolumen unter dem unteren Antizähler (ca. 10 cm) oder aber in der darunterliegenden passiven Abschirmung gestoppt werden. Durch Lecks im Myonzähler können Myonen ebenfalls unerkannt in der inneren passiven Abschirmung oder im Randvolumen des Szintillatortanks gestoppt werden.

Aus der Schalenverteilung erkennt man, daß bei allen Energieintervallen eine starke Überhöhung in der Randschale vorliegt. Dies wird von Untergrundstrahlung verursacht, die von außen in den Zentraldetektor eindringt. Die Quellen wurden bereits erläutert.

Des weiteren verbleibt ein im wesentlichen konstanter Untergrund auch im Innern des Detektors. Im Bereich zwischen 10 und 16 MeV stammt ein großer Anteil aus ^{12}B -Zerfällen von Myoneinfangreaktionen im Zentraldetektor. Der höherenergetische Teil der Bremsstrahlung kann relativ weit ins Innere des Zentraldetektors eindringen und ist wahrscheinlich auch für die Rate zwischen 16 und 60 MeV dort verantwortlich.

Durch einen *fiducial volume cut*, bei dem genau die äußere Schale des Detektors abgeschnitten wird, kann der Untergrund zwischen 10 und 60 MeV nochmals erheblich reduziert werden. Dabei gehen allerdings etwa 25% des aktiven Volumens verloren. In Abbildung 52 ist der Effekt dieses *fiducial volume cuts* für drei verschiedene Energieintervalle dargestellt.

In Abbildung 53 sind die energieabhängigen Reduktionsfaktoren für die drei oben beschriebenen Reduktionsmaßnahmen dargestellt. Die Rate nach dem *fiducial volume cut* wurde

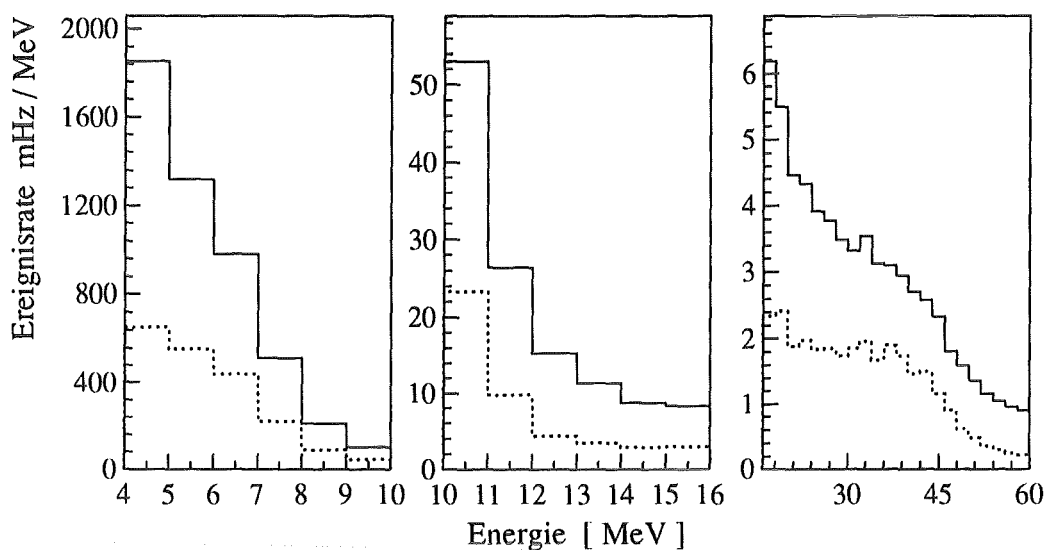


Abb. 52: Ergebnis der $20 \mu\text{s}$ *data-stack*-Reduktion ohne — und - - - mit *fiducial volume cut*, bei dem die äußerste Lage des Zentraldetektors abgeschnitten wird.

dabei wieder auf das ganze aktive Volumen hochskaliert. Durch diese relativ einfache *data-stack*-Reduktion wird ein beeindruckender Reduktionsfaktor von bis zu 10^3 gegenüber der ursprünglichen Ereignisrate erreicht.

Erst durch diese Reduktion war es überhaupt möglich, das *single prong*-Signal von Neutrinos aus inelastischer Neutrino-Streuung aus dem Untergrund herauszuheben. Das Neutrinoseignal mit einer äquivalenten Rate von etwa 15 mHz/MeV im Maximum der Verteilung zwischen 12 und 15 MeV kann demnach mit einem Signal-zu-Untergrundverhältnis besser als 2:1 beobachtet werden.

Weiterführende Reduktionsmaßnahmen

Was kann noch zur weiteren Reduktion der *single prong*-Raten getan werden? Eine weitere Einschränkung des aktiven Volumens ist wenig erfolgversprechend, da bei zwei fehlenden Randschalen nur noch 50% des Gesamtvolumens übrig bleiben. Die folgenden vier Punkte seien erwähnt:

1. Seit Juli 1991 wird während des normalen Experimentbetriebs das Spurende von im Zentraldetektor gestoppten Myonen als sogenannte SMU-Daten aufgenommen. Dies ermöglicht in der *offline*-Auswertung die Diskriminierung von ^{12}B -Zerfallsereignissen, die eine enge räumliche Korrelation zum Ende der Myonspur besitzen. Dadurch kann der Untergrund vor allem im Bereich zwischen 10 und 14 MeV weiter reduziert werden [Rap 92].
2. Myoninduzierte Neutronen ($E < 10 \text{ MeV}$) können durch Anlegen einer *software*-Totzeit von mehr als $20 \mu\text{s}$ deutlich reduziert werden. Durch eine geeignete Auswahl der Seitenpattern ist aber die Anzahl der relevanten Ereignistrigger einzuschränken,

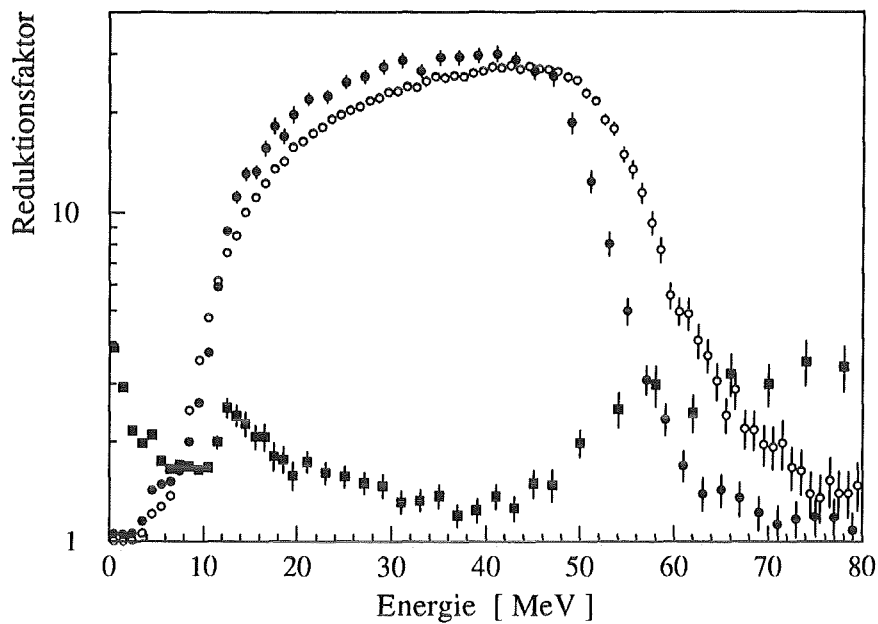


Abb. 53: Reduktionsfaktor für ϕ $10 \mu\text{s}$ *hardware*-Totzeit nach STOPCE-Triggern, ϕ $20 \mu\text{s}$ Totzeit nach allen Ereignistriggern und $\#$ *fiducial volume cut*, bei dem die äußerste Schale abgeschnitten wird. Die Reduktion erfolgt dabei immer schrittweise, d.h. die einzelnen Reduktionsfaktoren sind zu multiplizieren.

um Totzeitverluste gering zu halten. Unter Umständen kann es sinnvoll sein, die räumliche Korrelation zwischen *contained-events* und den Myonzählerseiten auszunutzen.

3. Eine Erniedrigung der Schwelle der Antizählermodule, z.B. durch eine Erhöhung der Hochspannung, würde die Abschirmwirkung gegen von außen eindringende γ -Quanten und Neutronen erhöhen. Zudem würden nicht mehr so viele Myonen unerkant in den Antizähler eindringen und stoppen. Die Rate an STOPAN-Triggern ist bei Runserie 34 mit 60 Hz noch relativ gering (siehe Tabelle 18), was heißt, daß die registrierte Untergrundrate noch klein sein muß. Somit hat auch eine deutliche Schwellenerniedrigung keinen drastischen Einfluß auf die Gesamttriggerrate und damit auf die *hardware*-Totzeit.
4. Als weitere Maßnahme käme die Verkleinerung der Leckrate des Myonzählers in Betracht. Da die elektrische Einstellung des Myonzähler bereits schon auf geringe Leckrate optimiert ist [Sch 92] kämen nur mechanische Maßnahmen in Betracht. Dabei müßte allerdings das Design des Myonzählers stark geändert werden, da die Platzverhältnisse ein "Stopfen" der Löcher nicht zuläßt. Der Aufwand zur Durchführung einer solchen Aktion ist allerdings erheblich und würde eine Meßpause des Detektors von bis zu einem halben Jahr zur Folge haben.

A KARMEN Detektorsimulationen mit GEANT3

Die Berechnung des Energieverlusts von geladenen Teilchen im KARMEN-Detektor bildet die Grundlage für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der diversen neutrinoinduzierten Reaktionen. Aufgrund der Komplexität der Detektorgeometrie und des Energieverlusts in diesem ist man heutzutage auf Detektorsimulationen mit einem *Monte-Carlo*-Programm angewiesen. Zu diesem Zweck werden elektromagnetische Teilchen mit Hilfe des *Monte-Carlo*-Programmpakets GEANT3 im KARMEN-Detektorsystem möglichst realitätsnah transportiert.

Im Rahmen dieser Dissertation wurden die KARMEN-spezifischen FORTRAN-Benutzerrou-tinen erstellt, die eine universelle Simulation einer Vielzahl von prompten und sequentiellen Ereignissen im KARMEN-Detektor erlauben. Die Ergebnisse aus solchen Berechnungen wurden schon an vielen Stellen dieser und anderer Veröffentlichungen zum KARMEN-Experiment benutzt [Ebe 92, Wöl 92, Bod 91, Bod 92] und – soweit möglich – mit dem Experiment verglichen.

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Elemente des Simulationsprogramms dargelegt und die Ergebnisse von entsprechenden Berechnungen für die neutrinoinduzierten Reaktionen im KARMEN-Detektor vorgestellt. Für eine Reihe von myoninduzierten Reaktionen ist dies bereits schon im Laufe dieser Arbeit geschehen. Auf die Neutrinoreaktionen selbst wird dabei nicht näher eingegangen.

A.1 Das GEANT3-Programm

Das GEANT3-Programm wurde am CERN zur Entwicklung und zum Design von Detektoren für die Hochenergiephysik entwickelt. Es gestattet den Transport von elektromagnetischen und hadronischen Teilchen durch eine experimentelle Anordnung für Akzeptanzstudien oder die Ermittlung der Detektorantwortfunktion [Bru 87].

Ein komfortables Geometriepaket ermöglicht die effiziente Definition des experimentellen Aufbaus. Es gestattet auch die graphische Darstellung der Detektorgeometrie und der Teilchenspuren darin. Dieser zweite Punkt ist für den Entwickler des Detektorsimulationsprogramms ein extrem nützliches Hilfsmittel, da er das Teilchen bei seinem Weg durch die experimentelle Anordnung beobachten und damit Fehler und Schwächen in der Detektorgeometrie leichter erkennen und korrigieren kann.

Der Transport von hadronischen Teilchen basiert auf dem *Monte-Carlo*-Programm GHEISHA [Fes 85], das in GEANT integriert ist. Dieser Teil wird allerdings bei den hier vorgestellten Berechnungen nicht benutzt. Der Transport von Neutronen ist nur bis hinunter zu Energien von etwa 1 MeV sinnvoll, da die Diffusion von Neutronen nicht behandelt wird. Dies ist mit einem "analogen" *Monte-Carlo*-Programm auch nicht möglich. Daher wird zur Simulation des Neutronentransports für den KARMEN-Detektor das *Monte-Carlo*-Programm MORSE benutzt [Emm 75].

Der elektromagnetische Teil des Codes erlaubt den Transport von γ -Quanten, Elektro-

nen und Positronen sowie Myonen im Energiebereich zwischen 10 keV und 10 TeV. Dabei werden alle wichtigen physikalischen Prozesse wie Paarerzeugung, Annihilation, Comptonstreuung, Photoeffekt, e^-e^- , e^-e^+ -Wechselwirkungen, Bremsstrahlung, Ionisation usw. berücksichtigt. Da diese Prozesse alle sehr genau bekannt sind, ist auch der berechnete primäre Energieverlust dieser Teilchen in der experimentellen Anordnung sicher auf wenige Prozent genau, wie auch von einer Vielzahl von Experimenten über einen weiten Energiebereich bestätigt wird. Diese Genauigkeit kann natürlich nur erreicht werden, wenn die Eingabegrößen für die Geometrie, Materialien usw. genau genug der Realität entsprechen.

Ein für die Rechenzeit kritischer Punkt ist die Simulation der Ionisation von geladenen Teilchen in Materie. Hier kann zwischen der expliziten Erzeugung von δ -Elektronen und der Berechnung eines mittleren Energieverlusts entlang einer Spur entsprechend einer Landau-, Vavilov- oder Gaußverteilung gewählt werden. Die Wahl der Verteilung hängt dabei von der Energie des Teilchens und dem Material ab. Die Erzeugung von δ -Elektronen ist nur dann notwendig, falls deren Reichweite groß ist gegen die kleinste Abmessung in der experimentellen Anordnung, wie dies z.B. bei Gaszählern leicht der Fall sein kann. Beim KARMEN-Detektor ist dies allerdings nicht gegeben, wie auch entsprechende Tests zeigten. Ein Vergleich der berechneten Energieverlustverteilungen mit beiden Methoden lieferte, wie erwartet, praktisch die gleichen Ergebnisse.

Ein ebenfalls sehr verbreitetes *Monte-Carlo*-Programm zum Transport von elektromagnetischen Teilchen ist EGS4 [For 78]. Da es sich in der Simulation der Prozesse aber nur unwesentlich von GEANT3 unterscheidet, sind von einer entsprechenden EGS4-Simulation für das KARMEN-Experiment auch keine anderen Ergebnisse zu erwarten. Die Übereinstimmung der beiden Programme wird durch entsprechende Vergleichsberechnungen bestätigt [Bru 85]. In der Entwicklungsphase des KARMEN-Experiments wurden auch schon Detektorsimulationsrechnungen mit EGS3 durchgeführt [Rau 86]. Für gewisse Anwendungen hat EGS4 den Vorteil, daß es Teilchen bis hinunter zu 1 keV korrekt transportieren kann; bei GEANT3 liegt die Grenze dagegen bei 10 keV.

Der ausschlaggebende Grund, warum letztendlich GEANT3 zur KARMEN-Detektorsimulation ausgewählt wurde, war dessen mächtiges Geometrie- und Graphikpaket.

A.2 Das KARMEN-Simulationsprogramm

Die Entwicklung des KARMEN-Simulationsprogramms umfaßt die Erstellung von detektorspezifischen Benutzerroutinen, die sich entsprechend ihrer Funktion und Aufgabe grob in drei Teile gliedern lassen:

- ▷ Experimenteller Aufbau: Definition der Detektorgeometrie und der vorhandenen Materialien sowie deren Zusammensetzung.
- ▷ Ereignisgenerator: Starten von Teilchen in der experimentellen Anordnung.

- ▷ Detektorantwort: Modulweises Aufsummieren des Energieverlusts im aktiven Medium während des Teilchentransports und Bestimmung der "sichtbaren" Energie und des Orts eines Ereignisses unter Berücksichtigung von Energieauflösung und Energieschwellen.

Experimenteller Aufbau

Bei der Erstellung der Geometrieroutinen wurde auf eine möglichst realitätsnahe Implementation geachtet. Dies bezieht sich sowohl auf den mechanischen Aufbau des Detektors als auch auf die verwendeten Materialien. Vor allem die modulare Struktur der optischen Segmentierung mit Flüssigszintillator und Plexiglas wurde möglichst realitätsnah umgesetzt.

Aus Gründen der Recheneffizienz waren aber doch an ein paar Stellen Näherungen notwendig. Zum Beispiel wurden Kleinteile wie Kabel, Photomultiplier, Halterungen für die optische Segmentierung etc. nicht berücksichtigt. Abbildung 9 auf Seite 27 zeigt die wesentlichen aktiven und passiven Teile, die auch ins Detektor-*Monte-Carlo* eingebaut wurden. Auf ein paar Näherungen wird in der folgenden Liste genauer eingegangen:

- ▷ Die Photomultiplier befinden sich in 2240 Bohrungen in den 15 cm dicken Eisenplatten auf der *upstream*- und *downstream*-Seite. Diese Bohrlöcher wurden durch eine entsprechende Verringerung der Dicke der Photomultiplierwände berücksichtigt.
- ▷ Es befinden sich etwa 0.1 Gew.% Gadolinium in Form von Gadolinumpapier in den Modulwänden der Segmentierung. Zur Vereinfachung wurde die entsprechende Menge Gadolinium über das Plexiglas der optischen Segmentierung gleichmäßig verteilt.

Diese Näherungen haben aber nur einen sehr kleinen Einfluß auf den Transport von Teilchen im Detektor.

Ereignisgenerator

Beim Start eines Ereignisses im Detektorsystem müssen der Startort, der Teilchentyp (Gamma, Elektronen etc.), sowie Energie und Richtung des Teilchens spezifiziert werden. Da eine Reaktion auch mehrere Teilchen umfassen kann, wurde eine universelle *Monte-Carlo*-Startroutine erstellt, die über eine Eingabe-Datei die Definition der Energieverteilung und der Verzweigungsverhältnisse der beteiligten Teilchen erlaubt.

Der Startort im Detektor kann entweder gleichverteilt über ein definiertes Detektorvolumen sein, oder aber er wird von einer Routine bestimmt, die die Wechselwirkungspunkte von Neutrinos aus dem ISIS *beam dump* im KARMEN-Detektor simuliert [Wöl92]. Bei der zweiten Methode ergibt sich eine $1/r^2$ -Abhängigkeit des Ereignisorts im Detektor, wobei r der Abstand von der ISIS-Quelle ist. Alle Teilchen werden isotrop emittiert.

Detektorantwort

”Grundphilosophie“: Bei den hier vorgestellten Simulationen wird zur Bestimmung der Detektorantwort nur der ”reine“ Energieverlust pro Modul betrachtet und alle Module gleichartig behandelt. Für die Energieauflösung und -schwellen pro Modul wird mit einem einzigen, festen Wert gearbeitet, der die experimentellen Gegebenheiten global richtig beschreibt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{15.0\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}} , \quad E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV} .$$

Diese beiden Werte sind damit die einzigen experimentellen Daten, die in der Simulation verwendet werden.

Dies setzt natürlich voraus, daß die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute und alle individuellen Moduleigenschaften bereits bei der Auswertung der Experimentdaten korrigiert werden. Dies ist Sache der Energieeichung, die den sichtbaren Energieverlust in MeV individuell für jedes Modul bestimmt (siehe Kapitel 2.4). Nur für die Energiebereiche, für die diese Korrektur vollständig gelungen ist, kann die Simulation mit dem Experiment unmittelbar verglichen werden. Dies ist ab etwa 4 bis 6 MeV der Fall. Für kleinere Energien machen sich Schwelleneffekte stark bemerkbar. Dieser Bereich kann aber infolge der hohen Untergrundrate nur beschränkt zur Suche nach neutrinoinduzierten Reaktionen benutzt werden. Im folgenden werden die nicht berücksichtigten Effekte kurz aufgelistet:

- ▷ Ortsabhängige und individuelle Lichtausbeute,
- ▷ individuelle Modulschwellen,
- ▷ Summenenergieschwelle des *hardware*-Triggers (MLU),
- ▷ Ortsauflösung entlang der Modulachse,
- ▷ Lichtüberkoppeln in vertikal benachbarte Module.

Der Grund, warum diese Effekte nicht berücksichtigt wurden, liegt im Fehlen geeigneter individueller Moduldaten, vor allem an Schwellenwerten. Auch die Summenenergieschwelle der *hardware* war nicht genau genug bekannt. Die Energieschwellen sind zudem experimentell nur sehr schwer zugänglich und müssen vor allem nach Änderungen in der Elektronik neu bestimmt werden.

Simulationsrechnungen für neutrinoinduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor wurden u.a. auch von F. Burtak von der Universität Erlangen im Rahmen der KARMEN-Kollaboration durchgeführt [Bur 91], unter teilweiser Berücksichtigung obiger Effekte. Für Energien größer 4 MeV unterschieden sich die Ergebnisse dieser Berechnungen nur geringfügig von den hier vorgestellten.

Bei Berücksichtigung von vielen individuellen Größen besteht die Gefahr, daß die einzelnen Einflüsse nicht mehr überschaut werden können (”Fit mit vielen Parametern“), vor allem wenn die experimentellen Eingabegrößen nicht genau genug bekannt sind und man

somit auf Schätzungen und Annahmen angewiesen ist. Damit wird auch eine realistische Bestimmung der systematischen Fehler erschwert. In dem hier beschriebenen Fall mit den zwei globalen Größen E_{thr} und σ ist dies relativ einfach durch eine Variation dieser Größen möglich, die den experimentellen Unsicherheiten entspricht.

Will man auch den Energiebereich unter 4 MeV durch die *Monte-Carlo*-Simulation richtig beschreiben, so ist man auf eine Implementation von weiteren Meßgrößen angewiesen. An diesem Problem, vor allem an der Erzeugung von geeigneten Schwellendaten, wird derzeit gearbeitet [Eit 92].

Ereignisenergie und -ort in einem Modul: Wird ein Teilchen im Detektor transportiert, so kommt es innerhalb eines Moduls zu Energiedepositionen an räumlich unterschiedlichen Stellen entlang der Spur. Die Energiesumme pro Modul wird einfach durch Aufsummieren dieser Energieverluste ermittelt, da ja keine Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute berücksichtigt wird.

Um die endliche Energieauflösung der Detektormodule zu simulieren, wird die Energiesumme pro Modul zuletzt noch mit einer Gaußverteilung entsprechend einer Breite von 15% bei 1 MeV "verschmiert".

Um den Ereignisort x entlang der Modulachse zu ermitteln, wird der energiegewichtete Schwerpunkt aller Orte, an denen Energie deponiert wurde, gebildet:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot \Delta E_i}{\sum_{i=1}^n \Delta E_i},$$

mit n = Anzahl der Energiedepositionen,
 x = Ort entlang der Modulachse,
 ΔE = Energiedeposition in MeV am Ort x .

Dies beschreibt den experimentell bestimmten Modulort x aus der Laufzeitdifferenz gut. Eine Ortsauflösung durch die endliche Auflösung der Differenzzeit und durch *walk*-Effekte wurde nicht implementiert.

Die so erhaltenen Moduldaten E und x werden dann, falls $E > E_{\text{thr}}$, genau in gleicher Weise verarbeitet, wie dies bei der Auswertung von experimentellen Moduldaten geschieht. Siehe dazu Kapitel 2.5.

A.3 Einfluß von Energieschwelle und Energieauflösung

In diesem Abschnitt soll demonstriert werden, welche Auswirkungen die Variation der Energieschwelle E_{thr} und der Energieauflösung σ auf die Form des "sichtbaren" Energieverlusts und damit auf die Nachweiswahrscheinlichkeit hat.

Dazu wurden entsprechende Berechnungen mit bewußt unrealistisch großen Abweichungen von $\sigma = (15 \pm 5)\%$ und $E_{\text{thr}} = (3 \pm 2)$ MeV durchgeführt, um die Effekte deutlicher hervortreten zu lassen.

Es ist zu erwarten, daß die Variation der Energieauflösung auf eine flache und glatte Verteilung nur einen sehr geringen Einfluß hat. Ein schmaler Peak dagegen sollte entsprechend

verbreitert und eine steile Flanke abgeflacht werden. Dies bestätigt Abbildung 54, in der die Energieverteilungen für Elektronen aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ und der 15.1 MeV γ -Quanten aus der $\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \nu'$ Reaktion in Abhängigkeit von σ dargestellt sind.

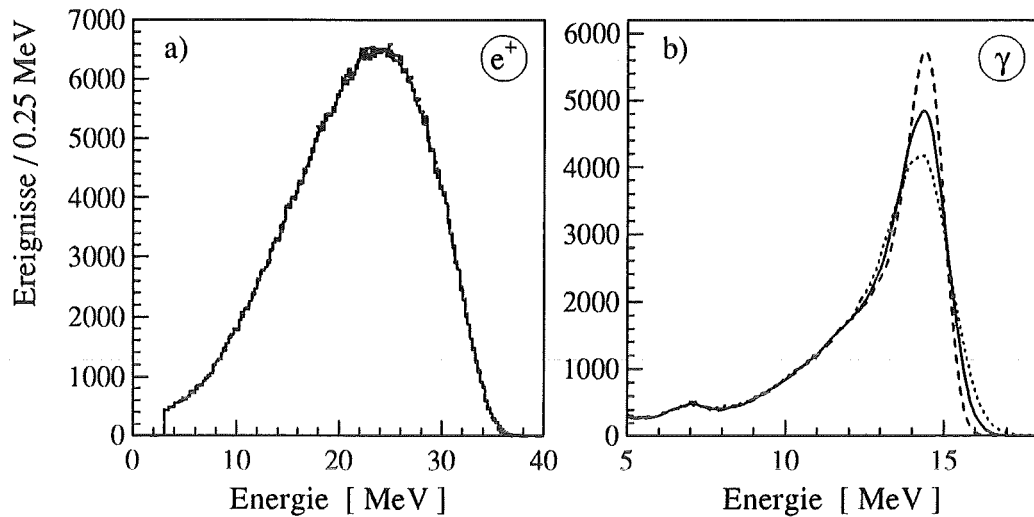


Abb. 54: Abhängigkeit der Energie von der Auflösung σ am Beispiel von a) Elektronen aus $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ und b) 15.1 MeV γ -Quanten aus der inelastischen Neutrino-Kernstreuung.

--- $\sigma = 10\%$, — $\sigma = 15\%$, - - - $\sigma = 20\%$.

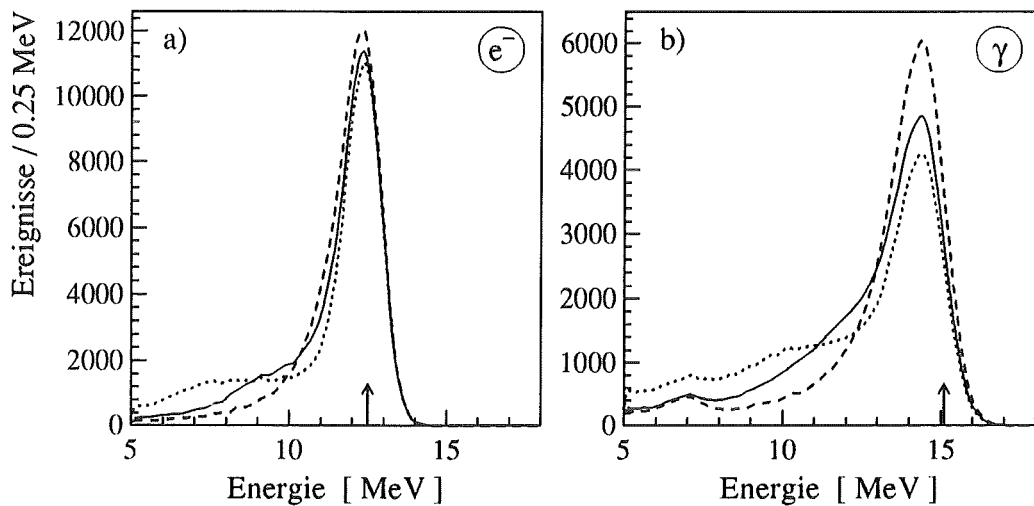


Abb. 55: Schwellenabhängigkeit am Beispiel von monoenergetischen a) Elektronen (12.5 MeV) und γ -Quanten (15.1 MeV).

--- $E_{\text{thr}} = 1 \text{ MeV}$, — $E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$ und - - - $E_{\text{thr}} = 5 \text{ MeV}$.

Falls der Energieverlust in einem Modul nicht ausreicht, die Energieschwelle E_{thr} zu überschreiten, führt dies zu einer Verminderung der "sichtbaren" Energie. Der Effekt einer Schwellenänderung sollte umso größer sein, je höher die Modulmultiplizität m eines Er-

eignisses ist. Für $m = 1$ bewirkt eine Erhöhung der Energieschwelle nur ein Abschneiden der Anteile unter der Energieschwelle, die Form dagegen bleibt erhalten.

Je nach Teilchenart unterscheidet sich das Schwellenverhalten stark. Elektronen und Positronen haben eine relativ geringe Reichweite im Flüssigszintillator, da Ionisation in dem hier betrachteten Energiebereich die dominierende Wechselwirkung darstellt. Die kritische Energie für Elektronen im KARMEN-Szintillator beträgt $E_c \approx 800 \text{ MeV}/(Z + 1.2) \approx 90 \text{ MeV}$ [Pdg 92]. Bei dieser Energie sind der Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich groß. Die Reichweite von 12 MeV Elektronen beträgt nur ungefähr 8 cm. Somit wird der Großteil der Energie in nur einem Modul deponiert.

Für γ -Quanten im Flüssigszintillator ist dagegen die Compton-Streuung die mit Abstand häufigste Wechselwirkung, wodurch die Reichweite gegenüber geladenen Teilchen groß ist. Die mittlere freie Weglänge beträgt z.B. für 15.1 MeV γ -Quanten $\lambda \approx 50 \text{ cm}$. In Abbildung 62 auf Seite 138 ist die Compton-Verteilung zur Veranschaulichung eingezeichnet. Dieser Unterschied führt dazu, daß sich der Energieverlust von γ -Quanten im Mittel auf mehrere Module verteilt.

In Abbildung 55 sind die Energieverteilungen monoenergetischer Elektronen mit 12.5 MeV und γ -Quanten mit 15.1 MeV γ -Quanten für verschiedene Energieschwellen dargestellt. Man erkennt, daß die Form des γ -Peaks deutlich stärker von der Energieschwelle abhängt. Die Lage des Maximums bleibt aber bei beiden Verteilungen praktisch unverändert.

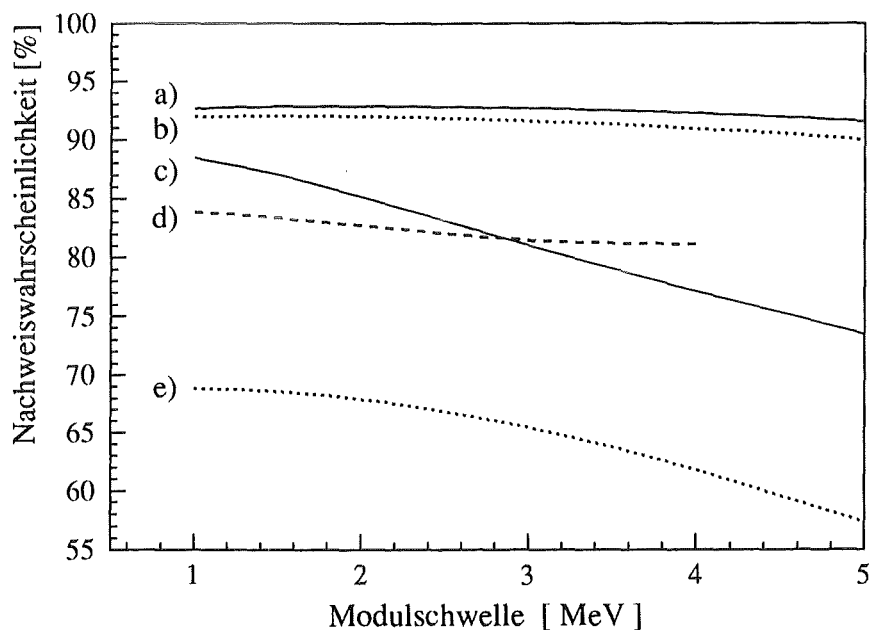


Abb. 56: Berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrinoinduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor in Abhängigkeit von der Energieschwelle. Die zu den Kurven a) bis e) gehörenden Reaktionen sind in Tabelle 19 aufgelistet.

Dies hat unmittelbar Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit. In Abbildung 56 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für diverse, im nächsten Abschnitt vorgestellte,

Tab. 19: Neutrinoinduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor und deren berechnete Nachweiswahrscheinlichkeiten. Eine obere Abschätzung der Fehlergrenzen wurde durch Variation von $E_{\text{thr}}=(3 \pm 1)$ MeV ermittelt.

Neutrinoreaktion	siehe Abb.	Energiefenster [MeV]	Nachweiswahrscheinlichkeit $E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$ $\sigma = 15\%$	Relativer Fehler [%] $E_{\text{thr}} = 2/4 \text{ MeV}$
a) $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$	57	10...40	92.7%	+0.2/ - 0.5
b) $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}^* + e^-$	60	10...35	91.6%	+0.4/ - 0.7
c) $\nu_e^{\text{oszi}} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$	61	10...14	81.0%	+5.2/ - 4.8
d) ${}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$	58	4...17	81.5%	+1.0/ - 0.4
e) $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu'$	62	10...17	65.5%	+3.7/ - 5.6

neutrinoinduzierte Reaktionen in Abhängigkeit von der Energieschwelle gezeigt. Dabei wurden die bei der Auswertung üblichen Energieschnitte zugrunde gelegt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit bezieht sich auf im gesamten Zentraldetektorvolumen gestartete und nachgewiesene Teilchen. In Tabelle 19 sind die Neutrinoreaktionen mit den berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten aufgelistet.

Zur Abschätzung einer oberen Fehlergrenze ist die relative Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit für eine um 1 MeV kleinere bzw. größere Energieschwelle als 3 MeV angegeben. Aus Gründen der Untergrundunterdrückung wurden um die Peaks der 12.5 MeV Elektronen und 15.1 MeV γ -Quanten relativ enge Energieschnitte angewandt. Dies ist die Ursache für die größere Schwellenabhängigkeit und damit für den größeren Fehler im Vergleich zu den anderen Reaktionen.

Es ist nochmals zu erwähnen, daß dies eine sehr konservative Abschätzung des systematischen Fehlers darstellt, da eine Fehleinschätzung der globalen Energieschwelle von 1 MeV als sehr unrealistisch angesehen werden kann. Bei einer realistischeren Unsicherheit von 0.5 MeV halbieren sich auch etwa die in Tabelle 19 angegebenen Werte. Die Energieauflösung hat nur einen untergeordneten Einfluß von $< 0.5\%$ auf die Nachweiswahrscheinlichkeit.

Weitere systematische Fehler ergeben sich aus Unsicherheiten in der Kenntnis der experimentellen Energieskala und des Energienullpunkts, die hier aber nicht berücksichtigt wurden. Diese Fehler können leicht obige Fehlerangaben übersteigen. Die Auswirkungen können aber unter Umständen durch entsprechende Wahl der Energiefenster minimiert werden.

A.4 Simulation neutrinoinduzierter Reaktionen im KARMEN-Detektor

Im Rahmen dieser Arbeit konnte durch präzise Messung myoninduzierter Reaktionen wie Myonzerfall und -einfang und deren Vergleich mit entsprechenden *Monte-Carlo*-Simulation die gute Qualität dieser Berechnungen demonstriert werden. Auf dieser Grundlage sind auch entsprechend gute Ergebnisse für die Simulation neutrinoinduzierter Ereignisse zu erwarten.

Im folgenden werden die berechneten Multiplizitäts- und Energieverteilungen für eine Reihe von neutrinoinduzierten Reaktionen in KARMEN-Detektor vorgestellt (siehe Abbildung 57 bis 62). Für die exklusive Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ und den verzögerten ^{12}N -Zerfall ist zusätzlich die räumliche Korrelation gezeigt.

Alle Berechnungen wurden mit einer Energieschwelle von $E_{\text{thr}} = 3 \text{ MeV}$ und einer Energieauflösung von $\sigma = 15\%$ bei 1 MeV durchgeführt. Die Energieverteilung der Startteilchen wurde unter Berücksichtigung der Energieverteilung der ISIS-Neutrinos, dem Q -Wert der Reaktion und der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts berechnet. Dabei wurden Wirkungsquerschnittsdaten von Donnelly benutzt [Don 91]. Diese theoretischen Verteilungen sind in die entsprechenden Abbildungen gestrichelt eingezeichnet (-----), und die Energie von monoenergetischen Teilchen ist mit einem Pfeil (\downarrow) markiert.

Mit dem KARMEN-Detektor kann auch der inverse Betazerfall am Proton $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ beobachtet werden, wobei die $\bar{\nu}_e$ aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen entstammen sollten. Da die Energieverteilung der e^+ von den Oszillationsparametern abhängt und man zum Nachweis der Neutronen auch auf Berechnungen mit dem Neutronentransportprogramm MORSE angewiesen ist, wurde hier auf die Darstellung verzichtet. Man findet entsprechende Darstel-

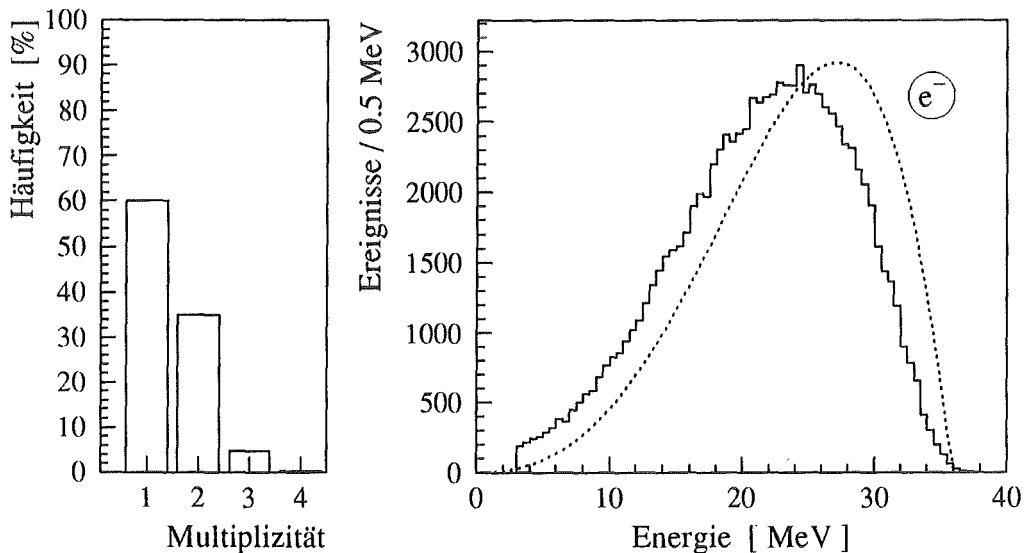
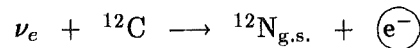


Abb. 57: Inverser Betazerfall an ^{12}C in den Grundzustand von ^{12}N , das nach der in der nächsten Abbildung gezeigten Reaktion wieder zerfällt.

lungen zu den Berechnungen in [Wöl 92]. Berechnungen zum Neutronennachweis wurden bereits im Rahmen der Messung der Reaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ in Kapitel 5.4 vorgestellt.

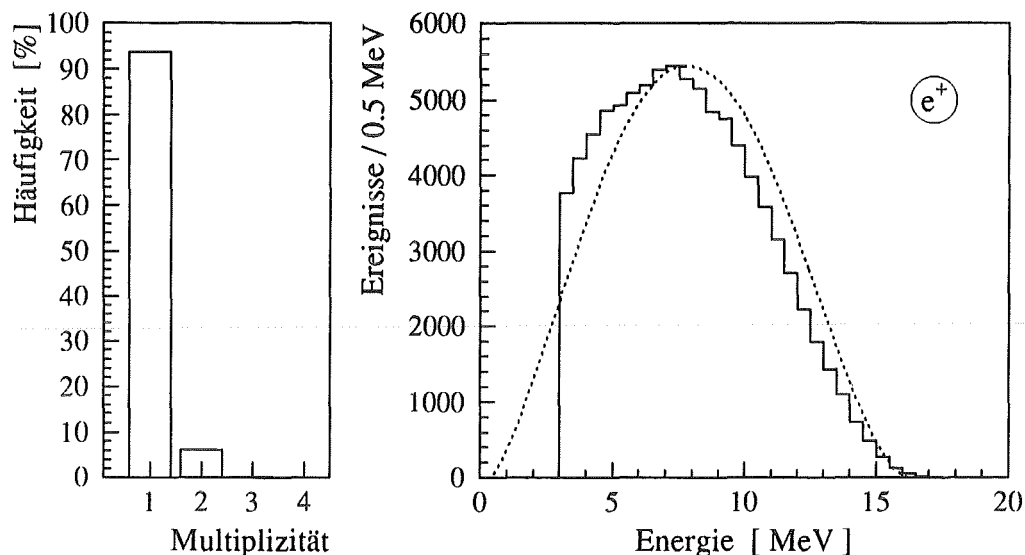
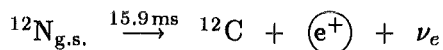


Abb. 58: Betazerfall von ^{12}N . Die Lebensdauer beträgt $\tau = 15.9\text{ms}$ und die Endpunktsenergie des Positronenspektrums liegt bei $E_{\text{max}} = 16.3\text{MeV}$.

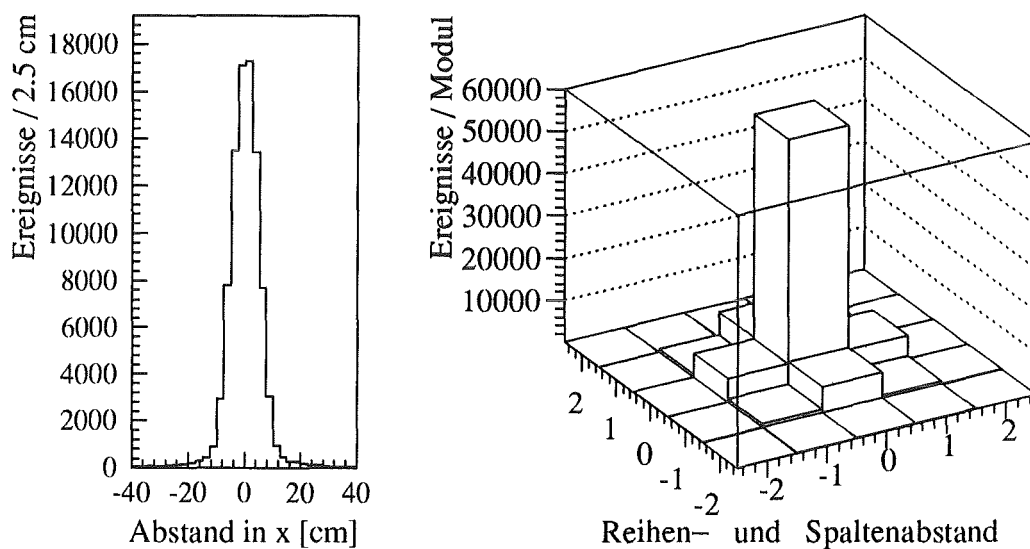


Abb. 59: Räumliche Korrelation zwischen Elektronen aus der Reaktion $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ und Positronen aus der verzögerten Reaktion $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$. Der Abstand entlang der Modulachse wird durch eine Gaußverteilung mit $\sigma = 4.7\text{cm}$ gut beschrieben. Bei der Berechnung wurde keine Ortsauflösung berücksichtigt.

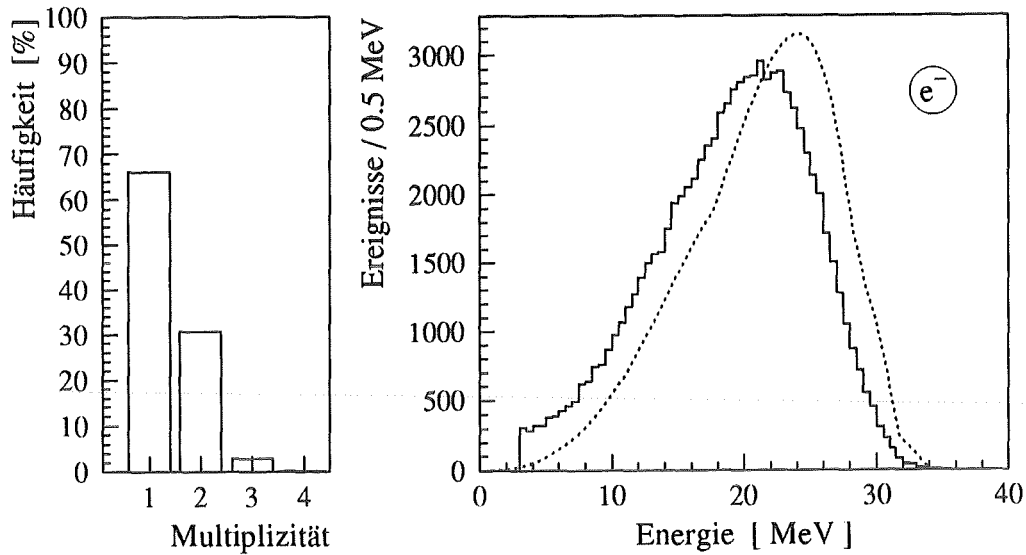
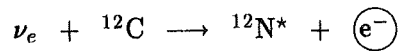


Abb. 60: Inverser Betazerfall an ${}^{12}\text{C}$ in die angeregten Zustände von ${}^{12}\text{N}$, das durch Protonemission in stabiles ${}^{11}\text{B}$ zerfällt.

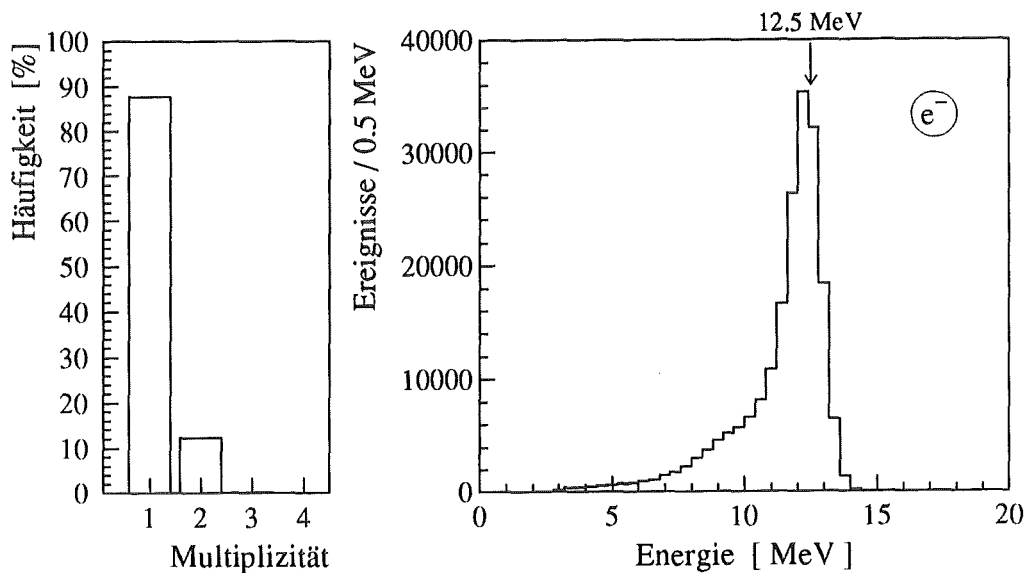
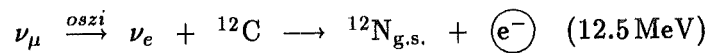


Abb. 61: Inverser Betazerfall an ${}^{12}\text{C}$ in den Grundzustand von ${}^{12}\text{N}$, wobei die ν_e aus oszillierten ν_μ mit 29.8 MeV entstanden sein sollten.

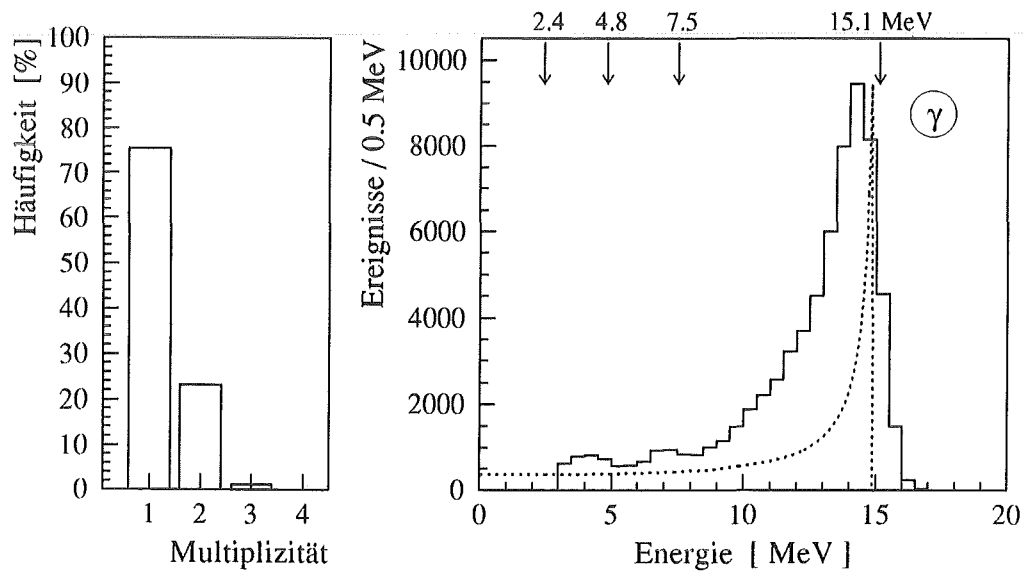
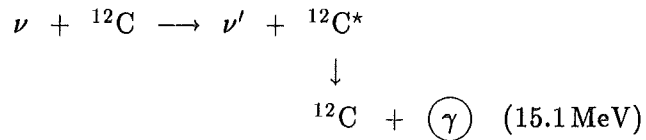


Abb. 62: Das angeregte 15.1 MeV-Niveau von ${}^{12}\text{C}$ zerfällt zu 92% direkt in den Grundzustand unter Emission eines 15.11 MeV γ -Quants. Zusätzlich sind noch folgende strahlungsbehaftete Übergänge über Zwischenniveaus möglich, die ebenfalls bei der Simulation berücksichtigt wurden: zwei γ 's mit 10.67 MeV und 4.44 MeV (2.3%), sowie jeweils ein γ mit 7.46 MeV (2.6%), 4.81 MeV (1.4%) und 2.4 MeV (1.6%). Alle weiteren Übergänge sind strahlungslos.
 ----- Compton-Verteilung für 15.1 MeV γ 's normiert auf gleiches Maximum.

B Identifikation von Ereignissen über das Seitenpattern

Wie bereits in Kapitel 6.3 dargelegt wurde, lassen sich Ereignisse über das Seitenpattern, das in den *data-stack*-Daten gespeichert ist, identifizieren. Hier soll nun detaillierter auf die einzelnen Seitenpattern eingegangen werden.

Vor allem für gestoppte Myonen im KARMEN-Zentraldetektor STOPCE soll eine Aussage über die Effizienz der Identifikation und die zeitliche Stabilität gemacht werden.

Um herauszufinden, wo und mit welcher Rate Myonen in das KARMEN-Detektorsystem eindringen, dieses durchlaufen bzw. in diesem gestoppt werden und welches Seitenpattern sie dabei erzeugen, wurden *Monte-Carlo*-Simulationen mit kosmischen Myonen durchgeführt und mit den gemessenen Zählraten verglichen.

B.1 STOPCE-Ereignisse und gestoppte Myonen in Zentraldetektor

Die Seitenpattern für die STOPCE-Ereignisse wurden so gewählt, daß damit möglichst alle Myonen erfaßt werden, die auch tatsächlich im Zentraldetektor stoppen. Dafür muß in Kauf genommen werden, daß darunter eine Vielzahl von Myonen ist, die den Zentraldetektor wieder verlassen. Diese Mehrdeutigkeit entsteht durch die Tatsache, daß auf der *upstream* und *downstream* Seite der Antizähler sowie auf der Unterseite des Detektors ein Myonzähler fehlt und zudem der Myonzähler an den Seiten nicht bis zum Boden reicht. In Tabelle 20 sind alle Pattern aufgelistet, die unter die Klasse STOPCE fallen. Für die einzelnen Pattern ist in der Tabelle angegeben, wie häufig ein gestopptes Myon folgt und wieviele davon erfaßt werden bzw. wie häufig das Pattern von einem durchgehenden Myon verursacht wird. Die einzelnen Spalten haben dabei folgende genaue Bedeutung:

- a) Freie Rate, mit der Ereignisse mit dem Seitenpattern gemessen werden.
- b) Rate an gestoppten Myonen. Dazu wird zu jedem Pattern nach *contained-events* mit $\Sigma E > 10 \text{ MeV}$ bis zu $20 \mu\text{s}$ danach gesucht, wie dies in Kapitel 6 beschrieben ist. Die so erhaltene Rate an registrierten Myonzerfallsereignissen pro Seitenpattern wird dann noch auf die gemessene Gesamtzahl aller gestoppten Myonen im Zentraldetektor von 135 Hz normiert, die in Kapitel 4.4 bestimmt wurde.
- c) Anteil an gestoppten Myonen an der Gesamtrate, mit der das entsprechende Seitenpattern vorkommt. Dies ist einfach der Quotient von b) und a). Die Differenz zu 100% wird von ununterscheidbaren durchgehenden Myonen verursacht.
- d) Anteil an gestoppten Myonen an der Gesamtzahl aller gestoppten Myonen im Zentraldetektor. Dies ergibt sich, wenn man die Raten aus Spalte b) durch 135 Hz dividiert.

Die experimentellen Raten (Exp) von Spalte c) und d) werden dabei mit denen aus einer *Monte-Carlo*-Simulation (MC) verglichen, die am Ende dieses Kapitels vorgestellt wird. Die berechneten Raten wurden ebenfalls auf 135 Hz normiert.

Tab. 20: Auflistung der Seitenpattern von STOPCE-Ereignissen und der damit registrierten gestoppten Myonen. Die Bedeutung der einzelnen Spalten ist im Text beschrieben.

Seitenpattern		a)	b)	c) Echte gestoppte Myonen [%]		d) Anteil gestoppter Myonen [%]	
Myonzähler	Antizähler	Freie Rate [Hz]	Koin. Rate [Hz]	Exp	MC	Exp	MC
	AL	2.8	0.5	15.9	41.5	0.3	0.1
	AR	3.0	0.4	14.7	42.7	0.3	0.1
	AT ²	4.3	2.1	48.1	68.1	1.5	0.3
	AB ³	2.0	0.0	0.3	0.7	0.0	0.0
SL		2.2	1.4	63.1	95.8	1.0	1.0
SL	AL ¹	36.4	19.6	53.9	54.3	14.5	15.4
SL	AT	0.6	0.3	56.6	67.3	0.2	0.3
SR		2.1	1.3	62.6	95.0	1.0	1.0
SR	AR ¹	37.2	19.9	53.5	53.3	14.8	15.3
SR	AT	0.5	0.3	62.0	67.0	0.2	0.3
SU		18.0	13.8	76.6	72.4	10.2	9.8
SU	AL	7.9	0.3	4.2	3.9	0.2	0.2
SU	AR	8.2	0.4	4.6	5.0	0.3	0.2
SU	AT	1.8	0.1	7.1	35.2	0.1	0.1
SD		18.9	13.7	72.5	73.8	10.2	10.1
SD	AL	9.1	0.3	3.5	3.5	0.2	0.2
SD	AR	9.4	0.4	4.2	2.8	0.3	0.2
SD	AT	1.0	0.1	8.9	23.9	0.1	0.1
ST		7.3	5.4	73.8	86.1	4.0	3.8
ST	AL ²	5.8	2.0	34.7	37.7	1.5	1.6
ST	AR ²	6.0	2.0	33.4	36.8	1.5	1.5
ST	AT ¹	73.7	49.3	66.9	63.3	36.5	37.8
ST	AT AL ³	15.7	0.3	1.6	0.2	0.2	0.0
ST	AT AR ³	15.9	0.3	1.7	0.1	0.2	0.0
ST SL	AL	5.8	0.2	3.3	4.1	0.1	0.2
ST SR	AR	6.0	0.2	3.5	4.4	0.2	0.2
ST	SU	1.4	0.2	17.5	27.5	0.2	0.1
ST	SD	1.7	0.2	10.1	18.4	0.1	0.1
Summe über alle Pattern		304.6	135.0	44.3	46.8	100.0	

Der wesentliche Teil (86.2%) wird durch nur fünf Pattern verursacht, bei denen jeweils die Myonzähler und Antizähler (falls vorhanden) von einer der fünf Seiten angesprochen haben. Die Pattern sind in der Tabelle 20 mit ¹⁾ gekennzeichnet. Sie treten mit einer freien Rate von 184.2 Hz auf, wovon etwa 37% von durchgehenden Myonen verursacht werden. Fügt man noch die sechs mit ²⁾ markierten Pattern hinzu, dann erhöht sich die Nachweisrate auf 96.7% bei einer freien Rate von 211.9 Hz. Davon stammen etwa 62% von "echten" gestoppten Myonen.

Die Übereinstimmung mit der *Monte-Carlo*-Simulation ist erstaunlich gut. Für alle Pat-

tern, bei denen kein Myonzähler anspricht, ist die experimentell registrierte Rate deutlich höher (siehe Spalte d)). Dies resultiert offensichtlich von einer nicht ausreichend berücksichtigten Leckrate in der *Monte-Carlo*-Simulation. Die Bestimmung des Anteils an "echten" gestoppten Myonen für ein Seitenpattern ist dann relativ ungenau, wenn diese nur mit einer sehr geringen Rate auftreten.

Die mit ³⁾ markierten Seitenpattern gehören eigentlich nicht zur Klasse STOPCE. Sie befinden sich aber aus historischen Gründen in dieser Liste, da diese genau die Pattern beinhaltet, die auch von der *hardware*-Triggerlogik (MLU) benutzt werden, um die Datenkonversion für 10 μ s zu unterbinden.

B.1.1 Zeitliche Stabilität

Die Rate an gestoppten Myonen kann für eine relativ genaue Bestimmung der Myonzerfalls- und Einfangraten benutzt werden, falls die zeitlichen Schwankungen klein sind.

In Abbildung 63 ist die gemessene Rate an STOPCE- und PASSCE-Ereignistriggern von gestoppten bzw. durchgehenden Myonen für die Zeit zwischen Juli 1990 und Dezember 1991 in monatlichen Abständen dargestellt. Man erkennt, daß die relativen mittleren Schwankungen nur 2 bis 2.5% betragen und die Raten somit sehr zeitstabil sind.

Die Ursache für diese Fluktuationen sind sowohl "echte" Schwankungen des primären Myonflusses als auch geringe Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit durch *hardware*-Änderungen in der Elektronik.

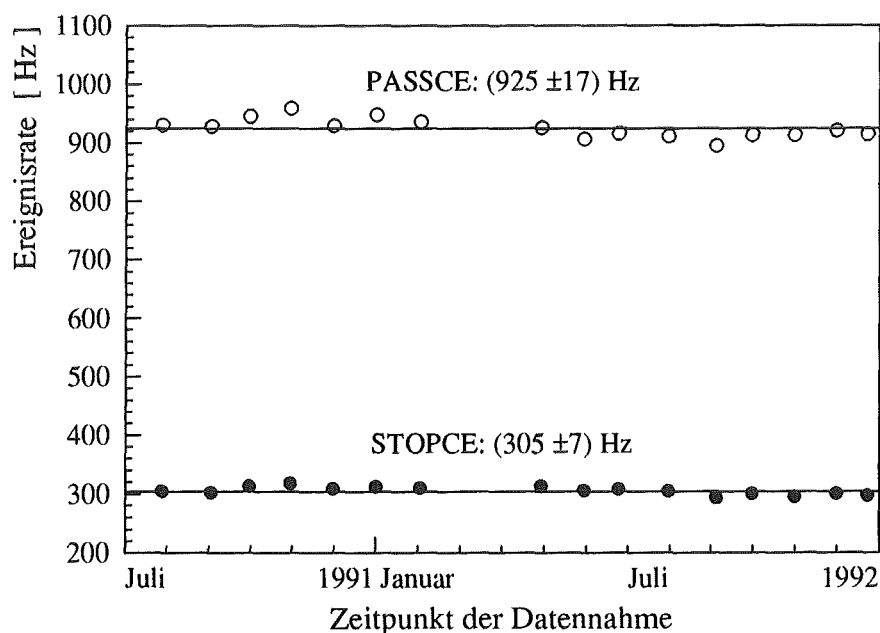


Abb. 63: Zeitliche Stabilität der STOPCE- und PASSCE-Ereignistriggerraten.

B.2 Monte-Carlo-Simulation der Seitenpattern

Um herauszufinden, welche Seitenpattern tatsächlich von kosmischen Myonen verursacht werden, wurden mit Hilfe einer *GEANT3-Monte-Carlo-Simulation* Myonen durch das Eisenblockhaus und den *KARMEN*-Detektor transportiert. Die primären Myonspuren wurden dazu mit dem in [Han 91] beschriebenen Verfahren winkel- und energieabhängig ($1 \dots 20 \text{ GeV}/c$) erzeugt. Um die Rechenzeit zu optimieren, waren einige Vereinfachungen notwendig:

- ▷ Auf die explizite Erzeugung von Sekundärteilchen durch myoninduzierte Reaktionen und deren Weitertransport wurde gänzlich verzichtet.
- ▷ Der Zentraldetektor, die Anti- und Myonzählerseiten wurden als jeweils eine aktive Einheit ohne modulare Struktur implementiert. Für den Myonzähler wurden die mechanischen Lücken zwischen den einzelnen Modulrahmen mit 1 bis 3 cm je nach Lage berücksichtigt.
- ▷ Als elektronische Schwellen für die aktiven Elemente wurde 3 MeV für den Zentraldetektor und die Antizählerseiten, sowie 2 MeV für die Myonzählerseiten benutzt.

Diese Vereinfachungen können die Gesamtraten für gestoppte und durchgehende Myonen im Zentraldetektor geringfügig beeinflussen. Zudem wird sicherlich die Leckrate dadurch nur qualitativ richtig beschrieben. Eine genauere Bestimmung findet man in [Han 91] und [Sch 92].

Um aber die von Myonen verursachten Seitenpattern mit ausreichender Statistik bestimmen zu können, waren obige Vereinfachungen notwendig. Es wurden $2 \cdot 10^6$ Myonspuren erzeugt, was einer realen Meßzeit von etwa 423 Sekunden entsprach.

In den diesem Anhang angefügten Tabellen sind alle Seitenpattern aufgelistet, die mit einer berechneten Rate von mehr als 0.5 Hz auftreten, was etwa 200 simulierten Myonereignissen entsprach. Die Raten werden mit den realen, gemessenen Raten von Runserie 34 verglichen. Zu jedem Seitenpattern ist zusätzlich angegeben, wie häufig das Myon entweder in der inneren passiven Abschirmung oder im Flüssigszintillatorvolumen gestoppt wurde, das den Zentraldetektor umgibt. Dort wo Zahlenangaben fehlen, ist die Rate kleiner als 0.05 Hz. Die am Ende jeder Tabelle angegebenen Summen umfassen alle Seitenpattern, auch die, die nicht aufgelistet sind.

Die Ereignisse werden dabei in die vier Ereignisklassen *STOPCE*, *PASSCE*, *STOPPA* und *STOPAN* unterteilt, die bereits in Kapitel 6.3 definiert wurden. Während bei *STOPCE* und *PASSCE* der Zentraldetektor mit angesprochen hat, ist dies bei *STOPPA* und *STOPAN* nicht der Fall.

Trotz dieser einfachen *Monte-Carlo-Simulation* ist die Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Gesamtraten erstaunlich gut. Nur dort, wo nur eine einzelne Myonzählerseite anspricht und damit eine Koinzidenz zum Zentraldetektor oder einer anderen Veto-Zählerseite fehlt, wird die Rate durch zufällige Ereignisse aus dem Raumuntergrund stark erhöht.

Zudem ist, wie bereits im obigen Kapitel erwähnt, die berechnete Leckrate zu klein, was ebenfalls zu Abweichungen führen kann.

Manche Seitenpattern werden auch dadurch verursacht, daß der obere Myonzähler die seitlichen Myonzähler etwas überdeckt und es damit zu einem gleichzeitigen Ansprechen durch Myonspuren kommt. Kleine Ungenauigkeiten in der absoluten Position der Myonzähler sowie Akzeptanzverluste an deren Modulrändern bewirken hier unter Umständen einen großen Effekt und führen zu entsprechenden Diskrepanzen.

Auf die einzelnen Seitenpattern soll hier im Detail nicht eingegangen werden. Diese können aber für diverse Untergrundbetrachtungen und -abschätzungen sehr nützlich sein. Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß Myonen mit einer Rate von 7.0 Hz in der inneren passiven Abschirmung gestoppt werden, ohne daß ein Vetoähler anspricht. Die meisten davon werden von Myonen verursacht, die unterhalb des Myonzählers eindringen und somit im unteren Teil des Detektors gestoppt werden. Der Anteil an solchen Myonen, die im Flüssigszintillatorvolumen außerhalb des Zentraldetektors gestoppt werden, beträgt dagegen nur 0.1 Hz.

Tab. 21: Es folgen die Seitenpattern von STOPCE, PASSCE, STOPPA und STOPAN-Ereignissen:

Die einzelnen Spalten geben dabei jeweils die Rate von Myonen an, die

a) dieses Pattern verursachen,

b) den Zentraldetektor durchlaufen,

c) im Zentraldetektor gestoppt werden,

d) im Flüssigszintillatorvolumen außerhalb des Zentraldetektors (inklusive Antizähler) gestoppt werden bzw.

e) in der inneren passiven Eisenabschirmung gestoppt werden.

STOPCE							
Seitenpattern		Ereignisraten [Hz]					
Myonzähler	Antizähler	Exp.	Monte-Carlo				
		a)	a)	b)	c)	d)	e)
	AL	2.8	0.5	0.3	0.2		0.2
	AR	3.0	0.5	0.3	0.2		0.1
	AT	4.3	0.7	0.2	0.5		0.1
	AB	2.0	0.7	0.7			
SL		2.2	1.6	0.1	1.5		
SL	AL	36.4	46.1	21.0	25.0		9.2
SL	AT	0.6	0.7	0.2	0.5		0.2
	SR	2.1	1.7	0.1	1.7		
	SR	37.2	46.7	21.8	24.9		9.9
	SR	0.5	0.7	0.2	0.5		0.2
	SU	18.0	22.1	6.1	16.0		2.0
	SU	7.9	7.8	7.5	0.3	0.5	3.3
	SU	8.2	8.0	7.6	0.4	0.6	3.4
	SD	18.9	22.4	5.9	16.5		1.8
	SD	9.1	9.0	8.7	0.3	0.5	3.3
	SD	9.4	9.1	8.8	0.3	0.5	3.4
ST		7.3	7.2	1.0	6.2		0.4
ST	AL	5.8	6.7	4.2	2.5	0.2	2.3
ST	AR	6.0	6.4	4.1	2.4	0.2	2.2
ST	AT	73.7	97.2	35.6	61.6	0.1	24.3
ST	AT	15.7	18.4	18.4		1.9	11.6
ST	AT	15.9	18.9	18.9		2.0	11.9
ST SL	AL	5.8	6.0	5.8	0.2		0.1
ST	SR	6.0	6.1	5.9	0.3		0.1
ST	SU	1.4	0.7	0.5	0.2		
ST	SD	1.7	0.9	0.8	0.2		
Summe über alle Pattern		304.6	347.7	185.1	162.6	6.8	90.3

PASSCE						
Seitenpattern			Ereignisraten [Hz]			
Myonzähler	Antizähler	Exp.	Monte-Carlo			
			a)	a), b)	d)	e)
SL		AR	1.3	1.4	0.1	0.5
SL		AL AR	10.2	10.5	0.5	3.6
SL		AB	4.2	4.4	0.1	0.4
SL		AB AL	69.2	68.4	0.9	6.0
	SR	AL	1.2	1.3	0.1	0.5
	SR	AL AR	10.4	10.4	0.5	3.6
	SR	AB	4.0	4.4	0.1	0.3
	SR	AB AR	69.6	67.9	0.9	6.2
	SL SR	AL	9.4	11.2		
	SL SR	AR	10.0	11.1		
	SL SR	AL AR	79.1	86.5		0.2
	SL SR	AT	0.5	0.6		
	SL SR	AT AL	2.0	2.3		
	SL SR	AT AR	2.1	2.4		
		SU AB	46.9	42.0	0.5	3.6
		SU AB AL	1.3	0.9		0.1
		SU AB AR	1.6	0.9		0.1
	SL SU	AL	39.0	34.7		0.1
	SR SU	AR	39.5	34.6		0.1
		SD AB	58.7	56.5	0.6	4.6
		SD AB AL	1.4	0.8		0.1
		SD AB AR	2.0	0.8		0.1
	SL SD	AL	41.8	38.3		0.1
	SR SD	AR	42.1	38.0		0.1
		SU SD	36.5	34.3		0.1
		SU SD AL	4.1	3.3		
		SU SD AR	4.7	3.3		
		SU SD AT	1.5	1.1		
ST		AL AR	0.4	0.5		0.1
ST		AB	7.7	8.8	0.1	0.7
ST		AB AL	3.5	3.5		0.3
ST		AB AR	3.5	3.6		0.3
ST		AT AB	36.4	39.5	0.4	2.9
ST SL		AT	4.2	3.8		
ST SL		AT AL	62.4	61.2		0.2
ST SR		AT	3.8	3.7		
ST SR		AT AR	62.4	62.0		0.2

Fortsetzung auf den nächsten Seite ...

... Fortsetzung PassCe						
ST	SU		AL	1.7	1.4	
ST	SU		AR	1.8	1.6	
ST	SU	AT		42.5	39.2	0.1
ST	SU	AT	AL	0.9	0.6	
ST	SU	AT	AR	0.9	0.7	
ST		SD	AL	2.0	1.7	
ST		SD	AR	2.0	1.7	
ST		SD AT		47.1	46.2	0.2
ST		SD AT	AL	1.5	1.0	
ST		SD AT	AR	1.4	0.9	
Summe über alle Pattern				911.2	865.1	4.9
						36.6

STOPPA					
Seitenpattern		Ereignisraten [Hz]			
Myonzähler	Antizähler	Exp.	Monte-Carlo		
		a)	a)	d)	e)
SL		108.6	71.1	1.6	47.6
	SR	110.2	71.4	1.6	47.6
SL	SR	3.7	4.8		
	SU	104.9	64.2	0.2	38.6
SL	SU	40.0	35.7		0.3
	SR SU	40.3	36.5		0.3
	SD	160.9	77.4	0.2	40.4
SL	SD	44.4	40.5		0.3
	SR SD	44.7	40.3		0.3
	SU SD	0.3	0.5		
ST		319.6	138.5	7.8	111.2
ST	SL	47.6	46.7		1.2
ST	SR	47.9	47.0		1.2
ST	SU	45.8	43.9		1.3
ST	SL SU	1.1	0.8		
ST	SR SU	1.2	0.8		
ST	SD	46.5	44.1		1.0
ST	SL SD	1.1	0.7		
ST	SR SD	1.3	0.7		
Summe über alle Pattern		1170.8	765.9	11.5	291.3

STOPAN							
Seitenpattern				Ereignisraten [Hz]			
Myonzzähler		Antizähler		Exp. a)	Monte-Carlo		
				a)	d)	e)	
SL		AL		3.7	3.5	1.7	0.6
SL		AB		0.8	0.7		0.1
SL		AB	AL	2.0	2.1		0.2
	SR		AR	3.6	3.4	1.6	0.5
	SR	AB		0.9	0.8		0.1
	SR	AB	AR	2.1	2.2		0.2
	SU	AL		0.7	0.9	0.1	0.4
	SU		AR	0.6	0.9	0.2	0.3
	SU	AB		1.0	1.5		0.1
SL	SU		AL	1.8	2.2		
	SR	SU	AR	1.8	2.2		
		SD	AL	0.6	1.2	0.1	0.4
		SD	AR	0.5	1.2	0.1	0.4
		SD	AB	1.8	2.3		0.2
	SL	SD	AL	1.9	2.5		
	SR	SD	AR	1.7	2.5		
ST			AL	1.2	1.9	0.6	1.0
ST			AR	1.1	1.9	0.6	1.1
ST		AT		2.4	3.6	2.7	0.9
ST	SL		AL	2.0	1.7		
ST	SL	AT		0.7	0.5		
ST	SL	AT	AL	1.6	1.8		
ST	SR		AR	2.0	1.8		
ST	SR	AT		0.6	0.5		
ST	SR	AT	AR	1.6	1.9		
ST		SU	AT	0.9	1.7		
ST		SD	AT	1.1	1.8		
Summe über alle Pattern				59.9	53.9	8.1	7.5

Literaturverzeichnis

- [Aba 91] A.I. Abazov et al. (SAGE Collaboration), *Search for Neutrinos from the Sun Using the Reaction ${}^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$* , Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 3332
- [Ade 90] B. Adeva et al., *Measurement of Z^0 Decays to Hadrons, and a Precise Determination of the Number of Neutrino Species*, Phys. Lett. **B237** (1990) 136
- [Ajz 90] F. Ajzenberg-Selove, *Energy Levels of Light Nuclei $A=11-12$* , Nucl. Phys. **A506** (1990) 1
- [Ajz 91] F. Ajzenberg-Selove, *Energy Levels of Light Nuclei $A=13-15$* , Nucl. Phys. **A523** (1991) 1
- [All 73] O.C. Allkofer, H. Jokisch, *A Survey on the Recent Measurements of the Absolute Vertical Cosmic-Ray Muon Flux at Sea Level*, Nuovo Cimento **A15** (1973) 371
- [All 74] O.C. Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Karl Thiemig, München (1974)
- [All 84] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, *Cosmic Rays on Earth*, Physik Daten Nr. 25-1, Fachinformationszentrum, Karlsruhe (1984)
- [All 90] R.C. Allen et al., *Measurement of the Exclusive Cross Section ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}(g.s.)$* , Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1871
- [Ans 92] P. Anselmann et al. (GALLEX Collaboration), *Solar Neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso*, Phys. Lett. **B285** (1992) 376
- [Ans 92a] P. Anselmann et al. (GALLEX Collaboration), *Implications of the GALLEX Determination of the Solar Neutrino Flux*, Phys. Lett. **B285** (1992) 390
- [Bac 92] H. Backe et al., *A new measurement of the antineutrino restmass from tritium β -decay*, Proc. of the Intern. Nucl. Phys. Conf., Wiesbaden (1992), wird veröffentlicht in Nuclear Physics A
- [Bal 92] A. Balysh et al., *The Heidelberg-Moscow double beta decay experiment with enriched ${}^{76}\text{Ge}$. First results*, Phys. Lett. **B283** (1992) 32
- [Bar 65] M. Bardon et al., *Measurement of the momentum spectrum of positrons from muon decay*, Phys. Rev. Lett. **14** (1965) 449
- [Bar 68] G.A. Bartholomew, L.V. Groshev, *Compendium of Thermal Neutron Capture γ -Ray Measurements Part II, $Z=47$ to $Z=67$ (Ag to Ho)*, Nuclear Data Tables **A5** (1968) 1

- [Bil 78] S.M. Bilenky, B. Pontecorvo, *Lepton Mixing and Neutrino Oscillations*, Physics Reports **41** (1978) 226
- [Bod 90] B. Bodmann et al., *The Anticounter for the KARMEN Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A286** (1990) 214
- [Bod 91] B. Bodmann et al. (KARMEN Collaboration), *First Observation of the Neutral Current Nuclear Excitation $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1)$* , Phys. Lett. **B267** (1991) 321
- [Bod 92] B. Bodmann et al. (KARMEN Collaboration), *Cross Section of the Charged Current Reaction $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$* , Phys. Lett. **B280** (1992) 198
- [Bod 92a] B. Bodmann, *Experimenteller Nachweis der Anregung des Kohlenstoffs durch Neutrinos im KARMEN-Detektor, $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.11 \text{ MeV})$* , Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)
- [Bou 57] C. Bouchiat, L. Michel, *Theory of μ -Meson Decay with the Hypothesis of Non-conservation of Parity*, Phys. Rev. **106** (1957) 170
- [Bru 85] R. Brun et al., *The GEANT3 Electromagnetic Shower Program and a Comparison with the EGS3 Code*, CERN Data Handling Division DD/85/1 (1985)
- [Bru 87] R. Brun et al., *GEANT3 User's Guide*, CERN Data Handling Division DD/EE/84-1 (1987)
- [Bub 90] M. Buballa et al., *Decay of the Giant Dipole and Quadrupole Resonances in ^{16}O* , Nucl. Phys. **A517** (1990) 61
- [Bub 91] M. Buballa et al., *Nuclear Electromagnetic Response within Continuum RPA Theory*, Ann. Phys. (N.Y.) **208** (1991) 346
- [Bud 70] Y.G. Budyashov et al., *Excited nuclear states during capture of negative muons by carbon*, Soviet Physics JETP **31** (1970) 651
- [Bur 91] F. Burtak, *Nachweis neutrinoinduzierter Reaktionen mit dem KARMEN Detektor*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Car 89] F. Carminati, private Mitteilung, CERN (1989)
- [Cas 91] D. Casper et al., *Measurement of Atmospheric Neutrino Composition with the IMB-3 Detector*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2561
- [Cha 71] S. Charalambus, *Nuclear transmutation by negative stopped muons and the activity induced by the cosmic-ray muons*, Nucl. Phys. **A166** (1971) 145
- [Chi 90] H.C. Chiang, E. Oset, P. Fernández de Córdoba, *Muon Capture Revisited*, Nucl. Phys. **A510** (1990) 591

- [Com 83] E.D. Commins, P.H. Bucksbaum, *Weak Interactions of Leptons and Quarks*, Cambridge University Press, Cambridge (1983)
- [Con 88] J.S. O'Connell, F.J. Schima, *Muon-induced radioactivity in underground detectors*, Phys. Rev. **D38** (1988) 2277
- [Cri 61] R.R. Crittenden, W.D. Walker, *Radiative Decay Modes of the Muon*, Phys. Rev. **121** (1961) 1823
- [Dav 89] R. Davis, A.K. Mann, L. Wolfenstein, *Solar Neutrinos*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **39** (1989) 467
- [Dod 91] A.C. Dodd, private Mitteilung (1991),
- [Dod 92] A.C. Dodd, Interner Report, wird veröffentlicht (1992)
- [Don 79] T.W. Donnelly, R.D. Peccei, *Neutral Current Effects in Nuclei*, Physics Reports **50** (1979) 1
- [Don 85] T.W. Donnelly, *Electron Scattering and Neutrino Reactions in Nuclei*, Prog. Part. and Nucl. Phys. **13** (1985) 183
- [Don 91] Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde das Programm NUEE von T.W. Donnelly benutzt.
- [Dre 90] G. Drexlin, *Neutrinoidentifikation und Untergrundsignaturen im KARMEN Detektor*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dre 90a] G. Drexlin et al. (KARMEN Collaboration), *The High Resolution Neutrino Calorimeter KARMEN*, Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990) 490
- [Dre 92] G. Drexlin et al. (KARMEN Collaboration), *Results from the KARMEN Neutrino Experiment*, Proc. of the Intern. Nucl. Phys. Conf., Wiesbaden (1992), wird veröffentlicht in Nuclear Physics A
- [Ead 71] W.T. Eadie et al., *Statistical Methods in Experimental Physics*, North-Holland, Amsterdam (1971)
- [Ebe 92] V. Eberhard, *Erster Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + {}^{12}\text{C}^*$* , Dissertation und KfK-Bericht 5063, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Eck 66] M. Eckhause, R.T. Siegel, R.E. Welsh, *Muon capture rates in complex nuclei*, Nucl. Phys. **81** (1966) 575
- [Eit 91] K. Eitel, *Untersuchung organischer Flüssigszintillatoren auf spektrale Abschwächung, Lichtausbeute und Pulse Shape-Verhalten*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991)

- [Eit 91a] K. Eitel, private Mitteilung (1991)
- [Eit 92] K. Eitel, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Emm 75] M.B. Emmett, *The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System*, ORNL-4972, Oak Ridge Nat. Lab. (1975)
- [Eng 86] R. Engfer, H.K. Walter, *Muon Decay Experiments*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36** (1986) 327
- [Fes 85] F. Fesefeldt, *GHEISHA, The Simulation of Hadronic Showers—Physics and Applications*, PITHA 85/02, RWTH Aachen, Reproduced at CERN (1985)
- [Fet 60] J.G. Fetkovich, T.H. Fields, R.L. McIlwain, *Absorption of Negative Muons in C^{12} Leading to Production of bound B^{12}* , Phys. Rev. **118** (1960) 319
- [Fet 86] W. Fetscher, H.-J. Gerber, K.F. Johnson, *Muon Decay: Complete Determination of the Interaction and Comparison with the Standard Model*, Phys. Lett. **B173** (1986) 102
- [For 78] R.L. Ford, W.R. Nelson, *The EGS Code System: Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers (Version 3)*, SLAC-210, UC-32 (1978)
- [Fuk 88] M. Fukugita, Y. Kohyama, K. Kubodera, *Neutrino Reaction Cross Sections on ^{12}C Target*, Phys. Lett. **B212** (1988) 139
- [Ful 66] S.C. Fultz et al., *Photoneutron Cross Sections for ^{12}C and ^{27}Al* , Phys. Rev. **143** (1966) 790
- [Gab 81] T.A. Gabriel et al., *Neutrino Physics at the Spallation Neutron Source, II Neutrino Fluxes, Shielding Considerations and Detector Analysis*, KfK-Bericht 3174, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1981)
- [Gar 88] C.García-Recio, E. Oset, L.L. Sacedo, *S-wave optical potential in pionic atoms*, Phys. Rev. **C37** (1988) 194
- [Gem 88] H. Gemmeke et al., *Properties of a New Photomultiplier Optimized to Good Time and Energy Resolution for Scintillation Counting*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **35** (1988) 377
- [Gem 88a] H. Gemmeke et al., *Neutron Detection Efficiency of a Large Scintillation Calorimeter*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **35** (1988) 360
- [Gem 89] H. Gemmeke et al., *Front End Electronics and Triggersystem for the KARMEN Neutrino Experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **36** (1989) 718

- [Gif81] M. Giffon et al., μ^- partial capture rates in ^{10}B , ^{12}C and ^{14}N , Phys. Rev. C24 (1981) 241
- [Gor 89] T. Gorringer, private Mitteilung und interner Report (1989)
- [Gra 86] W. Grandegger, *Nachweis thermalisierter Neutronen über den Einfang am Gadolinium mit einem großvolumigen Flüssigszintillationsdetektor*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1986)
- [Gra 90] W. Grandegger, Programmbeschreibung und private Mitteilung (1990)
- [Gre 85] L. Grenacs, *Induced Weak Currents in Nuclei*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 455
- [Gri 86] A. Grimm, *Photovervielfacher für den Szintillationsdetektor KARMEN-1*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1986)
- [Han 91] T. Hanika, *Simulation von Ereignissen kosmischer Myonen im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Hän 74] P. Hänggi et al., *Muon decay in orbit*, Phys. Lett. B51 (1974) 119
- [Har 91] D.H. Hartmann et al., *Neutrino-induced Nucleosynthesis in Core-Collaps Supernovae*, Nucl. Phys. A527 (1991) 663c
- [Her 80] F. Herzog, K. Alder, *Decay electron spectra of bound muons*, Helvetica Physica Acta 53 (1980) 53
- [Heu 72] G. Heusser, T. Kirsten, *Radioisotope production rates by muon capture*, Nucl. Phys. A195 (1972) 369
- [Hir 91] H. Hirata et al., *Real-time, directional measurement of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande II detector*, Phys. Rev. D44 (1991) 2241
- [Hir 92] H. Hirata et al., *Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande*, Phys. Lett. B280 (1992) 146
- [Hol92] E. Holzschuh, M. Fritschi, W. Kündig, *Measurement of the electron neutrino mass from tritium β -decay*, Phys. Lett. B287 (1992) 381
- [Hös 91] J. Hößl, *Untersuchung des strahlkorrelierten Neutronenuntergrunds am KARMEN-Experiment und Auswertungen zur Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ und der geladenen Stromreaktion*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Hwa 77] W.-Y.P. Hwang, H. Primakoff, *Beta decay and muon capture in the $A = 12$ nuclei: Second-class currents and conserved-vector current*, Phys. Rev. C16 (1977) 397

- [Ish 86] K. Ishida et al., *Pulsed μ^- SR Measurement of Negative Muon Depolarization in Muonic ^{13}C and ^{14}N* , Phys. Lett. **B167** (1986) 31
- [Jan 92] T. Jannakos, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Käl 68] G. Källén, *Radiative Corrections in Elementary Particle Physics*, Springer Tracts in Mod. Phys. **46** (1968) 67
- [Kap 58] S.N. Kaplan et al., *Neutron Emission Following μ -Meson Capture in Silver and Lead*, Phys. Rev. **112** (1958) 968
- [Kim 65] C.W. Kim, H. Primakoff, *Theory of Muon Capture with Initial and Final Nuclei Treated as "Elementary" Particles*, Phys. Rev. **140** (1965) 566
- [Kim 79] C.W. Kim, H. Primakoff, *Mesons in Nuclei*, North Holland Publishing Company (1979) 67
- [Kin 59] T. Kinoshita, A. Sirlin, *Radiative Corrections to Fermi Interactions*, Phys. Rev. **113** (1959) 1652
- [Kin 59a] T. Kinoshita, A. Sirlin, *Radiative Decay of the Muon*, Phys. Rev. Lett. **2** (1959) 177
- [Kle 92] M. Kleifges, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Kol 92] E. Kolbe, S. Krewald, K. Langanke, *Comparison of inelastic neutrino and antineutrino scattering on nuclei*, Phys. Rev. **C45** (1992) 2464
- [Kol 92a] E. Kolbe et al., *Inelastic Neutrino Scattering on ^{12}C and ^{16}O above the Particle Emission Threshold*, Nucl. Phys. **A540** (1992) 599
- [Kol 92b] E. Kolbe, *Untersuchung zur inelastischen Neutrinostreuung an Kernen und Anwendungen in der Kern- und Astrophysik*, Dissertation, Universität Münster (1992)
- [Kos 85] K. Koshigiri et al., *Muon Capture in Complex Nuclei of Nonzero Spin*, Progress of Theoretical Physics **74** (1985) 736
- [Koz 78] T. Kozłowski et al., *The nuclear excitations and particle emission following muon capture*, Nucl. Phys. **A305** (1978) 368
- [Koz 85] T. Kozłowski et al., *Energy spectra and asymmetries of neutrons emitted after muon capture*, Nucl. Phys. **A436** (1985) 717
- [Kub 73] K. Kubodera, C.W. Kim, *A Finite-Momentum-Transfer Test of CVC in the $A = 12$ System*, Phys. Lett. **B43** (1973) 275

- [Kun 86] Y. Kuno et al., *Measurement of the Average Polarization of ^{12}B in the Polarized-Muon Capture by ^{12}C : Magnitude of the Induced Pseudoscalar Form Factor*, Z. Phys. A - Atomic Nuclei **323** (1986) 69
- [Lan 44] L. Landau, *On the Energy Loss of fast Particles by Ionization*, Jou. Phys. USSR **8** (1944) 201
- [Lif 80] M. Lifshitz, P. Singer, *Nuclear excitation and particle emission from complex nuclei following muon capture*, Phys. Rev. **C22** (1980) 2135
- [Lif 88] M. Lifshitz, P. Singer, *High-multiplicity neutron emission from muon capture*, Phys. Lett. **B215** (1988) 607
- [Mac 65] B. MacDonald et al., *Neutrons from Negative-Muon Capture*, Phys. Rev. **139** (1965) 1253
- [Mai 64] E.J. Maier, R.M. Edelman, R.T. Siegel, *Measurement of the reaction $\mu^- + \text{C}^{12} \rightarrow \text{B}^{12} + \nu$* , Phys. Rev. **133** (1964) B663
- [Mal 92] A. Malik, *A Laser Calibration and Monitoring System for a Neutrino Detector*, Dissertation in Vorbereitung, Queen Mary and Westfield College, London (1992)
- [Mas 92] R. Maschuw, *Status of Neutrino Oscillations*, LP-HEP '91, Proceedings of the Joint International Lepton-Photon Symposium & Europhysics Conference on High Energy Physics, Vol.1 (1992) 619
- [Mic 50] L. Michel, *Interaction between Four Half-Spin Particles and the Decay of the μ -Meson*, Proc. Phys. Soc. **A63** (1950) 514, 1371
- [Mil 72] G.H. Miller et al., *Negative muon capture in carbon leading to specific final states*, Phys. Lett. **B41** (1972) 50
- [Minuit] F. James, M. Roos, *MINUIT, Minimization and Error Analysis*, Release 89.12j, CERN Program Library, D506
F. James, *Determining the Statistical Significance of Experimental Results*, CERN DD Report DD/81/02, also CERN Yellow Report 81-03 (1981) 182
- [Min 82] S.L. Mintz, *Neutrino reactions in ^{12}C* , Phys. Rev. **C25** (1982) 1671
- [Min 89] S.L. Mintz, M. Pourkaviani, *Theoretical calculations for neutrino-induced charged current reactions in ^{12}C and recent experimental results*, Phys. Rev. **C40** (1989) 2458
- [Mit 92] C. Mitschke, *Diplomarbeit in Vorbereitung*, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)

- [Mor 91] M. Morita, *Weak Interaction Studies in Light Nuclei*, Prog. Nucl. Phys. **13** (1991) 273
- [Mös 92] R.L. Mößbauer, *Neutrino Physics at Nuclear Energies*, LP-HEP '91, Proceedings of the Joint International Lepton-Photon Symposium & Europhysics Conference on High Energy Physics, Vol.2 (1992) 421
- [Muk 77] N.C. Mukhopadhyay, *Nuclear muon capture*, Phys. Rev. **30** (1977) 1
- [Oht 81] N. Ohtsuka, *Energy spectra of neutrons emitted following muon capture in ^{16}O and ^{12}C* , Nucl. Phys. **A370** (1981) 431
- [Ose 92] E. Oset, private Mitteilung (1992)
- [Pdg 92] Particle Data Group, *Particle Properties Data Booklet bzw. Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D45**,S1 (1992)
- [Per 82] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 2nd Edition, Addison-Wesley, Reading (1987)
- [Ple 71] M.E. Plett, S.E. Sobottka, *Effects of the Giant Resonance on the Energy Spectra of Neutrons Emitted Following Muon Capture in ^{12}C and ^{16}O* , Phys. Rev. **C3** (1971) 1003
- [Pli 90] P. Plischke, Programmbeschreibung, private Mitteilung (1990)
- [Pou 90] M. Pourkaviani, S.L. Mintz, *Neutrino-induced neutral current reaction in ^{12}C* , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **16** (1990) 569
- [Pri 59] H. Primakoff, *Theory of Muon Capture*, Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 802
- [Rap 92] J. Rapp, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Rau 86] F. Raupp, *Ereignisstrukturen neutrino-induzierter Reaktionen im Szintillationsdetektor KARMEN-1*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1986)
- [Rey 63] G.T. Reynolds et al., *Muon Capture on Carbon*, Phys. Rev. **129** (1963) 1790
- [Roe 81] L.Ph. Roesch et al., *Measurement of the capture rates to the excited states in $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu)^{12}\text{B}^*$ and a novel technique to deduce the alignment of $^{12}\text{B}^*(1^-)$* , Phys. Lett. **B107** (1981) 31
- [Sch 92] F. Schilling, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)
- [Sel 92] B. Seligmann et al., *The Laser Calibration Monitor of the KARMEN Scintillation Calorimeter*, wird veröffentlicht in Nucl. Instr. and Meth. (1992)

- [Sin 74] P. Singer, *Emission of Particles Following Muon Capture in Intermediate and Heavy Nuclei*, Springer Tracts in Mod. Phys. **71**, Springer Verlag, Berlin (1974) 39
- [Sin 92] S.K. Singh, E. Oset, *Quasielastic neutrino (antineutrino) reactions in nuclei and the axial-vector form factor of the nucleon*, Nucl. Phys. **A542** (1992) 587
- [Sin 92a] S.K. Singh, E. Oset, *Inclusive Quasielastic neutrino reaction in ^{12}C and ^{16}O at Intermediate Energies*, wird veröffentlicht in Nuclear Physics A (1992)
- [Suz 87] T. Suzuki, D.F. Measday, J.P. Roalsvig, *Total nuclear capture rates for negative muons*, Phys. Rev. **C35** (1987) 2212
- [Übe 62] H. Überall, *Neutrinos from Stopped π and μ Mesons*, Nuovo Cimento **23** (1962) 219
- [Übe 74] H. Überall, *Study of Nuclear Structure by Muon Capture*, Springer Tracts in Mod. Phys. **71**, Springer Verlag, Berlin (1974) 1
- [Vöt 88] D. Vötisch, *Aufbau und Erprobung des Antizählers für das KARMEN-Projekt*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1988)
- [Wil 87] P. Wild, *Bestimmung von Energie-, Orts- und Zeitauflösung für den Neutrino-detektor KARMEN-1*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1987)
- [Woc 89] J. Wochele, *Erste Messungen mit dem KARMEN-Neutrino-Detektor unter besonderer Berücksichtigung des Elektronik- & Triggersystems*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1989)
- [Wol 92] J. Wolf, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Wöl 92] S. Wölfle, *Der Nachweis der exklusiven Kernanregung $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ im Neutrino-Detektor KARMEN*, Dissertation und KfK-Bericht 5064, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Yam 91] M. Yamada et al., *Measurement of the charge ratio and polarization of 1.2-TeV/c cosmic-ray muons with the Kamiokande II detector*, Phys. Rev. **D44** (1991) 617
- [Zei 85] B. Zeitnitz, *Low Energy Neutrino Physics at High Intensity Pulsed Proton Accelerators*, Progress in Part. and Nucl. Physics **13** (1985) 445