



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5520

Myoneinfang-Reaktionen an ^{12}C und ^{13}C im KARMEN-Detektor

T. E. Jannakos
Institut für Kernphysik

Februar 1995

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5520

**Myoneinfang-Reaktionen an
 ^{12}C und ^{13}C im KARMEN-Detektor**

Thomas E. Jannakos

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Diplomarbeit

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1995

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Das KARMEN-Neutrino-Experiment wird seit 1989 an der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratory in Chilton, Großbritannien, betrieben. Neutrinos aus dem Zerfall positiver Pionen und Myonen im Target werden im KARMEN-Detektor, einem 56 t schweren Flüssigszintillations-Kalorimeter nachgewiesen. Das Programm umfaßt ein weites Feld der Mittelenergie-Neutrino-Physik und reicht von der Untersuchung von Neutrino-Kernreaktionen bis hin zur Suche nach Neutrino-Oszillationen und leptonzahlverletzenden Pion- und Myonzerfällen. Daneben können mit dem KARMEN-Detektor auch Reaktionen von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung, die etwa 10^7 mal häufiger als Neutrino-Reaktionen auftreten, untersucht werden.

Gegenstand dieser Arbeit sind Myoneinfang-Reaktionen an ^{12}C und ^{13}C , die unter anderem der Überprüfung der Eichung und der Monte-Carlo-Simulationen des Detektors dienen. So erlaubt die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ -Reaktion eine zuverlässige experimentelle Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für thermalisierte Neutronen. Dabei konnte erstmals die Mehrfachemission von Neutronen aus dem ^{12}C -Kern als Folge des Myoneinfangs beobachtet und deren Multiplizitätsverteilung abgeleitet werden. Eine genaue Analyse liefert für die Nachweiswahrscheinlichkeit einen Wert von $\varepsilon_n = [33.2 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.8(\text{sys})]\%$.

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Messung der Raten einzelner Myoneinfang-Reaktionen. Für die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion, die durch den Nachweis des Neutrons und des Elektrons aus dem β -Zerfall des ^{12}B identifiziert werden kann, ergibt sich ein Wert von:

$$\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}] = [20.4 \pm 1.0(\text{stat}) \pm 0.9(\text{sys})] \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}.$$

Von besonderer Bedeutung ist die Einfangrate der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion in alle gebundenen Zustände von ^{12}B , die durch den β -Zerfall des ^{12}B identifiziert wird; die Messungen ergeben eine Rate von:

$$\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = [7.21 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.22(\text{sys})] \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}.$$

Mit Hilfe dieser Einfangrate kann nach Abzug der Einfangrate der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}^*$ -Reaktion in die angeregten, gebundenen Zustände von ^{12}B , die zu etwa 10% zur Rate in alle gebundenen Zustände beiträgt, das Verhältnis des pseudoskalaren zum axialvektoriellen Formfaktor $F_P/F_A(q^2 = 0.74m_\mu^2)$ im A=12-System berechnet werden. Da die Einfangrate in die angeregten, teilchenstabilen Zustände mit dem KARMEN-Detektor nicht genau gemessen werden kann, werden hierfür die Werte anderer Experimente benutzt, die zum Teil stark voneinander abweichen. Für F_P/F_A ergeben sich damit Werte zwischen $-0.77_{-0.49}^{+0.35}$ und $-0.42_{-0.21}^{+0.21}$. Eine Verbesserung dieses Wertes ist im Rahmen des KARMEN-Experiments möglich, falls weitere Messungen mit hoher Statistik und zusätzlich mit niedrigen Energieschwellen durchgeführt werden, die eine unabhängige Bestimmung der Einfangrate in angeregte, teilchenstabile Zustände von ^{12}B erlauben.

Muon Capture Reactions on ^{12}C and ^{13}C in the KARMEN Detector

Abstract

The KARMEN neutrino experiment at the spallation source ISIS at the Rutherford Appleton Laboratory in Chilton, Great Britain has been in operation since 1989. Neutrinos from the decay of positive pions and muons at rest in the target are detected with the KARMEN detector, a 56 ton liquid scintillation calorimeter. The experiment covers a wide range of medium energy neutrino physics: from neutrino–nucleus interactions, to the search for neutrino oscillations and leptonnumber violating pion and muon decays. In addition, the KARMEN detector offers the possibility to investigate reactions induced by cosmic ray muons. These reactions are by a factor of 10^7 more frequent than neutrino reactions.

Subject of this work is muon capture reactions on ^{12}C and ^{13}C , which, among other things, can be used to cross-check Monte–Carlo simulations and the calibration of the detector. The $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$ –reaction is used to measure the detection efficiency for thermalized neutrons with high precision. For the first time, emission of more than one neutron following the muon capture on ^{12}C has been observed. A detailed analysis gives the multiplicity distribution of the neutrons and a detection efficiency of $\varepsilon_n = [33.2 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.8(\text{sys})]\%$.

The focus of this work is to measure the rates of muon capture reactions that occur in the KARMEN detector. For the $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ –reaction (which is identified by the detection of the neutron and the β –decay of ^{12}B) the rate is determined to be:

$$\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}] = [20.4 \pm 1.0(\text{stat}) \pm 0.9(\text{sys})] \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}.$$

For the $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ –reaction, which is identified by the β –decay only, the capture rate is found to be:

$$\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = [7.21 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.22(\text{sys})] \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}.$$

Subtracting from the above the capture rate of the $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}^*$ –reaction to excited bound levels of ^{12}B (which contribute approximately 10% to the capture rate to all bound levels), one is able to calculate the ratio of the pseudoscalar to the axial–vector form factor $F_P/F_A(q^2 = 0.74m_\mu^2)$ for the $A=12$ system. For this, other experiments are used because the KARMEN detector is not able to measure the rate to the excited bound levels with sufficient accuracy. Since the results of these experiments show considerable differences, the calculated values for F_P/F_A vary from $-0.77_{-0.49}^{+0.35}$ to $-0.42_{-0.21}^{+0.21}$. To improve this result further measurements with high statistics and low energy thresholds are necessary. This would allow an independent determination of the capture rate to the excited bound levels of ^{12}B with the KARMEN detector.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Das KARMEN-Experiment	3
1.1 Neutrino-Oszillationen	4
1.2 Neutrino-Kern-Reaktionen und Myoneinfang	5
1.3 Theoretische Modelle	8
2 Der KARMEN-Detektor	11
2.1 Elektronik, Triggersystem und Datenaufnahme	14
2.2 Zeitlicher Ablauf einer Meßperiode	17
2.3 Anmerkungen zur Eichung und Simulation der Ereignisse	18
3 Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor	19
3.1 Kosmische Strahlung	20
3.2 Myonzerfall	20
3.3 Myoneinfang	21
3.4 Myoneinfang-Reaktionen im Zentraldetektor	24
4 Untersuchung des Myonzerfalls und Bestimmung des Ladungsverhältnisses	30
4.1 Spezialmessung zum Myonzerfall	30
4.2 Auswertung und Untergrundbestimmung	31
4.3 Bestimmung des Myonladungsverhältnisses R_μ	32
4.4 Abstopprate kosmischer Myonen im Zentraldetektor	35
4.5 Energieverteilung der Michelelektronen	36
5 Messungen zum Myoneinfang	39
5.1 Spezialmessungen zum Myoneinfang	39
5.1.1 SMU-Daten	39
5.1.2 Auswertung und Untergrundbestimmung	40
5.2 Neutronen aus dem Myoneinfang	43
5.2.1 Zeitverteilung	45

5.2.2	Energieverteilung	45
5.2.3	Ortsverteilung	47
5.2.4	Mehrfachemission von Neutronen	49
5.2.5	Nachweiswahrscheinlichkeit und Multiplizitätsverteilung für Neutronen aus dem Myoneinfang	52
5.3	Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion	56
5.3.1	Zeitverteilung	57
5.3.2	Energieverteilung	59
5.3.3	Ortsverteilung	62
5.3.4	Beimischung durch den Einfang an ^{13}C	64
5.4	Die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion	65
5.5	Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n \gamma)^{11}\text{B}$ -Reaktion	66
6	Bestimmung der Einfangraten an ^{12}C und ^{13}C	70
6.1	$\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}]$	71
6.2	$\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}]$	72
6.3	Diskussion	74
6.4	Bestimmung des induzierten pseudoskalaren Formfaktors F_P	76
A	Walk-Korrektur	79
	Literaturverzeichnis	83

Einleitung

Das KARMEN-Experiment (KARlsruhe Rutherford Mittel-Energie Neutrino-Experiment) ist eine deutsch-englische Kollaboration des Forschungszentrums Karlsruhe, der Universität Karlsruhe, der Universität Erlangen, des Queen Mary and Westfield College und der Oxford University. Ziel des Experiments ist es, mit einem großvolumigen Flüssigszintillations-Detektor Neutrinoreaktionen an der Spallations-Neutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Chilton, Großbritannien zu untersuchen. Der reguläre Meßbetrieb konnte 1989 aufgenommen werden.

Ein wesentlicher Schwerpunkt des KARMEN-Experiments ist die erstmalige und detaillierte Untersuchung der Neutrino-Kern-Streuung an ^{12}C . Die Wechselwirkung des Neutrinos mit dem Kohlenstoffkern erfolgt zum einen durch den geladenen Strom (Austausch eines W^\pm -Bosons) und zum anderen durch den neutralen Strom (Austausch eines Z^0 -Bosons) möglich. Durch den geladenen Strom ist es möglich, den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion zu bestimmen, und daraus den Wert des axialvektoriellen Formfaktors $F_A(q^2)$ in Abhängigkeit vom Impulsübertrag zu ermitteln. Zusätzlich kann der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion bestimmt werden. Im KARMEN-Detektor konnte erstmals die Anregung des ^{12}C durch den neutralen Strom $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ beobachtet und der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion gemessen werden. Dies erlaubt zudem einen genauen und vom Neutrinofluß unabhängigen Test der Generationenuniversalität der neutralen Ströme. Mit den Ergebnissen der Neutrino-Kern-Reaktionen trägt das KARMEN-Experiment wesentlich zum Verständnis der schwachen hadronischen Ströme im $A=12$ -System bei. Dies ermöglicht zum Beispiel zuverlässigere Aussagen über den Prozeß der neutrinoinduzierten Nukleosynthese in Supernovae, die für die Entstehung mehrerer leichter bis mittelschwerer Kerne verantwortlich ist.

Darüber hinaus sind im Rahmen des KARMEN-Experiments präzise Tests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung möglich. Mit der Suche nach Neutrino-Oszillationen der Art $(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ und $(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ im *appearance*-Modus kann geprüft werden, ob die Leptonzahl erhalten ist und Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen. Eine genaue Analyse des Energiespektrums der ν_e -Neutrinos aus dem unpolarisierten Myonzerfall in Ruhe durch die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion ermöglicht es, Aussagen über die Stärke der skalaren und tensoriellen Kopplung beim Myonzerfall zu machen, die im Standardmodell verboten sind.

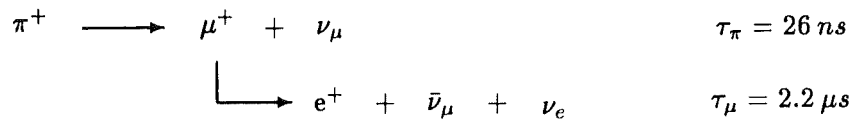
Die bisher erzielten Ergebnisse bei der Untersuchung von Neutrino-Reaktionen sind jedoch nur möglich, weil es gelungen ist, die hohe Rate an myoninduzierten Untergrundereignissen schon auf der *on-line* Ebene zu erkennen, und damit die wenigen Neutrinoreaktionen wirkungsvoll herausgefiltert werden können. Die detaillierte Untersuchung myoninduzierter Ereignisse war dabei von entscheidender Bedeutung für das KARMEN-Experiment. Neben unerwünschtem Untergrund stellen diese Reaktionen jedoch auch eine wichtige Informationsquelle für das Verständnis der Detektoreigenschaften dar. So lassen sich anhand des Myonzerfalls und der Folgeprozesse der Myoneinfang-Reaktionen die umfangreichen Monte-Carlo-Berechnungen genau untersuchen und die Detektor-Kalibration in den für die Neutrinoreaktionen relevanten Energiebereichen genau überprüfen. Darüberhinaus werden kosmische Myonen zur permanenten Eichung des Detektors benutzt.

In der Dissertation von W. Grandegger [Gra 93] konnte gezeigt werden, daß es im KARMEN-Detektor auch möglich ist, Myoneinfangreaktionen genau zu untersuchen. Mit der Myoneinfang-Reaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ kann somit ein weiterer Übergang im A=12-System untersucht werden, der als verwandter schwacher Prozess zu den Neutrino-Kernreaktionen an ^{12}C ebenfalls zum besseren Verständnis der schwachen Prozesse beiträgt. So kann durch Messung der Einfangrate der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion das Verhältnis von F_P/F_A für einen festen Impulsübertrag von $q^2 = 0.74 m_\mu^2$ berechnet werden. Mit dem KARMEN-Detektor ist es insbesondere möglich, die inklusive Einfangrate in alle gebundenen Zustände von ^{12}B zu bestimmen. Ein wesentliches Ziel dieser Diplomarbeit war es daher, die Einfangrate der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion unter Ausnutzung verbesserter Monte-Carlo-Simulationen und einer höheren Statistik präzise zu bestimmen. Ebenfalls mit großer Genauigkeit konnte die partielle Einfangrate der seltenen $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion bestimmt werden. Des weiteren wurde im Rahmen dieser Arbeit das Ladungsverhältnis gestoppter kosmischer Myonen aus dem Zeitspektrum des Myonzerfalls abgeleitet. Anhand der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n \gamma)^{11}\text{B}$ -Reaktion wurde die Lebensdauer negativer Myonen im Zentraldetektor gemessen. Einen weiteren Schwerpunkt bildete die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für thermalisierte Neutronen im KARMEN-Detektor mittels der Myoneinfang-Reaktionen in ungebundene Zustände. Dabei konnte zum ersten Mal die Mehrfachemission von Neutronen als Folge des Myoneinfangs an ^{12}C und an ^{13}C beobachtet und deren Multiplizitätsverteilung abgeleitet werden.

Durch eine genaue Analyse der myoninduzierten Reaktionen konnte das Verständnis des Detektors vertieft werden. So wurde anhand dieser Reaktionen die Entwicklung einer verbesserten Kalibration wirkungsvoll unterstützt. Die dabei erreichte gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Monte-Carlo-Simulation unterstreicht zudem die hohe Qualität der Ergebnisse die aus den Neutrino-Messungen abgeleitet werden.

1 Das KARMEN-Experiment

Die Spallations-Neutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Chilton, Großbritannien, an der das KARMEN-Experiment durchgeführt wird, besteht aus einem *rapid cycling* Synchrotron, dessen 800 MeV-Protonenstrahl auf ein Uran-Schwerwasser-Target oder Tantal-Schwerwasser-Target trifft. Dabei werden abgesehen von Neutronen auch Pionen ($0.046 \pi^+$ pro Proton) in hoher Zahl erzeugt. Der Protonenstrahl besitzt eine Doppelpuls-Struktur, und trifft mit einer Frequenz von 50 Hz auf das Target (siehe ABB. 1 b). Die Breite eines Pulses beträgt 100 ns; die Einzelpulse liegen 330 ns auseinander. Da negative Pionen unmittelbar von den Targetatomen eingefangen werden, zerfallen nur die positiven Pionen in Myonen, die wiederum in Positronen zerfallen. Da sowohl die Pionen als auch die Myonen sofort im Target abgestoppt werden, findet der Zerfall in Ruhe und unpolarisiert statt:



Während die aus dem Zweikörperzerfall stammenden ν_μ mit einer Energie von 29.8 MeV monoenergetisch sind, besitzen die aus dem Dreikörperzerfall stammenden ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ eine kontinuierliche Energieverteilung, die bis zu 52.8 MeV reicht und durch die $V - A$ -Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben wird (siehe ABB. 1 a). Das Zusammenspiel der Zeitstruktur des Strahls und der Lebensdauer des Pions beziehungsweise des Myons führt zu der einzigartigen Zeitstruktur, mit der die Neutrinos bei ISIS produziert werden (siehe ABB. 1 b).

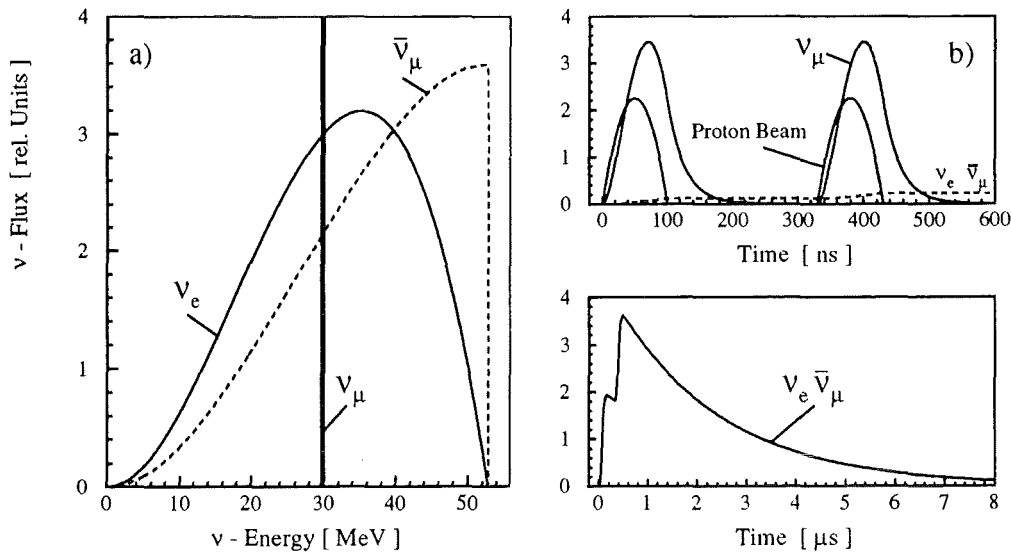


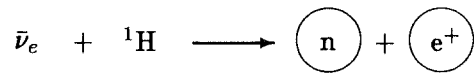
Abbildung 1: Energie- und Zeitverteilung der drei bei ISIS produzierten Neutrino-Flavours.

Dadurch ist es möglich, die ν_μ zeitlich von den ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ zu trennen; das heißt, Zeitfenster für die Suche nach neutrinoinduzierten Reaktionen zu definieren, bei denen die jeweilige andere Komponente stark unterdrückt ist. Ein weiterer Vorteil ist das hohe Tastverhältnis, das es ermöglicht, nicht strahlkorrelierten Untergrund aus der kosmischen Strahlung und der natürlichen Radioaktivität effektiv zu unterdrücken.

1.1 Neutrino-Oszillationen

Unter der Voraussetzung, daß die Leptonzahl nicht exakt erhalten ist, und Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen, kann zwischen den drei Neutrinosorten (Flavors) eine Zustandsmischung auftreten. Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung (ν_e , ν_μ und ν_τ) sind also nicht mit den Masseneigenzuständen identisch, sondern sind Linearkombinationen aus diesen. Da sich die Masseneigenzustände aufgrund ihres Massenunterschieds mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreiten, kommt es zur Neutrino-Oszillation: Die Zusammensetzung eines Neutrinostrahls variiert in Bezug auf die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung mit der Zeit, beziehungsweise mit der Entfernung von der Quelle. Im KARMEN-Detektor kann sowohl die ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$)- als auch die ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$)-Oszillation im *appearance* Modus untersucht werden.

Die ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$)-Oszillation wird durch die auf ν_e selektive Nachweisreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ und den anschließenden β -Zerfall des $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ nachgewiesen (siehe KAP. 1.2). Für diese Oszillation kann bei einem *Confidence Level* von 90 % eine Oszillationswahrscheinlichkeit von mehr als $4.8 \cdot 10^{-2}$ ausgeschlossen werden [Dre 94]. Die ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$)-Oszillation wird über den inversen β -Zerfall am Wasserstoff identifiziert:



Es wird sowohl das Positron als auch das Neutron nachgewiesen. Eine Oszillationswahrscheinlichkeit von mehr als $8.3 \cdot 10^{-3}$ kann für diesen Oszillationsmodus bei einem Konfidenzniveau von 90 % ausgeschlossen werden [Dre 94, Eit 95]. Für eine genaue Analyse der ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$)-Oszillation ist sowohl für das Positron als auch für das Neutron eine genaue Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit erforderlich. Die Nachweiseffizienz des Positrons kann zuverlässig aus den Monte-Carlo-Berechnungen bestimmt werden. Dies gilt jedoch nicht im gleichen Maße für die Neutronen. Aufgrund der komplizierten Nachweisprozesse durch die γ -Quanten aus den Neutroneneinfang-Reaktionen am Gadolinium und am Wasserstoff sowie der geringen Energien der γ -Quanten ist hier eine genaue Überprüfung der Monte-Carlo-Simulation durch das Experiment erforderlich. Die experimentellen Resultate für den Nachweis der Neutronen im KARMEN-Detektor werden detailliert in KAP. 5 diskutiert und mit den entsprechenden Monte-Carlo-Berechnungen verglichen.

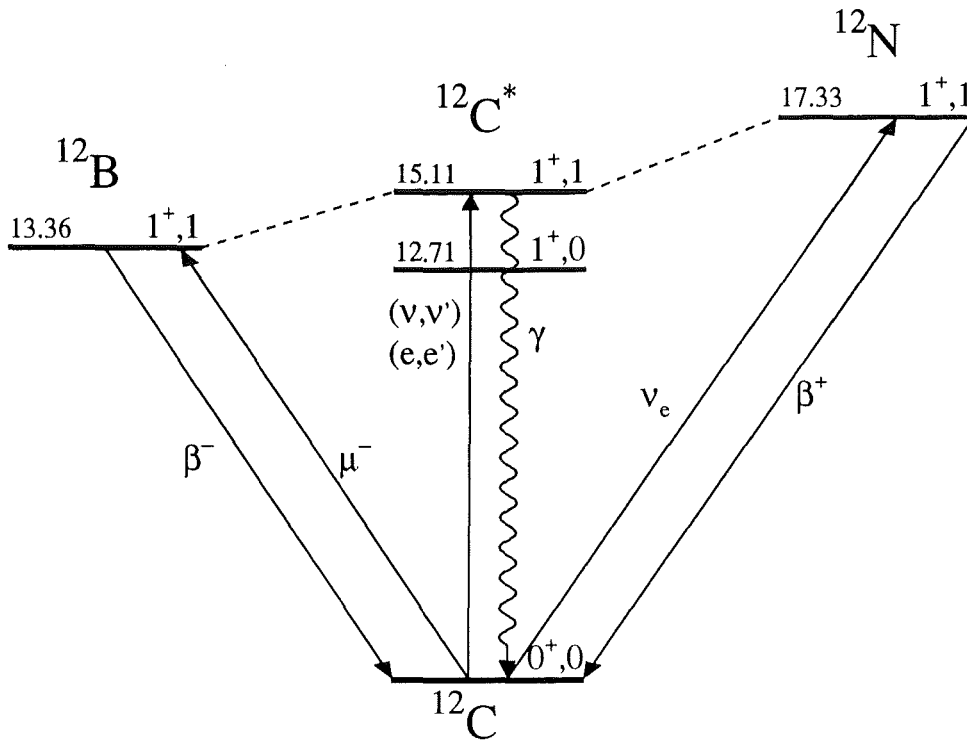
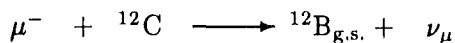


Abbildung 2: Semileptonische Übergänge im $A = 12$ -System

logie zwischen den Neutrino-Kern-Reaktionen und der Myoneinfang-Reaktion. Bei allen drei Reaktionen handelt es sich um definierte Übergänge mit fester Spin- und Isospinänderung, die als "Spin-Isospin-Filter" für die schwachen hadronischen Ströme wirken. Daher tragen bei diesen Übergängen nur axialvektorielle und isovektorielle Anteile des Stroms bei, und es treten bei allen drei Reaktionen (abgesehen von unterschiedlichen Isospinfaktoren) dieselben Kernmatrixelemente auf. Hierdurch ist es möglich, die entsprechenden Kopplungskonstanten (bzw. Formfaktoren) einer selektiven Untersuchung zu unterziehen. Während bei den neutrinoinduzierten Reaktionen der Impulstransfer q^2 variabel ist, ist er beim Myoneinfang auf den festen Wert von $q^2 = 0.74m_\mu^2$ beschränkt.

Analog zum β -Zerfall lassen sich die Myoneinfangreaktionen nach erlaubten und verbotenen Übergängen klassifizieren. Im Gegensatz zum β -Zerfall dominieren beim Myoneinfang in leichten und mittelschweren Kernen aufgrund des hohen Impulstransfers jedoch einfach verbotene Übergänge (in teilcheninstabile Zustände) [Muk 77], so daß bei ^{12}C der erlaubte Gamov-Teller-Übergang



zu weniger als 20 % zur totalen Einfangrate beiträgt. Die zur Untersuchung der schwachen hadronischen Ströme besonders interessante ${}^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu){}^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion kann nicht direkt im Rahmen des KARMEN-Experiments bestimmt werden, da diese nicht mit ausreichender Genauigkeit von den Einfängen in angeregte, gebundene Zustände unterschied-

Methode bietet den Vorteil, daß sie im Prinzip unabhängig von Kernmodellen ist. Über die Impulse Approximation kann eine Verbindung zwischen den nuklearen Formfaktoren des EPA und den Formfaktoren der freien Nukleonen hergestellt und damit der Einfluß des Kerns deutlich gemacht werden. Ein Nachteil der EPA-Rechnungen ist, daß sich Übergänge zu angeregten Zuständen mit der Emission von Nukleonen nicht mehr berechnen lassen, da dann die Anzahl der benötigten Formfaktoren zu groß wird.

Die für Rechnungen in der EPA benötigten schwachen Formfaktoren können aus den entsprechenden Experimenten bestimmt werden. Darüber hinaus ist es möglich, durch verschiedene theoretische Annahmen oder über die IA einzelne Formfaktoren miteinander zu verknüpfen und so die Anzahl der benötigten Meßgrößen zu verringern. Eine vollständig modellunabhängige Beschreibung existiert bisher nicht [Noz 83].

Formfaktoren des EPA im A=12-System

Bisher bietet nur das A=12-System eine ausreichende Anzahl experimenteller Beobachtungsgrößen, die es erlaubt, alle schwachen Formfaktoren experimentell zu bestimmen. Bei den in KAP. 1.2 beschriebenen Übergängen von $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ zum A=12-Isospin-Triplet handelt es sich um erlaubte Gamov-Teller-Übergänge, so daß zu den entsprechenden Kernmatrixelementen nur der axialvektorielle (F_A), der induzierte pseudoskalare (F_P) sowie der induzierte tensorielle Formfaktor (F_T) beitragen. Die Stärke der induzierten Ströme ist vom Impulsübertrag q^2 abhängig ($F_i = F_i(q^2)$) und liegt in der Größenordnung der Rückstoßenergie q^2/M [Gre 85].

Bei Impulsüberträgen von $|q^2| \leq m_\mu^2$ dominiert der Einfluß des axialvektoriellen Formfaktors F_A [Min 89]. Der genaue Wert für $F_A(q^2)$ ist allerdings nur aus dem β -Zerfall des ^{12}B und des ^{12}N – und damit nur für einen Impulsübertrag von $q^2 \approx 0$ – bekannt. Für $F_A(q^2)$ wird daher die folgende Skalierung angenommen, die durch die Impulse Approximation motiviert wird [Noz 83]:

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

$F_M(q^2)$ wird durch die Annahme des erhaltenen Vektorstroms (CVC, *Conserved Vector Current*) bestimmt: Das Kernmatrixelement des schwachen magnetischen Vektorstroms ergibt sich dabei aus dem des hadronischen elektromagnetischen Isektorstroms:

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

Der Formfaktor $\mu(q^2)$ des nuklearen magnetischen Übergangsmoments kann durch die elektromagnetische Anregung des ^{12}C mittels inelastischer Elektronstreuung bestimmt werden [Kim 79]. Im Rahmen des KARMEN-Experiments ist es möglich, diese Skalierung bis zu einem Impulsübertrag von $90 \text{ MeV}/c$ anhand der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion zu überprüfen.

Durch die Annahme der teilweisen Erhaltung des Axialvektorstroms (PCAC, *Partially Conserved Axialvector Current*) kann ein Zusammenhang zwischen $F_P(q^2)$ und $F_A(q^2)$ hergestellt werden:

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

Während im elementaren PCAC-Modell $\xi(q^2) = 0$ gilt, liefert eine Abschätzung für den Myoneinfang ($q^2 = 0.74m_\mu^2$), unter Berücksichtigung von *Meson-Exchange-Currents* (MEC), den Wert von $\xi(q^2 = 0.74m_\mu^2) = -0.15$ [Kim 79].

Durch die Myoneinfangreaktion $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ läßt sich der Wert für das Verhältnis von F_P/F_A bei dem Impulsübertrag $q^2 = 0.74m_\mu^2$ bestimmen. Der bisher genaueste Wert stammt aus der Messung der mittleren Polarisation des $^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}$ beim Einfang polarisierter Myonen an ^{12}C [Kun 86]:

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

und liefert damit für ξ den Wert $\xi(q^2 = 0.74m_\mu^2) = -0.55 \pm 0.45$.

Es ist auch möglich, durch Messung der partiellen Einfangrate $\Lambda_c(^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$ das Verhältnis von F_P/F_A zu bestimmen [Min 89]. Hier leistet das KARMEN-Experiment einen wichtigen Beitrag, da mit dem KARMEN-Detektor die totale Einfangrate in alle gebundenen Zustände von ^{12}B $\Lambda_c(^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B})$ mit hoher Genauigkeit gemessen werden kann. Von dieser Rate sind allerdings die Einfangraten in die gebundenen, angeregten Zustände von ^{12}B abzuziehen. Die Beiträge durch den Einfang in angeregte Zustände liegen in der Größenordnung von 10 % [Muk 77] und können mit dem KARMEN-Detektor nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden. Hier ist man auf andere Messungen angewiesen, die sich in ihren Ergebnissen jedoch zum Teil stark unterscheiden und relativ große Fehler aufweisen. Eine genaue Kenntnis der Rate dieser Prozesse ist jedoch zur Bestimmung von F_P notwendig. Dies gilt sowohl für die Bestimmung von F_P anhand der Einfangrate als auch durch Messung der mittleren Polarisation des ^{12}B -Kerns beim polarisierten Myoneinfang.

2 Der KARMEN-Detektor

Der KARMEN-Detektor dient dem Nachweis neutrinoinduzierter Reaktionen. Da diese Reaktionen bei den Energien der Neutrinos, wie sie von ISIS produziert werden, sehr kleine Wirkungsquerschnitte ($\sigma \approx 10^{-41} \text{ cm}^2$) aufweisen, ist ein Detektor mit einer möglichst großen aktiven Masse notwendig. Des weiteren muß der Detektor über eine gute Orts- und Energieauflösung verfügen, um neutrinoinduzierte Ereignisse wirkungsvoll vom Untergrund unterscheiden zu können.

Der KARMEN-Detektor setzt sich, von innen nach außen, wie folgt zusammen: Der eigentliche Detektor, der sogenannte **Zentraldetektor**, ist an vier Seiten, jedoch nicht an den beiden Stirnseiten (up- und downstream, relativ zum Strahl) vom **inneren Antizähler** umgeben. Dieser "innere" Teil des Detektors ist in die **innere passive Abschirmung**, einem Tank aus 18 cm dicken Stahlplatten, gebettet. Die äußerste Komponente ist der **Shield-Zähler** (auch Myon- oder Veto-Zähler genannt), der die innere passive Abschirmung, außer am Boden, an allen Seiten umgibt. Der gesamte Detektor befindet sich in einem Stahlbunker der **äußeren Abschirmung**.

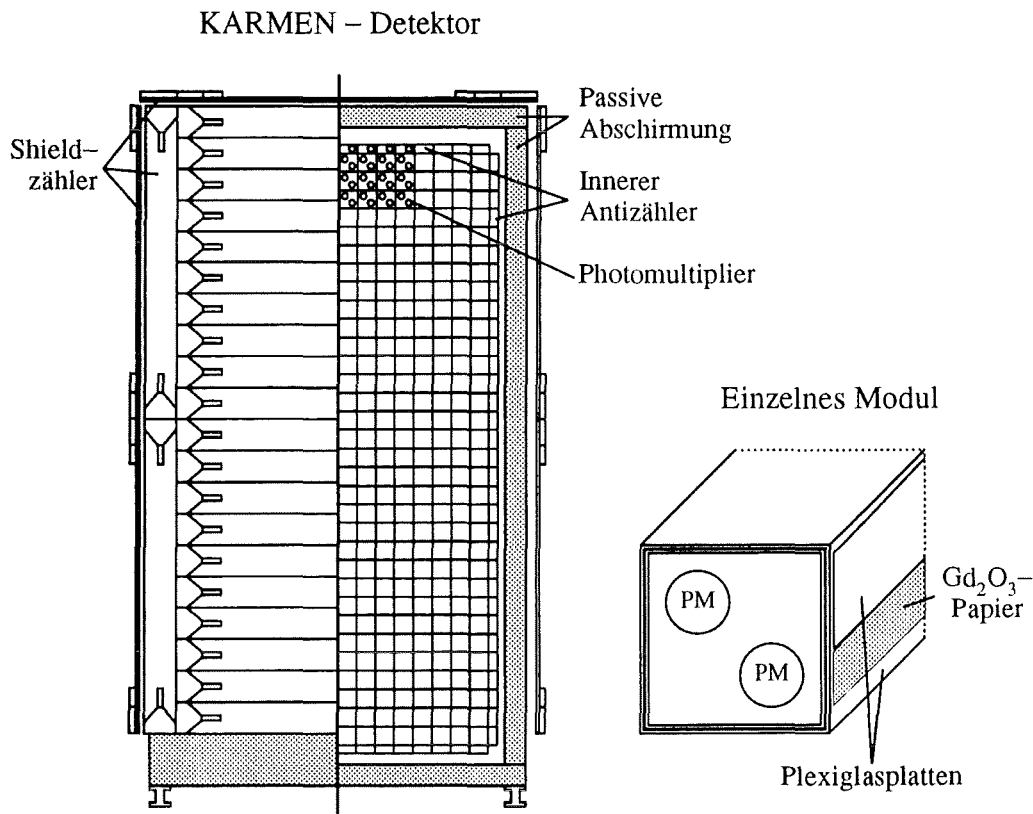


Abbildung 3: Aufbau des KARMEN-Detektors und eines einzelnen Moduls des Zentraldetektors.

Äußere Abschirmung

Zur Abschirmung von kosmischem und strahlkorreliertem Untergrund ist der Detektor in einem 6000 t schweren Stahlblockhaus untergebracht (siehe ABB. 5 Seite 19). Diese Abschirmung reicht aus, um praktisch die gesamte hadronische und elektromagnetische Komponente der kosmischen Strahlung zu eliminieren. Der Fluß der kosmischen Myonen wird nur um 60 % reduziert, so daß 1200 Myonen pro Sekunde den Zentraldetektor erreichen und zu einer großen Zahl verschiedenster Reaktionen führen.

Um den Fluß strahlkorrelierter Neutronen auf ein tolerierbares Maß zu senken, wurde die Stahlabschirmung vor dem Bunker verstärkt und der Detektor mit 4 – 5 cm dicken Platten aus boriiertem Polyäthylen verkleidet. Zusätzlich wird im Verlauf des Jahres 1994 die Stahlabschirmung des Detektors weiter verstärkt, um eine noch effektivere Reduzierung zu erreichen.

Der Zentraldetektor und der innere Antizähler

Der Zentraldetektor und der innere Antizähler befinden sich in dem 65 m³ großen, durch die innere passive Abschirmung und die Photomultiplierwände gebildeten Stahltank mit den Abmessungen 3.53 · 3.20 · 5.96 m³ (*Länge · Breite · Höhe*). Der Tank ist mit 56 t Flüssigszintillator gefüllt und durch eine optische Segmentierung in 608 Module unterteilt.

Der Zentraldetektor besteht aus den 512 inneren Modulen, die in upstream–downstream-Richtung liegen und durch eine Segmentierung optisch voneinander getrennt sind. Der Querschnitt der Module beträgt 0.177 · 0.181 m², ihre Länge 3.53 m. Die Module des Zentraldetektors werden auf jeder Seite von jeweils zwei Photomultipliern ausgelesen. Die äußerste Lage aus 96 Modulen bildet den inneren Antizähler. Diese Module besitzen die halbe Breite (bzw. Höhe) der Zentraldetektormodule und werden auf jeder Seite von nur einem Photomultiplier ausgelesen.

Bei den Photomultipliern handelt es sich um 3-inch Photomultiplier (VALVO XP3462), die in den Bohrungen der Photomultiplierwände liegen und durch Quarzglasscheiben vom Szintillator getrennt sind. Die optische Ankopplung erfolgt durch dünnflüssiges Paraffinöl, das gleichzeitig der Kühlung der Photomultiplier dient.

Der Szintillator besteht zu 75 % aus dickflüssigem Paraffin und zu 25 % aus Pseudocumol und enthält 2 g/l PMP (1 – *Phenyl* – 3 – *Mesityl* – 2 – *Pyrazolin*). Die absolute Lichtausbeute beträgt etwa 7200 Photonen pro MeV deponierter Energie, seine spektrale Abschwächlänge beträgt 5 m bei einer Wellenlänge von $\lambda = 425 \text{ nm}$ [Eit 91].

Die optische Segmentierung besteht aus zwei jeweils 1.5 mm starken Plexiglasplatten, die durch einen Papierstreifen voneinander getrennt und an ihren Rändern verklebt sind. Aufgrund des dadurch entstehenden Luftspalts wird das Szintillationslicht durch Totalreflektion zu den Photomultipliern an den Stirnseiten geleitet. Abgesehen von der äußeren Lage der Segmentierung ist das Papier mit Gadoliniumoxid einer Flächenbelegung von 73.8 g/m² beschichtet. Dies dient dem Nachweis thermischer Neutronen durch die Gd (n, γ)-Einfangreaktion.

Die Dichte des Szintillators beträgt 0.872 g/cm^3 bei 22°C [Rap 91], seine Summenformel ist $C_1 H_{1.87} N_{0.00024}$ [Wöl 92]. Plexiglas besitzt eine Dichte von 1.180 g/cm^3 sowie die Summenformel $C_1 H_{1.6} O_{0.4}$. Damit ergibt sich folgende Zusammensetzung für den Zentraldetektor:

	Volumen [m^3]	Vol %	Masse [10^3 kg]	Gew %
Zentraldetektor	59.84	100.00	52.78	100.00
Szintillator	57.90	96.76	50.49	95.58
Plexiglas	1.94	3.24	2.29	4.33
Gadolinium	—	—	0.025	0.09

Tabelle 1: Zusammensetzung des Zentraldetektors.

Die innere passive Abschirmung

Neben der mechanischen Stabilität des Detektors dient die aus 18 cm dicken Stahlplatten bestehende innere passive Abschirmung dem wirkungsvollen Schutz vor Bremsstrahlungs- γ -Quanten aus dem Zerfall kosmischer Myonen im Stahlbunker. Zugleich ist sie jedoch, zusammen mit den Photomultiplierwänden, eine nicht vernachlässigbare Quelle natürlicher Radioaktivität und myoninduzierten Untergrunds. Die Rate, mit der kosmische Myonen in der passiven Abschirmung abgestoppt werden, ist mit 280 Hz doppelt so hoch wie die im Zentraldetektor. Durch diese Myonen werden zum einen Neutronen beim Einfang am Eisen und zum anderen Bremsstrahlungs-Quanten beim Myonzerfall produziert, die in den Detektor gelangen können, ohne vom inneren Antizähler erkannt zu werden. Eine genaue Beschreibung dieser Prozesse findet sich bei [Gra 93]. Da diese Reaktionen jedoch immer mit dem Eindringen eines Myons in den Detektor verbunden sind, läßt sich dieser Untergrund durch das Anlegen einer Totzeit nach einem gestoppten Myon eliminieren. Dabei wird das Myon sehr zuverlässig vom Shield-Zähler erkannt.

Der Shield-Zähler

Der Detektor ist an allen Seiten außer am Boden vom Shield-Zähler umgeben. Dieser ist aus 136 Feststoffszintillatorplatten mit einer Dicke von 3 cm aufgebaut, die an jeder Seite von jeweils einem Photomultiplier ausgelesen werden. Der Shield-Zähler wird trotz der fehlenden Bedeckung am Boden seiner Aufgabe gerecht, kosmische Myonen, die in den Detektor eindringen, effizient nachzuweisen, da alle Myonen von oben oder von der Seite in den Detektor eindringen. Kosmische Myonen können mit einer Effizienz von mehr als 99% erkannt werden; in Verbindung mit dem inneren Antizähler beträgt die Nachweiseffizienz sogar 99.8% . Dabei ist die Nachweiswahrscheinlichkeit prinzipiell durch die geometrische Leckrate von 0.7% des Shield-Zählers begrenzt [Sch 93].

2.1 Elektronik, Triggersystem und Datenaufnahme

Bei einem Experiment wie dem KARMEN-Neutrinoexperiment ist es notwendig, die anfallende Datenmenge so zu reduzieren, daß die wenigen gesuchten Ereignisse wirkungsvoll ausgefiltert werden. Diese Auswahl ist nur durch eine komplexe, auf mehreren Ebenen arbeitende Elektronik und durch ein geeignetes Triggersystem zu erreichen. Die wesentlichen Elemente sind dabei die Front-End-Elektronik, die Triggerlogik und die Datenaufnahme, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen. Eine detaillierte Beschreibung der Elektronik findet sich in [Gem 89, Gra 93, Kle 94].

Front-End-Elektronik

Die von den Photomultipliern der einzelnen Module kommenden Signale werden von den ASTERIX-Karten¹ verarbeitet. Die ASTERIX-Karten generieren die folgenden Signale:

- E_{up} und E_{down} : Aus diesen Signalen wird die in einem Modul deponierte Energie bestimmt.
- dT : Dieses Signal gibt die zeitliche Differenz zwischen dem Ansprechen der beiden Modulenden an. Daraus läßt sich der Ort eines Ereignisses entlang der Modulachse ableiten.
- T_{rel} : Haben mehrere Module angesprochen, so gibt dieses Signal die zeitliche Differenz des jeweiligen Moduls zu dem Modul an, das als erstes angesprochen hat.

Jede ASTERIX-Karte verarbeitet die Signale von vier Modulen; jeweils 16 ASTERIX-Karten sind in einem *Crate* zusammengefaßt. Der Zentraldetektor wird von acht *Crates* abgedeckt. Weitere vier *Crates* stehen für den Shield- und Antizähler zur Verfügung.

Haben bei einem Ereignis eines oder mehrere Module angesprochen, so wird für den Zentraldetektor durch Aufsummieren der E_{up} und der E_{down} Signale das Summenenergiesignal SE und das Multiplizitätssignal M gebildet. Das Multiplizitätssignal gibt an, wieviele Zentraldetektormodule angesprochen haben. Ebenfalls generiert werden die Summenenergiesignale der Antizählerseiten AT, AL, AR, AB und der Shield-Zählerseiten² ST, SL, SR, SU, SD. Damit stehen die für die Triggerlogik benötigten Eingangssignale bereit. Hat die Triggerlogik ein Ereignis als gültig akzeptiert, so werden die Moduldaten zur Konversion freigegeben. Dabei stehen zwölf CAMAC-ADC-Einheiten für die zwölf *Crates* zur Verfügung. Die Daten werden dann, mit einer Ereigniskennung versehen, im ADC zwischengespeichert und am Ende der Meßperiode vom ACC (*Auxiliary Crate Controller*) ausgelesen.

¹Analog Signal Time Range Integrator and multipleXer

²Der erste Buchstabe bezeichnet den Zähler und der zweite die jeweilige Seite: *Top, Left, Right, Bottom, Upstream* und *Downstream*.

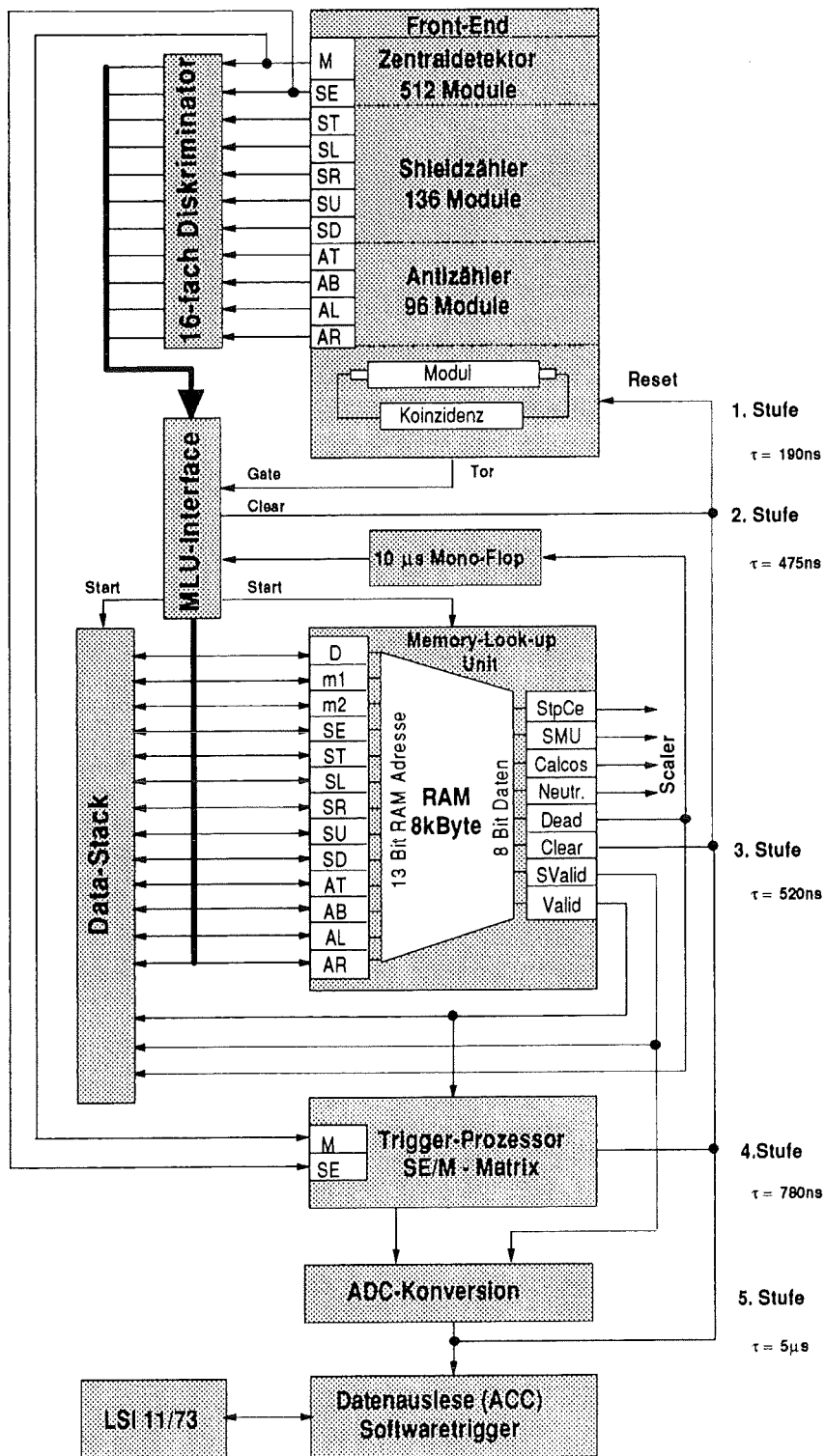


Abbildung 4: KARMEN-Triggerlogik und *front end-Rechner*

Triggerlogik und Totzeiten

Die Triggerlogik gliedert sich im wesentlichen in vier Stufen, wobei sich die Totzeit, die durch die Entscheidungen der Triggerlogik verursacht wird, mit zunehmender Hierarchie vergrößert. Die unterste Stufe ist auf der Modulebene wirksam: Hat das Signal der downstream-Seite den (*leading edge*) Diskriminator überschritten, so muß innerhalb von 190 ns auch das Signal der upstream-Seite die Schwelle überschreiten³. Diese Schwellen werden im folgenden ASTERIX-Schwellen genannt. Kommt es zu keiner Koinzidenz, so wird die ASTERIX-Karte intern zurückgesetzt. Dadurch wird keine Totzeit verursacht, da auch kein gewünschtes Ereignis stattfand. Bei einer Koinzidenz wird das sogenannte T_{or} -Signal erzeugt und mit einer Verzögerung von etwa 92 ns als T_{ro} an alle ASTERIX-Karten zurückgegeben. Alle Modulkoinzidenzen, die während dieser Zeitspanne auftreten, werden als zu einem einzigen Ereignis gehörig betrachtet.

Die nächste Stufe bildet das **MLU-Interface**: Das Summenenergie- und das Multiplizitätssignal des Zentraldetektors sowie die Summenenergiesignale der Shield- und Antizählerseiten liegen über einstellbare Diskriminatoren (im folgenden *MLU-Schwellen* genannt) am MLU-Interface an. Kann keines dieser Signale die MLU-Schwelle überschreiten (*BELMLU*), so werden die ASTERIX-Karten zurückgesetzt und sind nach 475 ns wieder meßbereit. Kommt eines der Signale über die MLU-Schwelle, so trifft die **MLU (Memory Lookup Unit)** anhand des anliegenden Musters ihre Entscheidung. Entsprechend dieser Klassifizierung werden die Ereignisse in vier Kategorien unterteilt und weiterverarbeitet:

- *clear*: Wird ein Ereignis als nicht gültig gewertet (z.B. ein den Detektor durchquerendes Myon), so wird dieses Ereignis verworfen; die ASTERIX-Karten werden zurückgesetzt. Es kommt zu Das Ereignis erhält einen Eintrag in den *Data-Stack* und es entsteht eine Totzeit von 520 ns , während der kein weiteres Ereignis registriert werden kann.
- *dead time*: Für eine bestimmte Klasse von Ereignissen kann eine *hardware-Totzeit* angelegt werden, während der zwar nachfolgende Ereignisse in den *Data-Stack* aufgenommen werden können, aber nicht zur Konversion freigegeben werden.
- *valid event*: Wird ein Ereignis als gültig akzeptiert, so wird es, falls auch der Triggerprozessor positiv entscheidet, zur Konversion freigegeben. Die dadurch entstehende Totzeit ist abhängig von der Anzahl der benötigten Konversionszyklen, beträgt aber mindestens $5\text{ }\mu\text{s}$. Pro zusätzlichem Zyklus vergrößert sich die Totzeit um $3.16\text{ }\mu\text{s}$. Die Anzahl der benötigten Konversionszyklen ist gleich der Anzahl der angesprochenen Module des *Crates*, bei dem die meisten Module angesprochen haben.
- *super valid event*: Hat nur eine Seite des Shield- oder Antizählers sowie der Zentraldetektor angesprochen, so wird das Ereignis als gestopptes Myon (*SMU*) klassifiziert.

³Unterschiedliche Kabellängen garantieren, daß das Signal der downstream-Seite immer als erstes Signal anliegt.

Es wird unabhängig vom Triggerprozessor zur Konversion freigegeben. Es entsteht die zur Konversion benötigte Totzeit.

Parallel zur MLU arbeitet der **Triggerprozessor (TRIP)**. Er trifft seine Entscheidung anhand des Summenenergie- SE und Multiplizitätssignals M des Zentraldetektors. Ein zweidimensionaler Speicher enthält für jede mögliche Kombination von SE und M einen Untersetzungsfaktor n zwischen 0 und 4096. Damit ist es möglich, nur jedes n -te Ereignis (insbesondere jedes nullte Ereignis – also keines) zu akzeptieren. Wird ein Ereignis verworfen, so ist der Detektor innerhalb von 800 ns wieder meßbereit. Der TRIP dient im wesentlichen als Multiplizitätsfilter der *valid events* und zur Selektion der Eichmyonen. Dies sind Myonen, die entweder durch eine Spalte oder eine Reihe des Detektors laufen und zur Eichung verwendet werden.

Datenaufnahme

Je nach Entscheidung durch die MLU und den TRIP gibt es drei Klassen von Ereignisdaten:

Data-Stack-Daten: Alle Ereignisse, die von der MLU oder dem TRIP verworfen werden, erhalten einen Eintrag in den Data-Stack. Dabei wird zum einen die Ereigniszeit durch den *Stack-TDC* (Multihit-TDC, mit einer Auflösung von 250 ns) und zum anderen das sogenannte *Stack-Pattern* aufgenommen. Das *Stack-Pattern* gibt an, welche Shield- oder Antizählerseite und ob der Zentraldetektor angesprochen hat.

Vollständige Daten: Diese werden nur von Ereignissen aufgenommen, die von der MLU (*valid events*) und vom TRIP zur Konversion freigegeben wurden. Dabei werden alle Moduldaten aufgenommen. Die Ereigniszeit ist durch den *Ereignis-TDC* (TDC1 und TDC2) mit einer Auflösung von 1 ns gegeben. Vollständige Daten werden sowohl bei den Neutrinomessungen als auch bei den hier vorgestellten Messungen nur von Ereignissen genommen, bei denen nur der Zentraldetektor und nicht der Shield- oder Antizähler angesprochen haben. Diese Ereignisse werden im folgenden als `NEUTRAL EVENTS` bezeichnet.

SMU-Daten: Ereignisse, die von der MLU als gestoppte Myonen klassifiziert wurden, werden nicht in die vollständigen Daten übernommen. Diese Ereignisse werden zwar konvertiert, die einzelnen Moduldaten werden jedoch, bis auf das vom ACC bestimmte Spurende, verworfen. SMU-Daten enthalten nur die Ereigniszeit (gerundet auf $2\text{ }\mu\text{s}$), den Endpunkt der Spur und die Anzahl der angesprochenen Module. Weitere, für die Auswertung relevante Details finden sich in KAPITEL 5.1.1.

2.2 Zeitlicher Ablauf einer Meßperiode

Für *off beam*-Messungen (d.h. Messungen, bei denen der Strahl nicht aktiv ist), wie sie im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurden, wird die 50 Hz -Zeitstruktur des ISIS-Beschleunigers aufrechterhalten (sogen. *clock mode*). Der Ablauf einer Meßperiode, die eine Länge von 20 ms hat, gliedert sich in drei Abschnitte:

In der Zeit von 0 bis 16.35 ms ist die MLU aktiv, und es werden SMU- sowie Data-Stack-Daten aufgenommen. Ereignisse mit vollständigen Daten (`NEUTRAL EVENTS`) können nur

zwischen 0.4 ms und 16.35 ms , also während einer Zeitdauer von 15.95 ms , aufgenommen werden. Die restlichen 4.05 ms der Meßperiode dienen zur Auslese der Ereignisse durch den ACC. Während dieser Zeit können keine Ereignisse registriert werden. Dieser Zeitbereich wird gewöhnlich als Auslesetotzeit bezeichnet. Tritt während einer Messung kein NEUTRAL EVENT auf, so wird die gesamte Meßperiode nicht aufgenommen. Um trotzdem Untergrundereignisse zu erkennen, die durch Myonen in vorausgegangenen, eventuell verworfenen Meßperioden induziert werden, sind in jeder aufgenommenen Meßperiode die SMU-Daten der fünf vorangehenden Meßperioden vorhanden.

2.3 Anmerkungen zur Eichung und Simulation der Ereignisse

Die für ein Ereignis modulweise vorliegenden Meßgrößen der Energie (E_{up} und E_{down}), der Position (dT) und der Relativzeit (T_{rel}) liegen als ADC-Kanäle vor. Diese Werte müssen durch die Eichung in die physikalischen Größen umgewandelt werden. Dieser Zusammenhang wird durch Eichmessungen vor oder während der eigentlichen Messung hergestellt, wobei die Eichung individuell für jedes Modul erfolgt. Zur Energieeichung werden kosmische Myonen benutzt, deren Energieverlust durch die Landau-Theorie beschrieben wird. Damit lassen sich die ortsabhängigen Lichtausbeutekurven jedes einzelnen Moduls bestimmen. Aus diesen Lichtausbeutekurven läßt sich dann bestimmen, welche wirklich im Detektor deponierte Energie bei einem bestimmten dT -Wert zu den gemessenen Werten von (E_{up} und E_{down}) gehört. Ebenfalls durch kosmische Myonen wird das Überkoppeln von Szintillationslicht in benachbarte Module bestimmt, das bei der Energieeichung berücksichtigt werden muß. Dieser Effekt liegt für Module mit intakter Segmentierung ('intakte' Module) bei etwa 6%. Für defekte Module – als solche werden im folgenden Module bezeichnet, bei denen in den Luftspalt zwischen den Plexiglasplatten Szintillator eingedrungen ist – kann er bis zu 30% betragen. Auf die Einzelheiten der Detektorkalibration soll hier nicht näher eingegangen werden, da diese in [Wöl 92] und [Wol 95] ausführlich beschrieben ist.

In einem komplexen Detektor wie dem KARMEN-Detektor können wichtige Detektoreigenschaften nur durch Monte-Carlo-Berechnungen verstanden werden. Zu diesem Zweck (insbesondere zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Reaktionen) werden umfangreiche Monte-Carlo-Simulationen mit dem GEANT 3 Programm durchgeführt. Die Simulation der beobachtbaren Reaktionen im KARMEN-Detektor ist in [Gra 93] beschrieben. Die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Berechnungen der myoninduzierten Reaktionen konnten (vor allem für kleine Energien) im Vergleich zu früheren Berechnungen deutlich verbessert werden [Eit 95]. Wesentliche Erweiterungen sind dabei die Verwendung der individuellen Lichtausbeutekurven, der ASTERIX-Schwellen und des Überkoppelns der einzelnen Module sowie die Berücksichtigung der MLU-Schwellen.

3 Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor

Aus dem Studium der myoninduzierten Reaktionen im Detektor lassen sich wichtige Erkenntnisse der Detektoreigenschaften gewinnen. Dadurch ist es möglich, sowohl die Monte-Carlo-Berechnungen als auch die Eichung des Detektors zu verbessern und somit die Datenanalyse in Hinblick auf die untersuchten Neutrinoereaktionen zu optimieren.

Myonen, die in den KARMEN-Detektor eindringen, stammen aus der kosmischen Strahlung. Sie bilden mit ihren Folgereaktionen den größten Teil des nicht strahlkorrelierten Untergrunds. Der Fluß kosmischer Myonen wird durch den Stahlbunker auf $1/3$ der ursprünglichen Intensität reduziert. Die Rate, mit der die Myonen den Detektor durchqueren, beträgt etwa 1100 Hz , die Abstopprate im Zentraldetektor 140 Hz . Die primäre Energie der Myonen, die in den Detektor eindringen, muß mindestens 3 GeV betragen; die mittlere Energie der abgestoppten Myonen beträgt 5.1 GeV [Han 91]. Eine detaillierte Analyse der durch kosmische Myonen verursachten Untergrundeignisse im Detektor findet sich in [Gra 93].

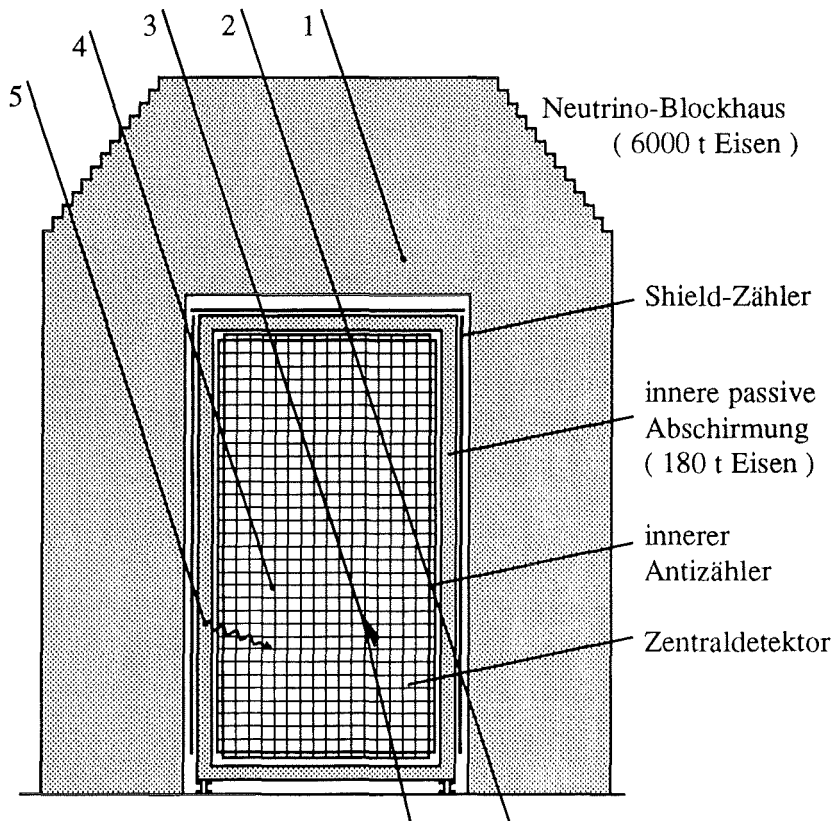


Abbildung 5: Ansicht des Detektors im Stahlblockhaus. Myonen führen zu einer Vielzahl von Reaktionen: Gestopptes Myon im Blockhaus (1). Durchgehendes Myon ohne (2) und mit (3) induziertem Schauer. Im Zentraldetektor gestopptes Myon (4) sowie in der passiven Abschirmung gestopptes Myon, wobei das Bremsstrahlungs-Quant des Michelzerfalls in den Zentraldetektor eindringt (5).

3.1 Kosmische Strahlung

Als kosmische Strahlung wird der Fluß hochenergetischer Teilchen bezeichnet, der überwiegend aus Protonen besteht (mehr als 90 %) und auf die obere Schicht der Erdatmosphäre trifft (*primäre Komponente*), beziehungsweise die von dieser Primärkomponente durch Wechselwirkung mit den Kernen der Atmosphäre erzeugten Teilchen (*sekundäre Komponente*). Die Primärkomponente ist, mit Ausnahme des von der Sonne stammenden niederenergetischen Teils, isotrop und zeitunabhängig.

Kosmische Myonen entstehen durch den Zerfall von Mesonen (hauptsächlich π^\pm), die durch Wechselwirkung hochenergetischer kosmischer Strahlung mit der Atmosphäre produziert werden. Die Hauptproduktionsschicht der Myonen liegt in etwa 15 km Höhe. Da die Myonen mit der Atmosphäre praktisch nur durch Ionisationsprozesse wechselwirken und im Vergleich zu Pionen eine lange Lebensdauer (2.2 μs) besitzen, erreichen die meisten Myonen die Erdoberfläche und bilden dort die Hauptkomponente der kosmischen Strahlung. Der totale Myonfluß für Energien von mehr als 350 MeV wurde auf Meeresebene zu

$$J = (1.44 \pm 0.09) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

bestimmt. Die Intensität der Myonen ist vom Polarwinkel Θ abhängig, da die Weglänge des Myons mit diesem variiert:

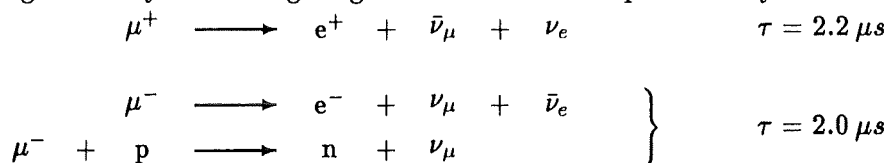
$$I(\Theta) = I(0) \cos^n \Theta$$

Der über alle Energien gemittelte Wert für n ist $n = 1.85 \pm 0.10$ [All 84]. Auf Meeresebene besitzen Myonen einen mittleren Impuls von 2 GeV/c. Das mittlere Ladungsverhältnis $R = N^+/N^-$ beträgt etwa 1.28 auf Meereshöhe [All 75]. Es ist über einen großen Energiebereich annähernd konstant und steigt dann ab etwa 500 GeV leicht an. Der Myonfluß ist durch Druck- und Temperaturänderungen in der Hauptproduktionsschicht meteorologischen Schwankungen unterworfen. So entstehen jahreszeitliche Variationen des Flusses von bis zu 10 %, wobei der Fluß im Winter größer als im Sommer ist.

Aufgrund der hohen Energie ($\geq 3 \text{ GeV}$), die Myonen benötigen, um in den Zentraldetektor zu gelangen, ist die Schwankung des Myonflusses im KARMEN-Detektor geringer und liegt unter 3 % [Gra 93].

3.2 Myonzerfall

Der Zerfall des Myons (Michelzerfall) ist die dominante Reaktion gestoppter Myonen im KARMEN-Detektor. Aufgrund des mit dem Zerfall konkurrierenden Einfangprozesses besitzen negative Myonen eine geringere Lebensdauer als positive Myonen:



Die Energieverteilung der Elektronen aus dem unpolarisierten Michelzerfall ergibt sich bei Vernachlässigung der Terme der Ordnung m_e/E und ohne Strahlungskorrekturen (mit $\hbar = c = 1$) zu

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

wobei $E_{max} = 52.8 \text{ MeV}$ die Endpunktsenergie des Spektrums ist. Der Michelparameter ρ bestimmt wesentlich die Form des Spektrums; er ist bei reiner $(V - A)$ -Kopplung gleich $\rho = 0.75$. Eine Darstellung dieses theoretischen Spektrums findet sich in ABB. 9 auf Seite 37. Prinzipiell muß bei der Berechnung des Energiespektrums die Bremsstrahlung berücksichtigt werden, die den Wert für ρ verringert. Da jedoch reale Bremsstrahlungs-Quanten im KARMEN-Detektor zusammen mit den Elektronen auftreten, braucht dieser Effekt in erster Näherung nicht berücksichtigt zu werden. Beim Zerfall eines gebundenen Myons ändert sich sowohl die Zerfallswahrscheinlichkeit, also die Lebensdauer, als auch die Form des Spektrums. Der zweite Effekt ist jedoch für Kohlenstoff vernachlässigbar und macht sich erst bei schweren Kernen bemerkbar.

3.3 Myoneinfang

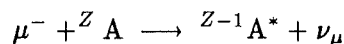
Ein negatives Myon, das in Materie abstoppt, wird durch Coulombstöße mit Elektronen innerhalb von etwa 10^{-11} s auf die Geschwindigkeit der Valenzelektronen abgebremst. Durch Wechselwirkung mit den Atomen oder Molekülen wird es dann innerhalb von 10^{-13} s weiter auf thermische Energien abgebremst, schließlich vom Coulombfeld des Kerns eingefangen (atomarer Myoneinfang) und bildet dann ein myonisches Atom.

Über den ersten gebundenen Zustand des Myons ist fast nichts bekannt. Da für das Myon das Pauliprinzip der Elektronenhülle nicht gilt (es hat andere Quantenzahlen als das Elektron), kann es diese praktisch ungehindert durchqueren. Es verliert Energie und Drehimpuls durch die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen. Für große Hauptquantenzahlen n erfolgt die Abregung fast ausschließlich über den Auger-Effekt; für kleine n wird dagegen die Bremsstrahlung dominant [Roo 70].

Das Myon erreicht innerhalb von 10^{-14} s einen Orbit mit $n \leq \sqrt{m_\mu/m_e}$, bei dem die Abschirmung des Coulombfeldes des Kerns durch die Elektronen zunehmend vernachlässigbar wird, und von dem aus das Myon in weniger als 10^{-15} s in den $1s$ -Zustand kaskadiert. Hat das Myon den $1s$ -Zustand erreicht, so kann es entweder vom Kern eingefangen werden, oder es zerfällt im Orbit.

Nuklearer Einfang

Vom $1s$ -Zustand aus kann das Myon vom Kern über den Elementarprozeß $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ eingefangen werden:



Die Einfangrate ist dabei proportional zu Z_{eff}^4 (Wheeler'sches Gesetz). Diese Abhängigkeit ergibt sich aus folgenden Überlegungen: Die Wahrscheinlichkeitsdichte der $1s$ -Wellenfunktion des Myons, also seine Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern, ist proportional zu Z^3 .

Die Einfangrate selbst ist proportional zur Anzahl der Protonen im Kern. Die Ersetzung von Z durch Z_{eff} berücksichtigt die endliche Ausdehnung des Kerns.

Die nach der Primakoff-Formel berechnete Einfangrate Λ_c eines Kerns in Abhängigkeit von der Anzahl der Nukleonen A und der Protonen Z ist bei experimenteller Anpassung der beiden Parameter X_1 und X_2 in qualitativer Übereinstimmung mit den experimentellen Werten [Suz 87]:

$$\begin{aligned}\Lambda_c(A, Z) &= Z_{eff}^4 X_1 \left[1 - X_2 \frac{A - Z}{2A} \right] \\ X_1 &= 170 \text{ s}^{-1} \\ X_2 &= 3.125\end{aligned}$$

Die Einfangrate Λ_c kann sehr zuverlässig aus der Lebensdauer negativer Myonen in der zu untersuchenden Substanz bestimmt werden. So ist die totale Rate Λ_t , mit der negative Myonen verschwinden, gleich der Summe der Zerfallsrate Λ_d und der Rate Λ_c , mit der sie eingefangen⁴ werden:

$$\begin{aligned}\Lambda_t &= Q_H \cdot \Lambda_d + \Lambda_c \\ \Lambda_t &= 1/\tau_{\mu^-} \\ \Lambda_d &= 1/\tau_{\mu^+} \equiv 1/\tau_{\mu}\end{aligned}$$

Q_H ist dabei der sogenannte Huff-Faktor. Er beschreibt die Vergrößerung der Lebensdauer der Myonen in myonischen Atomen durch die Verringerung des verfügbaren Phasenraums. Dieser ist für Kohlenstoff noch Eins und für Sauerstoff 0.998 [Suz 87]. Eine anschaulichere Größe als die Einfangrate ist die Einfang-Wahrscheinlichkeit α_c , die angibt, welcher Anteil der in einer Substanz abgestoppten negativen Myonen eingefangen wird. Diese ergibt sich aus der Einfangrate Λ_c durch Division mit der totalen Rate Λ_{tot} :

$$\alpha_c = \frac{\Lambda_c}{\Lambda_{tot}} = \Lambda_c \cdot \tau_{\mu^-}$$

Beim Einfang des Myons durch den Kern wird dessen Ruhemasse von 105.7 MeV frei. Da ein Großteil der Energie vom Myoneneutrino fortgetragen wird, beträgt die mittlere Anregungsenergie, die auf den Kern übertragen wird, etwa $15-20 \text{ MeV}$. Diese Energie liegt bei allen schweren Kernen oberhalb der Teilchenemissionsschwelle, so daß die Emission eines oder mehrere Nukleonen durch den Kern sehr wahrscheinlich ist. In sehr schweren Kernen ist zudem die Spaltung des Kerns möglich.

Teilchenemission

Bei der Emission von Nukleonen durch den Kern ist die Emission von Neutronen mit Abstand die häufigste Reaktion. Eine Emission von Protonen oder Deuterium wurde bisher nur für Natrium und schwerere Kerne gemessen. Der Anteil dieser Prozesse liegt jedoch nur in der Größenordnung von 1% [Wyt 78].

⁴Im folgenden ist mit Einfang immer der nukleare Myoneinfang gemeint.

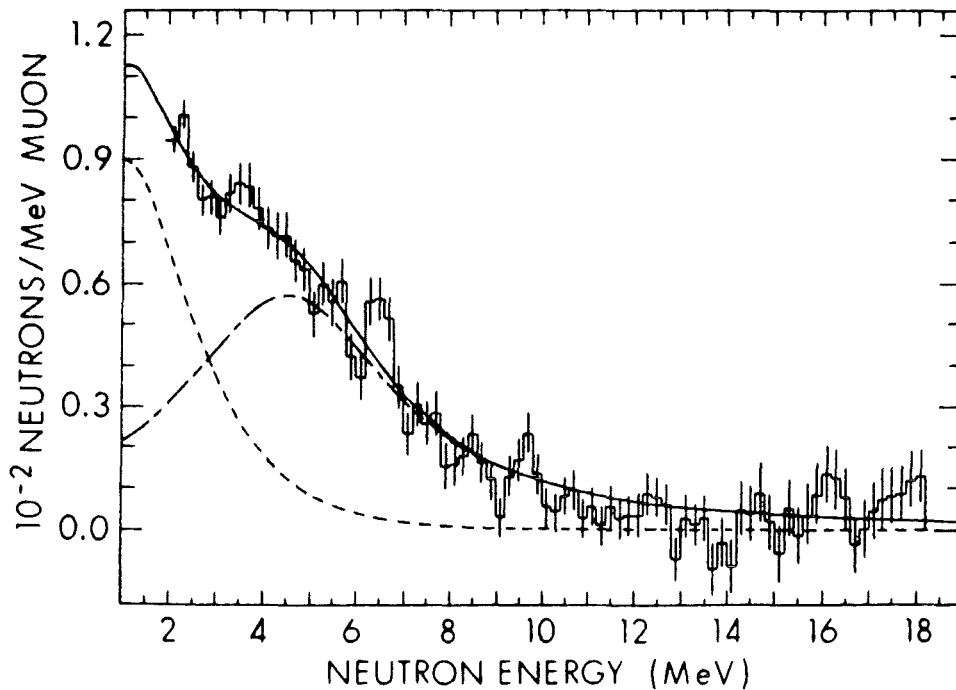


Abbildung 6: Energiespektrum der Neutronen aus dem Myoneinfang an ^{12}C in ungebundene Zustände von ^{12}B aus [Ple 71].

Die Energiebereiche, in denen Neutronen vom Kern emittiert werden, lassen sich grob in drei Bereiche unterteilen:

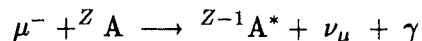
- Bei Neutronenenergien unterhalb von 10 MeV liegt die Anregungsenergie des Kerns unter 15 MeV . Die Neutronen werden entweder vom Kern abgedampft (Evaporation) oder stammen aus der Anregung einer Riesenresonanz.
- Bei Neutronen mit einer Energie zwischen 10 MeV und 25 MeV liegt die Anregungsenergie über 15 MeV . Die Emission des Neutrons erfolgt durch einen direkten Reaktionsmechanismus, so daß sich aus der Verteilung der Neutronen Informationen über den Einfangprozeß gewinnen lassen.
- Die Entstehung hochenergetischer Neutronen mit Energien von mehr als 30 MeV läßt sich nicht mehr durch direkte Reaktionen erklären. Eine mögliche Erklärung ist der Myoneinfang durch Nukleon-Paare im Kern [Lif 88].

ABBILDUNG 6 zeigt das von Plett und Sobottka [Ple 71] gemessene Energiespektrum der Neutronen aus dem Myoneinfang an ^{12}C . Dieser Einfangprozeß dominiert die Produktion von Neutronen durch den Myoneinfang im Zentraldetektor. Die Form der Verteilung läßt sich gut durch Überlagerung eines Verdampfungsanteils und eines resonanten Anteils aus der Anregung der Riesendipol-Resonanz beschreiben. Bei Anpassung der beiden Verteilungen an das gemessene Spektrum wurde der resonante Anteil zu 46 % bestimmt. Es ist zu beachten, daß nur in einem Energiebereich von $2 - 18\text{ MeV}$ gemessen wurde. Messungen für Neutronen aus dem Einfang an ^{12}C mit Energien von mehr als 18 MeV sind

nicht bekannt. Es wurden jedoch für Einfänge an ^{16}O Neutronenenergien bis zu 40 MeV gemessen [Koz 85].

Radiativer Myoneinfang

Neben dem normalen Myoneinfang ist mit einem geringen Verzweigungsverhältnis von 10^{-4} auch der sogenannte radiative Myoneinfang möglich. Zusätzlich zu dem Myonneutrino wird noch ein γ -Quant emittiert, dessen Energie bis zu 100 MeV , also weit über den Endpunkt des Energiespektrums der Michelelektronen, reicht:



Durch die Emission des γ -Quants ist bei dieser Reaktion der Impulstransfer – im Gegensatz zum normalen Myoneinfang – variabel. Dies erlaubt eine Bestimmung des induzierten pseudoskalaren Formfaktors F_P in Abhängigkeit vom Impulsübertrag q^2 [Wri 92].

Wegen des geringen Verzweigungsverhältnisses ist dieser Einfangprozeß im KARMEN-Detektor nur schwer beobachtbar. Von Armstrong et al. [Arm 91] wurde der radiative Myoneinfang an ^{12}C und ^{16}O untersucht. Die Energien der beobachteten γ -Quanten reichen bis zu 90 MeV . Das Verzweigungsverhältnis für ^{12}C und ^{16}O bei Energien des γ -Quants von mehr als 57 MeV betrug $2.3 \cdot 10^{-5}$ beziehungsweise $2.2 \cdot 10^{-5}$. Auf den KARMEN-Detektor übertragen heißt dies, daß bei 10^6 gestoppten Myonen nur 0.8 radiativen Myoneinfänge mit γ -Energien von mehr als 60 MeV stattfinden, also oberhalb des Michelspektrums liegen und somit vom Myonzerfall unterschieden werden können.

3.4 Myoneinfang-Reaktionen im Zentraldetektor

Myoneinfang-Reaktionen finden an allen Elementen, die im Zentraldetektor vorkommen, statt. Aus der in TAB. 1, Seite 13 aufgelisteten Zusammensetzung der einzelnen Komponenten des Zentraldetektors kann unter gewissen Annahmen die Anzahl der erwarteten Einfangprozesse berechnet werden, wobei – aufgrund ihres geringen Anteils – Einfangreaktionen an Gadolinium und Sauerstoff hier nicht berücksichtigt werden:

- Man kann in guter Näherung davon ausgehen, daß der Anteil an gestoppten Myonen in den beiden Komponenten des Zentraldetektors (der Segmentierung mit $4.4\text{ Gew}\%$ und dem Szintillator mit $96.6\text{ Gew}\%$) proportional zu deren Gewichtsanteil ist. Dies ergibt sich aus der Dichteabhängigkeit der Bethe-Bloch-Formel⁵, die den Energieverlust geladener Teilchen in Materie beschreibt.
- Der große Anteil an Wasserstoff im Zentraldetektor kann bei den folgenden Überlegungen außer Acht gelassen werden. Transfer-Reaktionen, bei denen das Myon durch Stoßprozesse von einem Atom auf das andere wechselt, verhindern, daß ein

⁵Das Verhältnis von Ordnungszahl Z zu Massenzahl A ist für Kohlenstoff und Sauerstoff gleich und kann somit hier vernachlässigt werden.

Myon vom Wasserstoff nuklear eingefangen wird. Für Wasserstoff liegt die Transfertrate zu mittelschweren Kernen in der Größenordnung von 10^{+11} s^{-1} – verglichen mit einer Einfangrate von etwa $4 \cdot 10^2$. Eine ausführliche Beschreibung von Myon-Transferprozessen findet sich bei [Ger 93] und [Scn 93].

- Besteht das Medium, in dem das Myon abgestoppt wird, aus einer Mischung von zwei oder mehreren Atomen, so ergibt sich das Verhältnis der atomaren Einfangraten Λ_A nach dem Fermi-Teller Z-Gesetzes aus dem Verhältnis der Stoffanteile n gewichtet mit der Ordnungszahl Z :

$$\frac{\Lambda_A(A)}{\Lambda_A(B)} = \frac{n(A) \cdot Z(A)}{n(B) \cdot Z(B)}$$

Dieser Zusammenhang ist jedoch nicht streng erfüllt und hängt insbesondere von der chemischen Zusammensetzung des Mediums ab [Muk 77].

Mit diesen Voraussetzungen ergibt sich die in TAB. 2 aufgeführte, auf den Myoneinfang bezogene Zusammensetzung des Zentraldetektors sowie die jeweiligen Einfangraten. Der Fehler für den Anteil an Sauerstoff wurde wegen der Unsicherheit des Fermi-Teller Z-Gesetzes zu 30 % abgeschätzt.

Kern	Anteil [%]	Huff-Faktor	$\tau_{\mu-} [ns]$	$\Lambda_c^{tot} [10^3 \text{ s}^{-1}]$	$\alpha_c^{tot} [10^{-3}]$
^{12}C	97.56 ± 0.5	1.000	2026.3 ± 1.5	38.4 ± 0.4	77.7 ± 0.8
			$2029.0 \pm 3.0^\dagger$	$37.7 \pm 0.7^\dagger$	76.4 ± 1.5
^{13}C	1.10 ± 0.05	1.000	2029.0 ± 3.0	37.6 ± 0.7	76.4 ± 1.4
			$2045.0 \pm 2.0^\dagger$	$33.8 \pm 0.4^\dagger$	69.2 ± 0.9
^{16}O	1.65 ± 0.5	0.998	1795.4 ± 2.0	102.6 ± 0.6	163.4 ± 0.9
^1H	—	1.000	2194.9 ± 0.2	0.42 ± 0.02	1.0 ± 0.1

Tabelle 2: Zusammenstellung der Einfangraten Λ_c^{tot} und Einfangwahrscheinlichkeiten α_c^{tot} für die im Zentraldetektor vorhandenen Kerne. Die mit † gekennzeichneten Werte stammen aus der Messung von Ishida et al. [Ish 86], alle anderen von Suzuki et al. [Suz 87].

Neutronen-Produktionsrate

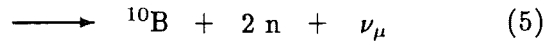
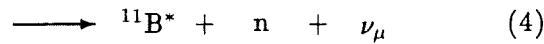
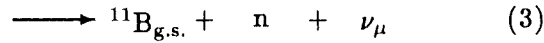
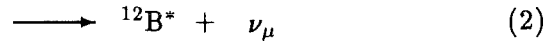
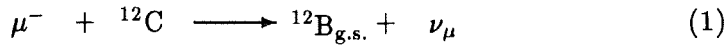
Sind die Raten bekannt, mit denen der Myoneinfang in ungebundene Zustände, also mit Emission von Neutronen, stattfindet, so läßt sich daraus die Neutronen-Produktionsrate im Zentraldetektor bestimmen. Die Werte für die Einfangraten in ungebundene Zustände wurden aus den totalen Einfangraten von Suzuki et al. durch Subtraktion der Einfangraten in die gebundenen Zustände bestimmt. Für Sauerstoff wurde der von Budyashov et al. [Bud 70] gemessene Wert verwendet; für ^{12}C und ^{13}C der in dieser Auswertung abgeleitete (siehe KAP. 6). Damit ergibt sich die in TAB. 3 aufgeführte mittlere Produktionswahrscheinlichkeit α_c^n für Neutronen im Zentraldetektor.

Kern	Anteil [%]	$\Lambda_c^n [10^3 s^{-1}]$	$\alpha_c^n [10^{-3}]$	Anteil $\cdot \alpha_c^n [10^{-3}]$
^{12}C	97.25 ± 0.5	30.8 ± 0.5	62.4 ± 1.0	60.68 ± 1.0
^{13}C	1.10 ± 0.05	30.0 ± 1.5	60.9 ± 3.0	0.67 ± 0.05
^{16}O	1.65 ± 0.5	91.6 ± 4.6	164.5 ± 3.6	2.7 ± 0.8
mittlere Produktionswahrscheinlichkeit α_c^n				64.1 ± 1.3

Tabelle 3: Einfangrate Λ_c^n und Einfangwahrscheinlichkeiten α_c^n für die im Zentraldetektor vorhandenen Kerne, bei der es zur Emission von Neutronen kommt. In der letzten Spalte findet sich die anteilige Einfangwahrscheinlichkeit des jeweiligen Kerns.

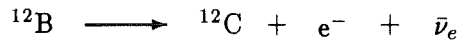
Myoneinfang am Kohlenstoff

Wie aus TAB. 2 ersichtlich, ist der Myoneinfang an ^{12}C mit Abstand die häufigste Einfangreaktion im Zentraldetektor. Dabei kommt es zu folgenden Reaktionen:



etc.

Mit * sind hier diejenigen angeregten Zustände bezeichnet, die unterhalb der Teilchenemissionsschwelle liegen, sich also durch die Emission von γ -Quanten abregen. Die Reaktionskanäle (1) und (2) können durch den β -Zerfall des ^{12}B mit einer mittleren Lebensdauer von 29.14 ms und einer Endpunktsenergie von 13.37 MeV [Ajz 90] in räumlicher und zeitlicher Korrelation zu einem gestoppten Myon identifiziert werden:

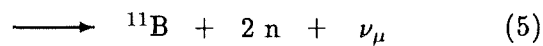
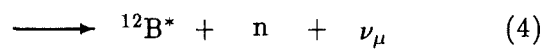
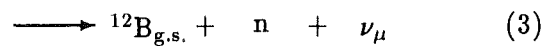
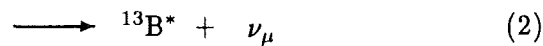
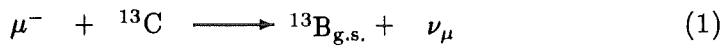


Eine Unterscheidung zwischen (1) und (2) ist dabei prinzipiell durch die γ -Quanten der Abregung des $^{12}\text{B}^*$ möglich. Aufgrund der kurzen Lebensdauern der angeregten Zustände ($\approx 10^{-8} \text{ s}$) erfolgt die Emission praktisch gleichzeitig mit dem nuklearen Einfang des Myons. Die Emission der γ -Quanten erfolgt daher (bezogen auf den Abstopzeitpunkt des Myons) mit der Lebensdauer negativer Myonen in ^{12}C von $2.026 \mu\text{s}$ [Suz 87]. Die Energien der γ -Quanten reichen bis zu 2.6 MeV . Es mit dem KARMEN-Detektor jedoch nicht möglich, eine fundierte Analyse der Einfangreaktion in die angeregten, teilchenstabilen

Zustände von $^{12}\text{B}^*$ durchzuführen, da die Energien der γ -Quanten nahe beziehungsweise unterhalb der Energieschwelle des Detektors liegen. Untersuchungen der Reaktion (2) finden sich in [Bud 70], [Gif 81] und [Roe 81].

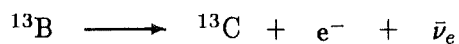
Liegt die Anregungsenergie des $^{12}\text{B}^*$ über der Separationsenergie für Neutronen von 3.37 MeV [Ajz 90], so kommt es zur Emission eines Neutrons (Reaktionskanäle (3) und (4)). Diese können anhand des Neutrons in räumlicher und zeitlicher Korrelation zu einem gestoppten Myon identifiziert werden. Die Neutronen werden dabei durch die Neutroneneinfang-Reaktionen am Gadolinium $\text{Gd}(n, \gamma)$ oder am Wasserstoff $^1\text{H}(n, \gamma)$ nachgewiesen. Reaktion (4) kann durch die Korrelation des γ -Quants aus der Abregung des $^{11}\text{B}^*$ und den Nachweis des Neutrons von (3) unterschieden werden. Die Energien der γ -Quanten reichen dabei bis etwa 11 MeV . Liegt die Anregung des $^{11}\text{B}^*$ oberhalb von 11.45 MeV , so ist die Emission eines zweiten Neutrons, Reaktion (5), möglich. Dieser Reaktionskanal kann durch den Nachweis beider Neutronen identifiziert werden.

In natürlich vorkommendem Kohlenstoff ist zu 1.1% das Isotop ^{13}C enthalten. Dies führt zu den folgenden, jedoch seltenen Myoneinfang-Reaktionen:



etc.

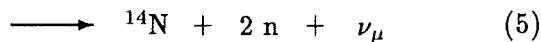
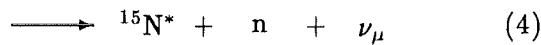
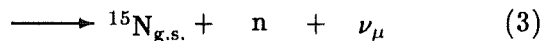
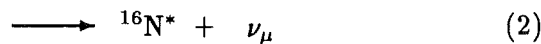
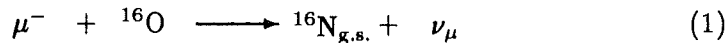
Die Reaktionskanäle (1) und (2) können durch den β -Zerfall des ^{13}B mit einer Lebensdauer von 25.05 ms und einer Endpunktsenergie von 13.44 MeV identifiziert werden [Ajz 91]:



In der Praxis sind diese Zerfälle jedoch aufgrund ihrer Ähnlichkeit zum β -Zerfall des ^{12}B , der im KARMEN-Detektor etwa hundert mal häufiger stattfindet, nicht von diesem zu unterscheiden. Wie bei ^{12}C kann Reaktion (2) von (1) durch die Emission von γ -Quanten, deren Energie bis zu 4.8 MeV reichen, unterschieden werden. Liegt die Anregungsenergie des $^{13}\text{B}^*$ über seiner Neutronseparationsenergie von 4.88 MeV , kommt es zu den Reaktionskanälen (3) und (4). Diese können durch den Nachweis des β -Zerfalls des ^{12}B und des Neutrons einwandfrei identifiziert und somit von allen anderen Myoneinfang-Reaktionen im Detektor unterschieden werden. Liegt die Anregungsenergie des $^{13}\text{B}^*$ -Kerns oberhalb von 8.25 MeV , so ist Reaktion (5), also die Emission von zwei Neutronen, möglich.

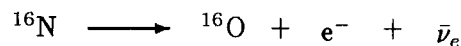
Myoneinfang am Sauerstoff der Segmentierung

Der Myoneinfang am Sauerstoff im Plexiglas der Segmentierung spielt wie der an ^{13}C nur eine untergeordnete Rolle im KARMEN-Detektor. Beim Einfang an ^{16}O sind analog zum Einfang am Kohlenstoff die folgenden Reaktionen beobachtbar⁶:



etc.

Die Reaktionskanäle (1) und (2) können durch den β -Zerfall des ^{16}N mit einer mittleren Lebensdauer von 7.13 s und einer Endpunktenergie von 10.4 MeV identifiziert werden [Ajz 86]:



Dabei ist durch die sehr lange Lebensdauer des ^{16}N gewährleistet, daß diese Myoneinfang-Reaktion von der analogen an ^{12}C unterschieden werden kann. Im KARMEN-Detektor ist es nicht möglich, die Reaktionen (1) und (2) zu trennen, da die Anregungsenergien von $^{15}\text{N}^*$ unterhalb von 0.4 MeV liegen. Die Reaktionskanäle (3) und (4) sind aufgrund der geringen Separationsenergie für Neutronen in ^{15}N von 2.49 MeV mit einer Stärke von etwa 90 % die dominante Myoneinfang-Reaktionen an ^{16}O . Sie können im KARMEN-Detektor allerdings nicht von den entsprechenden Myoneinfang-Reaktionen an Kohlenstoff unterschieden werden, da die Signatur des Neutronennachweises nur durch die Neutroneneinfang-Reaktionen am Gadolinium und am Wasserstoff gegeben ist. Bei Reaktion (4) reicht aufgrund der hohen Separationsenergie für Neutronen von 10.83 MeV für ^{15}N [Ajz 86] das Energiespektrum der γ -Quanten bei der Abregung des $^{15}\text{N}^*$ bis zu 10.8 MeV. Reaktion (5) konnte von [Sch 83] beobachtet werden und trägt zu etwa 1 % der Einfangrate an ^{16}O bei. Eine detaillierte Untersuchung der Myoneinfang-Prozesse an ^{16}O sowie der zugehörigen Neutron- und Gammaverteilungen finden sich in [Sch 83] und [Koz 85].

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß prinzipiell alle hier vorgestellten Myoneinfangreaktionen auch im KARMEN-Detektor untersucht werden können. Der Identifizierung einzelner Reaktionskanäle sind jedoch durch den Detektor Grenzen gesetzt.

⁶Für die angeregten mit * gekennzeichneten Zustände gilt auch hier, daß es sich um angeregte, teilchenstabile Zustände handelt.

So kann bei der Neutronenemission nach einem Myoneinfang nicht auf den beim Einfangprozeß beteiligten Kern geschlossen werden. Durch Berechnung der mittleren Produktionswahrscheinlichkeit für Neutronen aus den Myoneinfang-Reaktionen im Zentraldetektor kann jedoch die Nachweiswahrscheinlichkeit für langsame Neutronen (d.h. Neutronen mit geringer kinetischer Energie) bestimmt werden (KAP. 5.2). Dasselbe gilt für die Myoneinfang-Reaktionen in angeregte, aber gegen Teilchenemission stabile Zustände, die durch Emission von γ -Quanten in den Grundzustand übergehen. Hier reicht die Energieauflösung des Detektors für kleine Energien nicht aus, um einzelne Anregungsniveaus zu trennen (siehe KAP. 5.5). Notwendige Voraussetzung zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen und der Myoneinfangraten an ^{12}C und ^{13}C ist die im folgenden Kapitel vorgestellte Messung des Ladungsverhältnisses gestoppter Myonen im Zentraldetektor.

4 Untersuchung des Myonzerfalls und Bestimmung des Ladungsverhältnisses

Anhand des Myonzerfalls ist es möglich, die Eichung des Detektors sowie die in die Monte-Carlo-Simulation eingehenden Detektor-Parameter mit hoher Statistik für Energien bis 53 MeV zu überprüfen. Des Weiteren kann aus dem Zerfallszeitspektrum der Myonen das Ladungsverhältnis gestoppter kosmischer Myonen im Zentraldetektor abgeleitet werden. Das Ladungsverhältnis wird zur Berechnung der Einfangraten in KAP. 6 benötigt.

4.1 Spezialmessung zum Myonzerfall

Die Messung zum Myonzerfall wurde während einer Strahlpause im Dezember 1992 durchgeführt. Für eine genaue Bestimmung des Ladungsverhältnisses ist es notwendig, die Totzeit des Detektors nach einem gestoppten Myon weitgehend zu minimieren: Da die Lebensdauer der Myonen etwa $2 \mu\text{s}$ beträgt, während die Aufnahme eines gestoppten Myons bis zu $20 \mu\text{s}$ dauern kann, fallen fast alle (98 %) Zerfallselektronen in die Konversionstotzeit des Myons und können somit nicht erkannt werden. Die maximale Reduzierung der Totzeit läßt sich erreichen, indem ein Ereignis direkt von der MLU (Memory Lookup Unit) verworfen wird. Damit sinkt die Totzeit auf etwa $0.5 \mu\text{s}$. Für diese Auswertung wurden deshalb folgende, von den üblichen Messungen (für Neutrino-Runs) stark abweichende Einstellungen verwendet:

- Es werden nur `NEUTRAL EVENTS` aufgenommen. Alle anderen Ereignisse werden direkt von der MLU verworfen. Das heißt insbesondere, daß keine `SMU`-Daten aufgenommen werden.
- Alle Ereignisse erhalten einen Eintrag im `DATA STACK`. Der *Stack*-Eintrag enthält nur das sogenannte *Stack - Pattern* und die Ereigniszeit mit einer Genauigkeit von 250 ns .

TAB. 4 liefert einen Überblick über den Umfang der mit diesen Einstellungen durchgeführten Messungen.

Run-Nummer	49
Meßzeit	91 h 42 min
aufgenommene <i>Stop-MU - Trigger</i>	$57.8 \cdot 10^6$
<code>NEUTRAL EVENTS</code>	$83.5 \cdot 10^6$

Tabelle 4: Zusammenfassung der ausgewerteten Daten zum Myonzerfall.

4.2 Auswertung und Untergrundbestimmung

Da die gestoppten Myonen nur über ihr *Stack - Pattern* identifiziert werden, kann eine räumliche Korrelation zwischen dem Myon und seinem Zerfallselektron nicht ausgenutzt werden. Nach einem gestoppten Myon muß daher der gesamte Zentraldetektor auf mögliche Koinzidenzen hin abgesucht werden.

ABB. 7 a) zeigt die Zeitverteilung aller Ereignisse aus dem *Data-Stack* relativ zu den Ereignissen, die durch ihr *Stack-Pattern* als gestoppte Myonen klassifiziert wurden. Durch das Fehlen einer Ortskorrelation ist der Anteil des unkorrelierten Untergrunds sehr hoch. Für positive Differenzzeiten ist das Zerfallszeitspektrum der Myonen deutlich erkennbar, das für große Zeiten von der Zeitverteilung der Neutronen aus den Myoneinfängen überlagert ist. Bei negativen Differenzzeiten ist ebenfalls ein Anstieg der Verteilung mit der

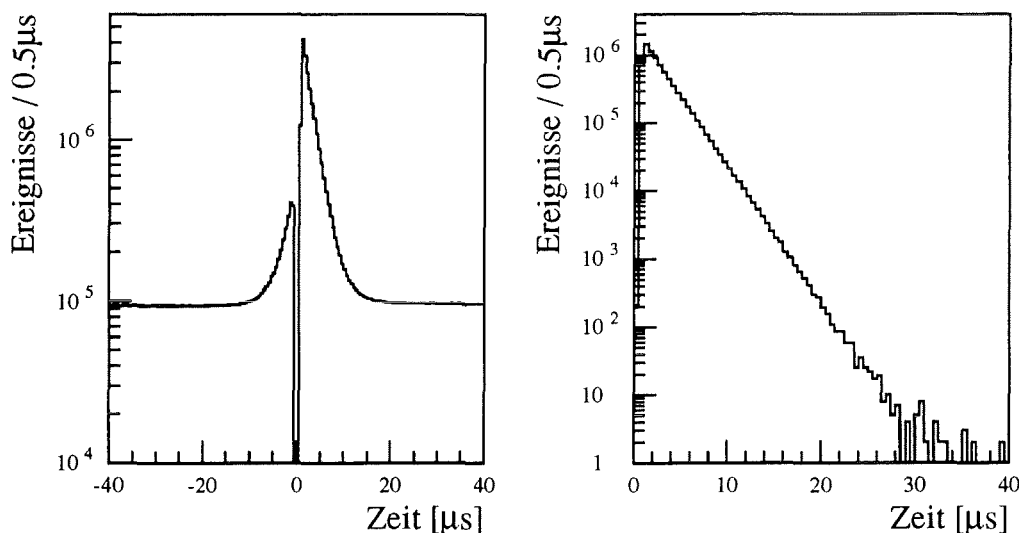


Abbildung 7: Zeitverteilung der Ereignisse relativ zu den als gestoppte Myonen klassifizierten Ereignissen: a) für alle Ereignisse aus dem *Data-Stack*; b) für Ereignisse mit vollständigen Daten sowie zusätzlichen Bedingungen (siehe Text). Zu beachten sind die verschiedenen Skaleneinteilungen.

Zeitkonstante des Myonzerfalls erkennbar. Dieser stammt von Michelelektronen, bei denen neben dem Zentraldetektor ebenfalls der Antizähler anspricht, und die somit als gestoppte Myonen identifiziert werden (etwa 6.5 %), so daß es zu einer scheinbaren Koinzidenz von zwei als gestoppte Myonen identifizierten Ereignissen kommt. Um ein Zerfallszeitspektrum ohne korrelierten oder zufälligen Untergrund zu erhalten, ist es notwendig, bei der Auswertung bestimmte Bedingungen für die gefundenen Michelelektronen zu fordern:

- Die Endpunktenergie der Elektronen aus dem Myonzerfall beträgt 52.8 MeV . Da die Energie der Folgeprozesse aus dem Myoneinfang nur bis zu maximal 14 MeV reicht, erhält man durch einen entsprechenden Energieschnitt auf das dem Myon folgende Ereignis das reine Zerfallsspektrum. Dies führt ebenfalls zum Verschwinden des Raumuntergrunds, der bis maximal 4 MeV reicht.

- Um Beiträge durch Bremsstrahlungsquanten aus dem Myonzerfall in der inneren passiven Abschirmung zu vermeiden, werden nur Ereignisse berücksichtigt, die innerhalb von $\pm 140 \text{ cm}$ entlang der Modulachsen nachgewiesen werden.
- Um Zweideutigkeiten bei der Zuordnung zwischen Michelektron und Myon auszuschließen, wird gefordert, daß $30 \mu\text{s}$ vor und nach einem gestoppten Myon kein weiteres Myon in den Detektor eindringen darf, und daß bis zu $30 \mu\text{s}$ nach dem gestoppten Myon nur ein NEUTRAL EVENT folgt. Dies führt insbesondere dazu, daß eine von der Differenzzeit (zwischen gestopptem Myon und dem Michelektron) abhängige Nachweiseffizienz für das Michelektron ausgeschlossen werden kann.

Das sich mit diesen Bedingungen ergebende Zeitspektrum des Myonzerfalls ist in ABB. 7 b) dargestellt. Mit den oben genannten Bedingungen erhält man ein nahezu untergrundfreies Zerfallszeitspektrum der Michelektronen. Dabei wurden $7.7 \cdot 10^6$ Zerfälle aufgenommen. Der Untergrund ist praktisch vernachlässigbar und beträgt nur 2.6 Ereignisse pro μs . Zu beachten ist die intrinsische Zeitauflösung von 250 ns , die durch den *Stack-TDC* gegeben ist, da gestoppte Myonen durch die MLU verworfen werden.

4.3 Bestimmung des Myonladungsverhältnisses R_μ

Da in Materie gestoppte negative Myonen durch den mit dem Zerfall konkurrierenden Einfangprozeß eine, verglichen mit dem freien Zerfall, geringere Lebensdauer haben, ergibt sich das Zeitspektrum des Zerfalls aus der Überlagerung des μ^+ - und des μ^- -Zerfalls. Daher ist es möglich, mit einem Fit an das Zeitspektrum der Michelektronen aus dem Myonzerfall das Ladungsverhältnis R_μ gestoppeter kosmischer Myonen im Zentraldetektor zu bestimmen. Mit Ladungsverhältnis wird dabei das Verhältnis der Anzahl der positiven zur Anzahl der negativen Myonen bezeichnet. Für die Rate der Michelektronen gilt:

$$n(e^+) = - \frac{dN(\mu^+)}{dt} \quad (1)$$

$$n(e^-) = - \alpha_d \frac{dN(\mu^-)}{dt} \quad (2)$$

$$\alpha_d = \frac{\Lambda_d(\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e)}{\Lambda_{tot}} = \frac{\tau(\mu^-)}{\tau(\mu^+)}$$

Dies folgt aus der Tatsache, daß zwar alle positiven, aber nur ein Teil der negativen Myonen zerfällt. Dabei ist die Zerfallswahrscheinlichkeit pro negativem Myon α_d durch das Verhältnis der Zerfallsrate Λ_d zur totalen Rate Λ_{tot} , mit der negative Myonen verschwinden, gegeben. In ^{12}C ist die Lebensdauer negativer Myonen mit $\tau_{\mu^-}(^{12}\text{C}) = (2026.3 \pm 1.5) \text{ ns}$ [Suz87] deutlich geringer als die der positiven mit $\tau_{\mu^+} \equiv \tau_\mu = (2197.03 \pm 0.04) \text{ ns}$ [PDG 92]. Die Zerfallswahrscheinlichkeit α_d beträgt damit 92.23 %.

Integriert man diese Zerfallskurven über ein festes Zeitintervall (= Binbreite des Histogramms), so erhält man die Anzahl der erwarteten Zerfälle im jeweiligen Zeitintervall, die sich direkt mit dem experimentellen Zeitspektrum vergleichen läßt. Nach Integration

von (1) und (2) über die Binweite Δt (hier 250 ns) erhält man die Anzahl $\mathcal{N}(t, t + \Delta t)$ der Ereignisse, die zwischen t und $t + \Delta t$ liegen, zu:

$$\mathcal{N}(t, t + \Delta t) = \frac{N_0}{R_\mu + 1} \left\{ R_\mu \left(1 - \exp^{-\frac{\Delta t}{\tau^+}} \right) \exp^{-\frac{t}{\tau^+}} + \alpha_d \left(1 - \exp^{-\frac{\Delta t}{\tau^-}} \right) \exp^{-\frac{t}{\tau^-}} \right\} \quad (3)$$

Dabei ist

$$R_\mu = \frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} \text{ das Ladungsverhältnis und}$$

$$N_0 = N(\mu^+) + N(\mu^-) \text{ die Gesamtzahl der gestoppten Myonen.}$$

Die so erhaltene Formel (3) kann nun durch Variation der beiden Parameter R_μ und N_0 an das gemessene Zerfallszeitspektrum angepaßt werden. Dies erfolgt nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate mit dem Fitprogramm MINUIT. Eine genaue Beschreibung dieses Programms findet sich unter [Jam 89]. Bei dieser Methode wird die Testfunktion $F_i(R_\mu, N_0)$ gesucht, die durch Anpassung der Parameter R_μ und N_0 an die gemessene Verteilung N_i den Wert für χ^2 minimiert:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(F_i(R_\mu, N_0) - N_i)^2}{\sigma_i^2}$$

σ ist der (statistische) Fehler der Testfunktion, N_i die Anzahl der gemessenen Ereignisse im i -ten Bin des Histogramms. Eine Aussage über die Güte der Anpassung läßt sich üblicherweise durch die Größe des Werts für χ_{red}^2 machen. Dabei ist $\chi_{red}^2 = \chi^2/n$, wobei n die Anzahl der Freiheitsgrade, also die Anzahl der Bins minus der Anzahl der anzupassenden Parameter ist. Die Anpassung ist um so vertrauenswürdiger je kleiner der Wert für χ_{red}^2 ist. Für eine große Zahl an Freiheitsgraden erwartet man bei einer Gaußverteilung der Fehler für χ_{red}^2 den Wert eins in dem Sinne, daß in 50 % aller Fälle bei mehrmaliger Wiederholung der Messung ein größerer, bzw. ein kleinerer Wert zu erwarten ist [PDG 92].

Da zur Bestimmung des Ladungsverhältnisses die unterschiedlichen Lebensdauern negativer und positiver gestoppter Myonen ausgenutzt werden, ist es erforderlich, ein möglichst großes Zeitintervall für die Anpassung der Testfunktion zu verwenden. Um den systematischen Fehler weitgehend zu minimieren, ist es notwendig, alle bekannten Effekte, die sich im experimentellen Zeitspektrum bemerkbar machen, in (3) einzubeziehen:

- Neben dem Einfang an Kohlenstoff muß zusätzlich der Einfang am Sauerstoff in der Segmentierung berücksichtigt werden. Der Anteil der Einfänge an ^{16}O wurde in KAP. 3.4 zu 1.65 % abgeschätzt. Die Lebensdauer negativer Myonen in ^{16}O beträgt $\tau_{\mu^-}(^{16}\text{O}) = (1795.4 \pm 2.0) \text{ ns}$ [Suz87], die Zerfallswahrscheinlichkeit $\alpha_d(^{16}\text{O}) = 81.56 \%$.
- Da die Zeitmessung nur auf $250 \mu\text{s}$ genau ist, ergibt sich nach Faltung der Zeitauflösung mit dem Zerfallsspektrum ein von der Zeitauflösung ΔT und der Lebensdauer τ abhängiger Korrekturterm ($\sim (\Delta T/\tau)^2$). Der daraus resultierende Einfluß auf das Ladungsverhältnis R liegt jedoch nur in der Größenordnung von 10^{-3} .

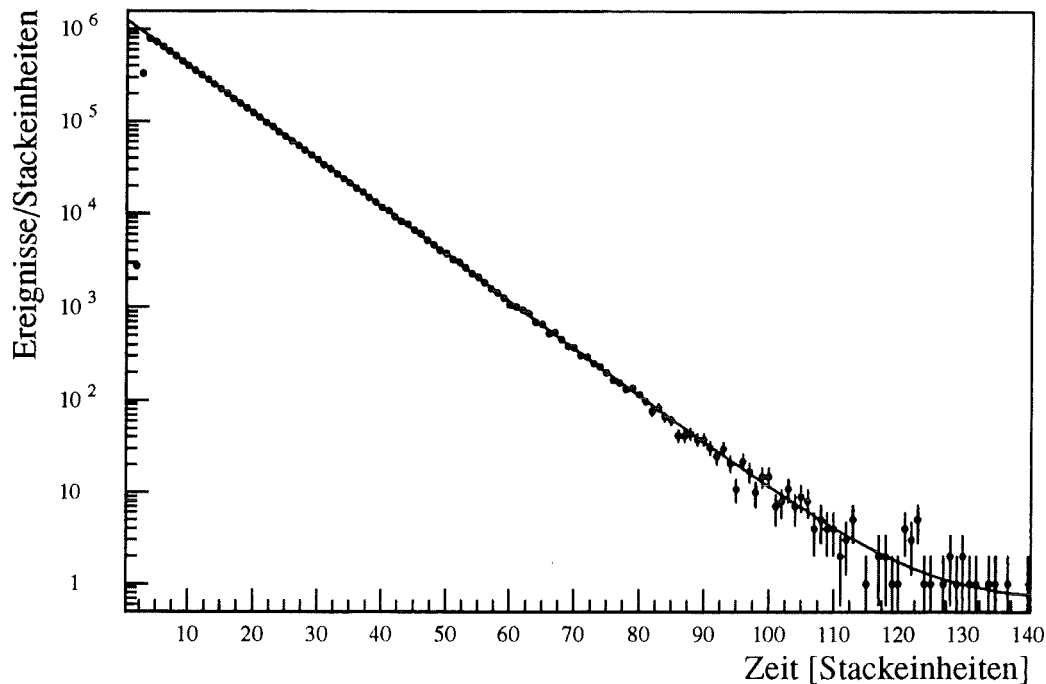


Abbildung 8: Differenzzeitverteilung zwischen gestoppten Myon und seinem Zerfall sowie die daran angepasste Funktion (siehe Text). Die Zeit ist hier in Einheiten des *Stack-TDC* ($=250.034\text{ ns}$) gegeben.

Durch Anpassung von (3) an das gemessene, in ABB. 8 dargestellte Zerfallszeitspektrum ergab sich unter Berücksichtigung des Untergrunds und des Einfangs am Sauerstoff für das Ladungsverhältnis R_μ der Wert von $R_\mu = 1.28 \pm 0.02$ bei einem Fitintervall von $2\ \mu\text{s}$ bis $20\ \mu\text{s}$. Dabei deutet der sich für dieses Fitintervall ergebende Wert von $\chi^2_{red} = 1.42$ darauf hin, daß die oben gemachten Annahmen den experimentellen Verlauf nicht ausreichend genau beschreiben. Für diesen Wert liegt das "Confidence - Level" (Vertrauensbereich) bei 1%. Das heißt, man erwartet bei einer mehrmaligen Wiederholung derselben Messung nur in einem Prozent der Fälle einen größeren Wert für χ^2 .

Da die Güte der Übereinstimmung nur vom zeitlichen Verhalten der Testfunktion abhängt, kann dafür nur ein von der Differenzzeit zwischen gestopptem Myon und dem Michelelektron abhängiger Effekt verantwortlich gemacht werden. Trotz einer detaillierten Analyse konnte jedoch keine mögliche Ursache für die unbefriedigende Übereinstimmung gefunden werden. Nachdem bei der Anpassung die Einfänge an Sauerstoff berücksichtigt wurden, konnte zwar keine signifikante Verbesserung für χ^2 , aber eine Unabhängigkeit der Parameter R_μ und N_0 vom Fitintervall erreicht werden. Durch die *software*-Bedingung, nur Ereignisse zu akzeptieren, bei denen innerhalb von $30\ \mu\text{s}$ kein weiteres Ereignis auftritt, kann eine differenzzeitabhängige Totzeit für die Michelelektronen ausgeschlossen werden. Eine Unterteilung der Analyse in mehrere Datensätze führt zwar zu einer wesentlichen Verbesserung der χ^2 -Werte, bringt jedoch auch eine entsprechende Streuung der Parameter R_μ und N_0 für die einzelnen Datensätze mit sich. Somit kann davon ausgegangen werden, daß es sich bei dem gesuchten Effekt um eine systematische Abweichung handelt, deren Einfluß naturgemäß mit zunehmender Statistik zunimmt. Auch eine Variation des Fitinter-

valls erbrachte keinen Hinweis auf eine mögliche Ursache. Dabei ist außerdem zu beachten, daß eine Verkleinerung des Fitintervalls automatisch zu einer größeren Ungenauigkeit für R_μ führt. Eine fehlerhafte Eichung oder eine über die Zeitauflösung hinausgehende Ungenauigkeit des *Stack-TDC* kann ausgeschlossen werden. Dies kann experimentell anhand eines Vergleichs zwischen den Zeiten des *Stack-TDC* und des *Ereignis-TDC* für NEUTRAL EVENTS überprüft werden.

Der systematische Fehler der Anpassung ergibt sich aus der Genauigkeit des *Stack-TDC* und seiner Eichung sowie durch die Fehler in den Lebensdauern der negativen Myonen. Dieser kann durch Variation der Zeitskala und der Lebensdauern zu $\sigma = 0.02$ abgeschätzt werden. Damit ergibt sich das Ladungsverhältnis gestoppter kosmischer Myonen im Zentraldetektor zu:

$$R_\mu = [1.28 \pm 0.02(stat) \pm 0.02(sys)]$$

Der hier bestimmte Wert ist damit in Übereinstimmung mit einem früheren, ebenfalls im Rahmen des KARMEN-Experiments bestimmten Wert von $R_\mu = 1.32 \pm 0.05$ [Gra 93]. Der mittlere Impuls kosmischer Myonen, die im Zentraldetektor abgestoppt werden, beträgt nach Monte-Carlo-Berechnungen $5.1 \text{ GeV}/c$ [Gra 93]; diese Myonen sind überwiegend vertikal. Der hier bestimmte Wert ist in guter Übereinstimmung mit anderen Messungen für Myonen in einem vergleichbaren Impulsintervall [All 84, PDG 92].

Zur Berechnung der Einfangraten in KAP. 6 wird der Anteil der negativen an der Gesamtzahl der gestoppten Myonen benötigt. Dieser Anteil ergibt sich aus dem Ladungsverhältnis R_μ zu:

$$\frac{N(\mu^-)}{N(\mu^-) + N(\mu^+)} = \frac{1}{1 + R_\mu} = [43.86 \pm 0.43] \%$$

Der relative Fehler dieses Werts beträgt nur noch 1 %, verglichen mit einem relativen Gesamtfehler von 2.2 % für R_μ . Eine weitere Verbesserung dieses Wertes ist in Anbetracht der oben beschriebenen Schwierigkeiten nur möglich, wenn es gelingt, den für den unbefriedigenden χ^2 -Wert verantwortlichen Effekt zu erkennen.

4.4 Abstopprate kosmischer Myonen im Zentraldetektor

Mit dem in KAP. 4.3 beschriebenen Verfahren zur Bestimmung des Ladungsverhältnisses kann ebenfalls die Rate, mit der kosmische Myonen im Zentraldetektor abstoppen, bestimmt werden. Da dazu möglichst alle Michelelektronen aufgenommen werden sollten, wird – abweichend von den in KAP. 4.3 beschriebenen Bedingungen an die Michelelektronen und die gestoppten Myonen – nur der Energieschnitt auf die Michelelektronen als einschränkende Bedingung zur Aufnahme eines Ereignisses beibehalten. Der daraus resultierende Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit läßt sich zuverlässig aus den Monte-Carlo-Berechnungen ableiten.

Unter Verwendung des Ladungsverhältnisses aus KAP. 4.3 ergibt sich die Anzahl der gestoppten Myonen zu $(26.24 \pm 0.08) \cdot 10^6$ während einer reinen Meßzeit von 259 423 s.

Berücksichtigt man die Nachweiswahrscheinlichkeit für gestoppte Myonen von (0.99 ± 0.005) und für Michelelektronen mit einer Energie von mehr als 15 MeV von (0.732 ± 0.010) , so ergibt sich für die Rate, mit der kosmische Myonen im Zentraldetektor gestoppt werden, folgender Wert:

$$\boxed{\text{Rate gestoppter Myonen im Zentraldetektor} = (139 \pm 7) \text{ Hz}}$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Rate der entsprechenden Monte-Carlo-Berechnung von $(144 \pm 10) \text{ Hz}$ [Han 91]. Es ist jedoch zu beachten, daß die hier bestimmte Rate mit einem großen systematischen Fehler (verglichen mit dem statistischen Fehler) behaftet ist. Dies wurde in der Abschätzung des Fehlers berücksichtigt. Etwa 6.5 % der im Zentraldetektor entstehenden Michelelektronen werden verworfen, da zusätzlich der Antizähler anspricht. Dieser Anteil kann in den Monte-Carlo-Berechnungen nicht mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden, da die Schwellen der Antizähler nicht genau bekannt sind. Hinzu kommt, daß ein Großteil der in den Photomultiplierwänden gestoppten Myonen als im Zentraldetektor gestoppt identifiziert wird. Die beim Zerfall entstehenden Bremsstrahlungs-Quanten können in den Zentraldetektor eindringen und werden somit als vermeintliches Michelelektron aufgenommen.

4.5 Energieverteilung der Michelelektronen

Das Energiespektrum der Michelelektronen eignet sich nicht nur wegen der hohen Statistik zum Test der Monte-Carlo-Berechnungen und der Eichung. Da die Energie der Michelelektronen bis 52.8 MeV reicht, läßt sich insbesondere das Überkoppeln des Szintillationslichts anhand der Energie- und Multiplizitätsverteilung detailliert untersuchen; durch die hohe Statistik ist dies auch für die wenigen 'defekten' Module möglich.

ABB. 9 zeigt das Energiespektrum für Ereignisse, bei denen keine defekten Module beteiligt sind, mit einer sehr guten Übereinstimmung zwischen Experiment und Monte-Carlo-Berechnung [Eit 95]. In der dargestellten Verteilung wurde sowohl der unkorrelierte als auch der korrelierte Untergrund durch Neutroneneinfang-Prozesse abgezogen. Die in der Abbildung sichtbare Abweichung für Energien unterhalb von 10.0 MeV stammt aus den Myoneinfängen in angeregte Zustände von ^{11}B , die durch Emission von γ -Quanten in den Grundzustand übergehen. Beim Einfang an ^{12}C reicht die Energie der γ -Quanten bis zu etwa 11 MeV (siehe KAP. 5.5). Auch für die Energieverteilung der Ereignisse, bei denen mindestens ein defektes Modul beteiligt ist (ABB. 10), wird die Zuverlässigkeit der Monte-Carlo-Berechnungen bestätigt. Somit ist selbst für defekte Module, bei denen das Überkoppeln von Szintillationslicht bis zu 30 % betragen kann, eine genaue Korrektur möglich. Eine ausführliche Beschreibung des Überkoppelns und seiner Korrektur, die für die hier gezeigten Energiespektren erstmals bis zur zweiten Ordnung durchgeführt wurde, findet sich bei [Wol 95].

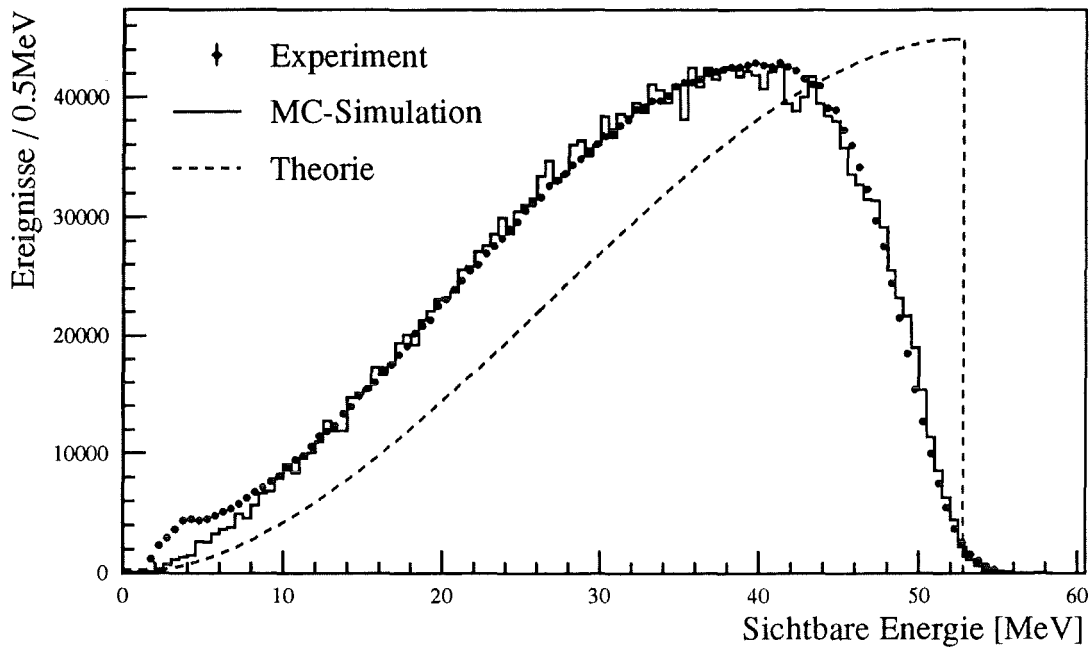


Abbildung 9: Untergrundbereinigte Energieverteilung der Michelelektronen im KARMEN-Detektor. Es sind hier nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen ausschließlich intakte Module beteiligt sind. Ebenfalls eingezeichnet ist die entsprechende Verteilung aus Monte-Carlo-Berechnungen sowie die theoretische Verteilung der (V-A)-Theorie mit $\rho = 0.75$.

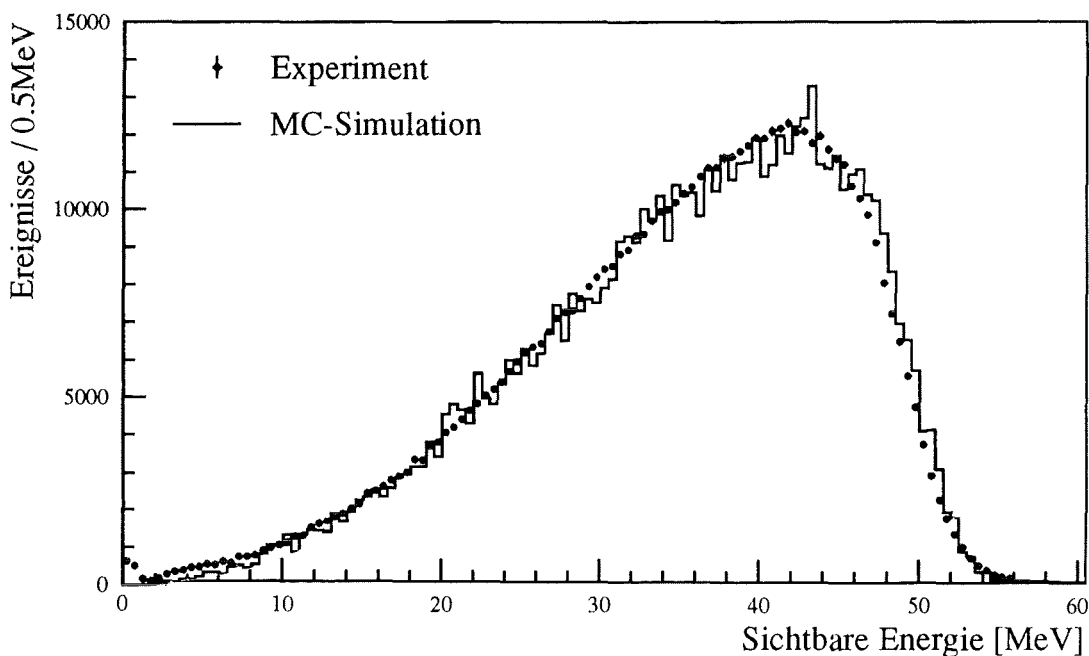


Abbildung 10: Untergrundbereinigte Energieverteilung für Michelelektronen, bei denen mindestens ein defektes Modul mit angesprochen hat, im Vergleich mit der Monte-Carlo-Berechnung.

Durch die obere scharfe Kante der theoretischen Energieverteilung (siehe ABB. 9), die sich auch in den experimentellen Spektren niederschlägt, ist es möglich, die Absolutskala der Energiekalibration des Detektors zu überprüfen. Zur Energiekalibration werden kosmische Myonen verwendet, die den Detektor durchqueren und nur durch eine Reihe oder Spalte der Segmentierung fliegen. Für diese Ereignisse wird das Maximum der Landauverteilung der in einem Modul deponierten Energie bestimmt und mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Die durch die unterschiedlichen Modelle für den Energieverlust kosmischer Myonen entstehenden Unsicherheiten für die Absolutskala der Energie von etwa 1 MeV können durch eine Anpassung der gemessenen hochenergetischen Flanke der Energieverteilung der Michelelektronen an die berechneten Verteilung behoben werden. Für die hier gezeigten Energiespektren, deren Flanke mit der der Monte-Carlo-Berechnung praktisch identisch ist, wurde für die Energieeichung eine Energie von $E_{max} = 31.0 \text{ MeV}$ für das Maximum der Landauverteilung verwendet.

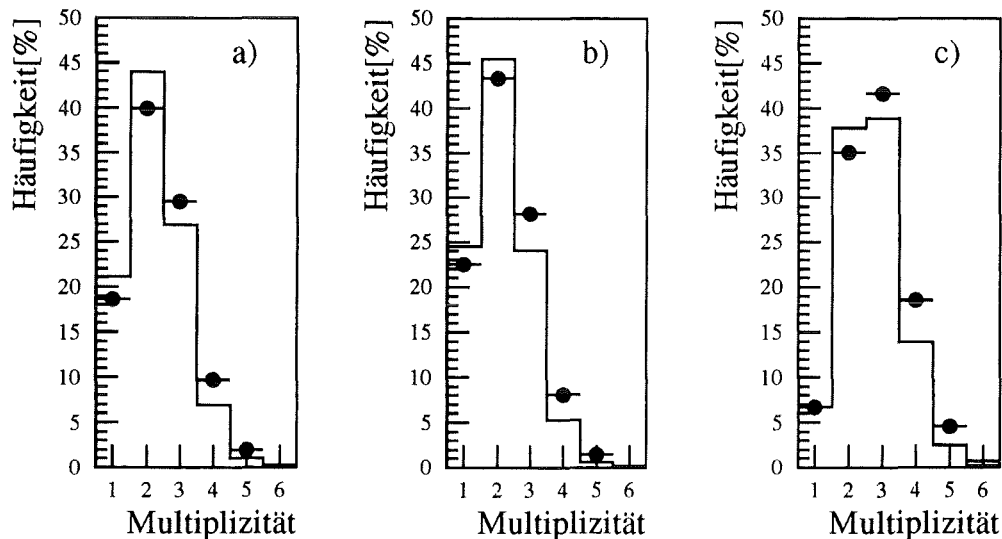


Abbildung 11: Vergleich zwischen Messung (•) und Monte-Carlo-Simulation der Multiplizitätsverteilung der angesprochenen Module für Michelelektronen: a) für alle Ereignisse; b) für Ereignisse, bei denen nur intakte Module beteiligt sind; und c) für Ereignisse, bei denen mindestens ein defektes Modul beteiligt ist.

Die in ABB. 11 gezeigte Multiplizitätsverteilung ist sowohl für intakte als auch für defekte Module in befriedigender Übereinstimmung mit den Monte-Carlo-Berechnungen. Dabei ist deutlich erkennbar, welchen Einfluß defekte Module und damit die Größe des Überkoppels des Szintillationslichts auf die Multiplizitätsverteilung haben. Die Unterbewertung der höheren Multiplizitäten bei der Monte-Carlo-Berechnung kann durch eine inkorrekte Beschreibung des Überkoppels, beziehungsweise durch zu hohe Werte für die Modulschwellen (ASTERIX-Schwellen) entstehen.

5 Messungen zum Myoneinfang

Da die Rate, mit der kosmische Myonen im Detektor gestoppt werden, etwa 140 Hz beträgt, lassen sich Einfangreaktionen der Myonen mit hoher Statistik untersuchen. Durch die gute Energie- und Ortsauflösung des Detektors ist es insbesondere möglich, einzelne Reaktionen, die durch ihre sequentielle Signatur identifiziert werden können, genau zu untersuchen. Dies erlaubt einerseits eine genaue Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen sowie andererseits eine präzise Bestimmung der Einfangraten der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ - und der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion.

5.1 Spezialmessungen zum Myoneinfang

Die Messungen zum Myoneinfang wurden im Dezember 1992 während einer Strahlpause durchgeführt. Dabei wurden bei der Datenaufnahme folgende Einstellungen verwendet (NORMAL software trigger) :

- Es werden nur NEUTRAL-EVENTS, also diejenigen Ereignisse, bei denen nur der Zentraldetektor aber keiner der Shield- oder Antizählerzähler angesprochen haben, aufgenommen.
- Gestoppte Myonen werden als sogenannte SMU-Daten (siehe 5.1.1) aufgenommen. Es sind daher nur der Endpunkt der Spur sowie der Zeitpunkt des Abstoppens in den Daten vorhanden.

TAB. 5 liefert einen Überblick über den Umfang der mit diesen Einstellungen durchgeführten Messungen.

Runs	47, 49, 50
Meßzeit	248 h 16 min
aufgenommene SMU	$144.7 \cdot 10^6$
NEUTRAL EVENTS	$162.8 \cdot 10^6$

Tabelle 5: Zusammenfassung der ausgewerteten Daten zum Myoneinfang

5.1.1 SMU-Daten

Ein Ereignis im Detektor wird direkt von der MLU (Memory Lookup Unit) als gestopptes Myon identifiziert, wenn nur eine Seite des Shield- oder Antizähler sowie Zentraldetektor angesprochen haben. Dieses Ereignis wird dann nicht als vollständiges Ereignis

abgespeichert, sondern ist in verkürzter Form als sogenanntes SMU (Stopped MUon) in den Daten enthalten. Dabei sind für jede Meßperiode die SMU-Daten dieser und der vorangehenden fünf Perioden vorhanden, um so sicherzustellen, daß durch Myonen verursachte Reaktionen mit großen Lebensdauern wie der ^{12}B -Zerfall dem gestoppten Myon zugeordnet werden können. Die Klassifizierung als SMU dient in erster Linie zur Reduzierung der anfallenden Datenmenge. So werden bei einem Ereignis, das als SMU klassifiziert wird, die individuellen Moduldaten (z.B. Energie, Dt) nicht aufgenommen, sondern nur:

- die Anzahl der angesprochenen Module,
- der Zeitpunkt des Eindringens in den Detektor,
- die Adresse des Moduls, welches als Endpunktsmodul erkannt wird,
- sowie dessen DT-WERT, also der Stoppzeitpunkt entlang der Modulachse.

Da gestoppte Myonen ausschließlich von oben in den Detektor eindringen, wird in der Regel dasjenige Modul, welches am tiefsten im Zentraldetektor liegt, als Endpunktsmodul identifiziert. Haben mehrere Module einer Reihe angesprochen, so wird das der Richtung des Myons entsprechende Modul als Endpunktsmodul bestimmt. Um eine falsche Identifikation durch Überkoppeln von Szintillationslicht in ein Nachbarmodul zu verhindern, wird gefordert, daß im Endpunktsmodul eine Energie von mindestens 80 Kanälen (ca. 8 MeV) deponiert wird. Dies führt jedoch in einigen Fällen – wenn das Myon nur einen kurzen Weg im letzten Modul zurücklegt – zu einer falschen Bestimmung des Endpunktsmoduls. Eine weitere 'Verschmierung' ergibt sich für Module mit defekter Segmentierung, bei denen die Mindestenergie durch das Überkoppeln von Szintillationslicht überschritten werden kann, obwohl das Myon im Nachbarmodul abgestoppt wurde (siehe ABB. 12). Demgegenüber ist die Position entlang des Endpunktsmoduls aufgrund der hohen Energie, die das Myon dort in der Regel deponiert, praktisch nicht dem Walk unterworfen und somit sehr genau. Die Zeit des Myons ist – da sie lediglich mit 13 Bit Länge abgespeichert wird – nur auf $2\ \mu\text{s}$ genau. Dies spielt jedoch in anbetracht von Differenzzeiten in der Größenordnung von ms zwischen dem gestoppten Myon und dem folgenden Ereignis keine Rolle. Für Myonen, die in der aktuellen Meßperiode abgestoppt wurden, kann der Abstoppszeitpunkt mit der vollen Genauigkeit von einer Nanosekunde aus den Daten entnommen werden.

5.1.2 Auswertung und Untergrundbestimmung

Die Analyse der Myoneinfangreaktionen besteht im wesentlichen darin, das zu einem gestoppten Myon (*promptes* Ereignis) zeitlich und räumlich korrelierte, nachfolgende (*sequentielle*) Ereignis zu finden. Dabei erfolgt – je nach zu untersuchender Reaktion – die Suche nach dem sequentiellen Ereignis in einem bestimmten Koinzidenzvolumen relativ zum Endpunkt der Myonspur sowie in einem charakteristischen Zeitintervall nach dem Abstoppszeitpunkt.

Anhand des sequentiellen Ereignisses kann dann die zu untersuchende Reaktion identifiziert werden. Dabei ist hier zu beachten, daß das sequentielle Ereignis – z.B. bei der Mehrfachemission von Neutronen – aus mehreren Einzel-Ereignissen bestehen kann. In diesem Kapitel werden die folgenden Myoneinfang-Reaktionen untersucht:

- Der Myoneinfang in teilcheninstabile Zustände, d.h. mit anschließender Emission eines oder mehrerer Neutronen. Dies sind zum Beispiel die folgenden Reaktionen: $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{11}\text{B}$, $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu 2n)^{10}\text{B}$, $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu_\mu n)^{15}\text{N}$. Dabei ist es jedoch nicht möglich, zwischen einzelnen Einfangreaktionen zu unterscheiden, da die Signatur des Neutronen-Nachweises unabhängig vom Produktionsprozeß ist. Ein typisches Koinzidenzvolumen für die Suche von Neutronen, die zwischen $20 \mu\text{s}$ und $500 \mu\text{s}$ nach dem Abstoppen des Myons erfolgt, beträgt etwa 1.3 m^3 ($|\Delta - row| \leq 2.5$, $|\Delta - col| \leq 2.5$ und $|\Delta - x| \leq 80 \text{ cm}$)⁷.
- Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion wird durch den anschließenden β -Zerfall des ^{12}B identifiziert, der vor allem wegen der langen mittleren Lebensdauer des ^{12}B von 29.14 ms von den Einfängen in ungebundene Zustände unterschieden werden kann. Diese Reaktion kann jedoch praktisch nicht von der seltenen $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion unterschieden werden, da die Endpunktsenergien der β -Zerfälle von ^{12}B und ^{13}B nahezu identisch sind und sich die mittleren Lebensdauern nur geringfügig unterscheiden ($\tau(^{13}\text{B}) = 25.1 \text{ ms}$). Ein typisches Koinzidenzvolumen beträgt etwa 0.02 m^3 ($|\Delta - row| \leq 0.5$, $|\Delta - col| \leq 0.5$ und $|\Delta - x| \leq 30 \text{ cm}$), wobei zwischen 1 ms und 100 ms nach dem β -Zerfall gesucht wird.
- Die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion weist, durch den Nachweis sowohl des Neutrons als auch des Zerfallelektrons, eine einzigartige Dreifach-Signatur auf und kann damit von allen anderen Einfangreaktionen unterschieden werden.

Für die Berechnung der Einfangraten ist es von größter Wichtigkeit, daß alle von der MLU als gestoppte Myonen identifizierten Ereignisse auch tatsächlich im Zentraldetektor gestoppte Myonen sind. Da sich zwischen den Photomultiplierwänden und dem Zentraldetektor keine Antizähler befinden, verläßt ein Teil der als gestoppt identifizierten Myonen den Zentraldetektor. Diese Myonen werden erst in der passiven Abschirmung gestoppt oder verlassen sogar unerkannt den Detektor, da der Shield-Zähler nicht ganz bis zum Boden reicht. Dies ist deutlich an der starken Überhöhung der Abstopprate an den Modulenden und dem unteren Teil des Zentraldetektors in ABB. 12 zu sehen. Um diese unzureichende Identifikation durch die MLU zu vermeiden, werden alle als gestoppt klassifizierten Myonen, deren Endpunkte in den äußeren zwei Modullagen oder außerhalb von $\pm 140 \text{ cm}$ (entlang der Modulachsen) liegen, bei der Auswertung nicht berücksichtigt. ABB. 12 zeigt die Auswirkung des *Fiducial - Cuts* auf die Verteilung der Stoporte der Myonen. Durch diesen *Fiducial - Cut* verringert sich die Zahl der untersuchten gestoppten Myonen um einen Faktor von 3.65 auf $39.7 \cdot 10^6$, wobei nun gewährleistet ist, daß es sich um wirklich im Zentraldetektor gestoppte Myonen handelt. Ein weiterer Vorteil dieser Begrenzung der Stoporte ist eine Reduzierung des Anteils an sequentiellen Ereignissen, die den Zentraldetektor verlassen, und eine Verringerung des Untergrunds aus der inneren passiven Abschirmung.

Die Suche nach dem zum gestoppten Myon korrelierten Ereignis erfolgt mit dem SMU-Datensatz gestoppter Myonen, der in jeder aufgenommenen Meßperiode enthalten ist. Da für jede aufgenommene Meßperiode mit NEUTRAL EVENTS die SMU-Daten dieser und der

⁷ $\Delta - row$ ist die Reihen-, $\Delta - col$ die Spaltendifferenz der Module der optischen Segmentierung und $\Delta - x$ der Abstand entlang der Modulachse

fünf vorangegangenen Perioden vorhanden sind, wird ein Zeitbereich von bis zu 100 ms für die Suche nach Koinzidenzen abgedeckt. Das heißt, man sucht in der aktuellen Meßperiode alle NEUTRAL EVENTS, die in Koinzidenz zu einem gestoppten Myon aus dem zugehörigen SMU-Datensatz sind.

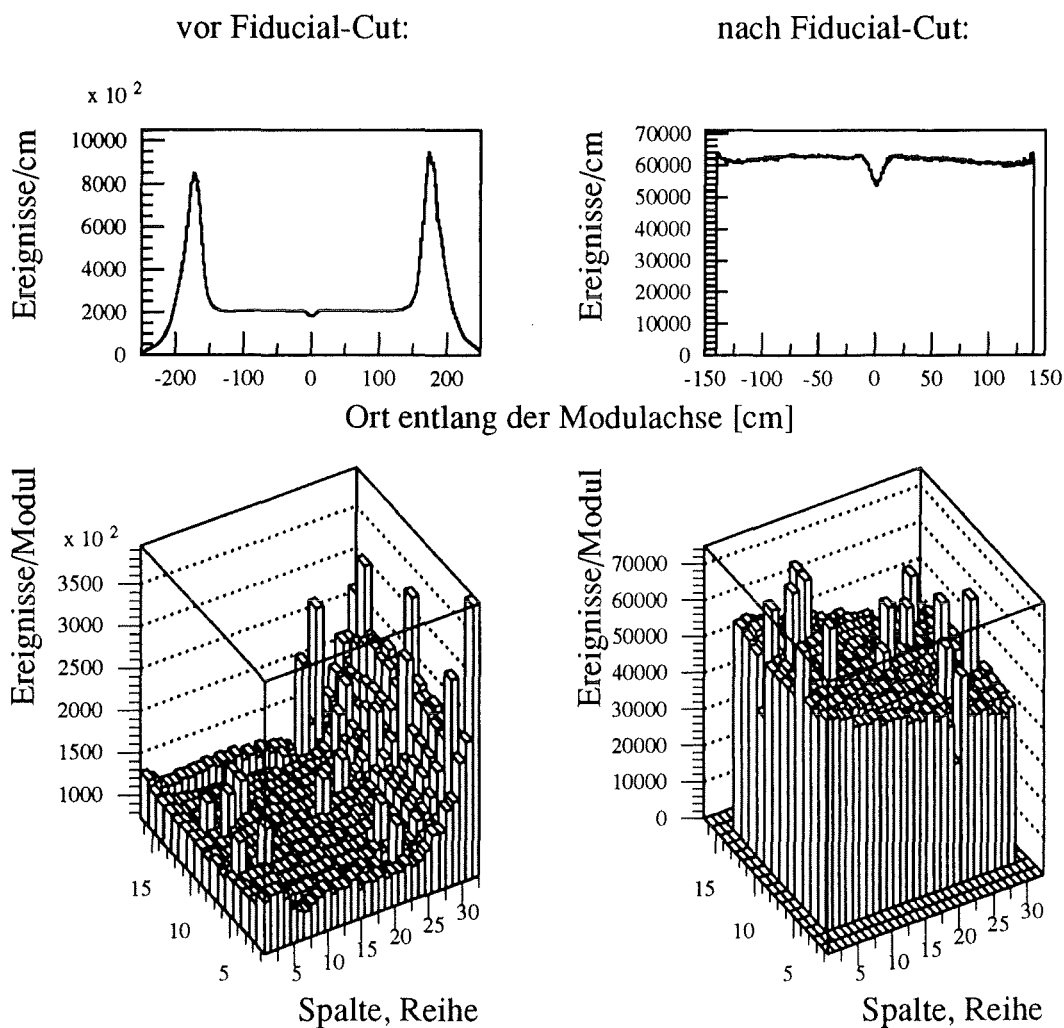


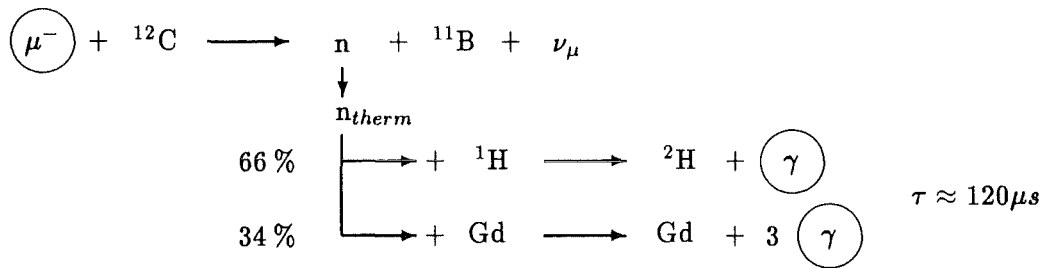
Abbildung 12: Verteilung gestoppter Myonen im Zentraldetektor vor und nach dem *Fiducial-Cut*. In der Verteilung der Spalten und Reihen sind die Überhöhungen einzelner Module durch das nicht korrigierte Überkoppeln von Szintillationslicht klar zu erkennen.

Die Bestimmung des unkorrelierten, zufälligen Untergrunds erfolgt in derselben Weise wie die Suche nach den korrelierten, wahren Ereignissen: Es wird mit einer hohen Anzahl (typischerweise zehn) SMU-Datensätzen aus sehr weit zurückliegenden Meßperioden nach (scheinbaren) Koinzidenzen in der aktuellen Meßperiode gesucht. Damit sind wirkliche Korrelationen ausgeschlossen. Es gelten für die Bestimmung des unkorrelierten Untergrunds somit exakt dieselben Bedingungen wie für die Suche nach Ereignissen. Der so ermittelte Untergrund kann also einfach normiert und von den gefundenen Ereignissen

abgezogen werden. Die Normierung ergibt sich aus der Anzahl der zur Suche herangezogenen SMU-Datensätze weit zurückliegender Meßperioden. Werden also die SMU-Daten von zehn vorausgegangenen Meßperioden benutzt, so ergibt sich ein Normierungsfaktor von 0.1 für den Untergrund.

5.2 Neutronen aus dem Myoneinfang

Neutronen sind die mit Abstand häufigsten Folgeprodukte der Myoneinfangreaktionen im KARMEN-Detektor. Da die prompte Wechselwirkung der Neutronen im allgemeinen zu einer sehr niedrigen Energiedeposition führt, erfolgt ihr Nachweis nahezu ausschließlich durch die γ -Quanten aus den Neutroneneinfängen am Gadolinium oder Wasserstoff. Das Neutron wird innerhalb von $1 - 2 \mu\text{s}$ durch Stöße mit dem Wasserstoff im Szintillator thermalisiert und nach einer durchschnittlichen Diffusionszeit von $120 \mu\text{s}$ entweder vom Wasserstoff im Szintillator oder vom Gadolinium in der optischen Segmentierung eingefangen:



Im folgenden werden Zeit-, Energie- und Ortsverteilung der Neutronen aus den Myoneinfangreaktionen vorgestellt. Da die jeweiligen Verteilungen nicht durch den Produktionsprozeß, sondern durch den Diffusions- und Einfangprozeß des Neutrons gegeben sind, gelten die hier abgeleiteten Ergebnisse für alle Neutronen, deren primäre kinetische Energie in der Größenordnung weniger MeV liegt ('langsame Neutronen').

Aufgrund des komplizierten Nachweisprozesses und besonders wegen der niedrigen Energien der γ -Quanten aus den Neutroneneinfängen ist eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen allein auf der Basis einer Monte-Carlo-Simulation nicht ausreichend und bedarf einer präzisen experimenteller Überprüfung. Ein zuverlässiger Wert für die Nachweiseffizienz ist besonders für die Suche nach der $(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ -Oszillation von Interesse, da diese die durch den inversen β -Zerfall am Wasserstoff identifiziert wird (siehe KAP. 1.1). Dabei wird sowohl das Positron als auch das Elektron nachgewiesen. Des weiteren wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen zur Berechnung der Einfangrate der ${}^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu \text{n}) {}^{12}\text{B}$ -Reaktion benötigt. Da die Rate, mit der Neutronen bei den Myoneinfängen im Zentraldetektor produziert werden, mit großer Genauigkeit bekannt ist, kann die Nachweiswahrscheinlichkeit zuverlässig experimentell durch den Myoneinfang bestimmt werden.

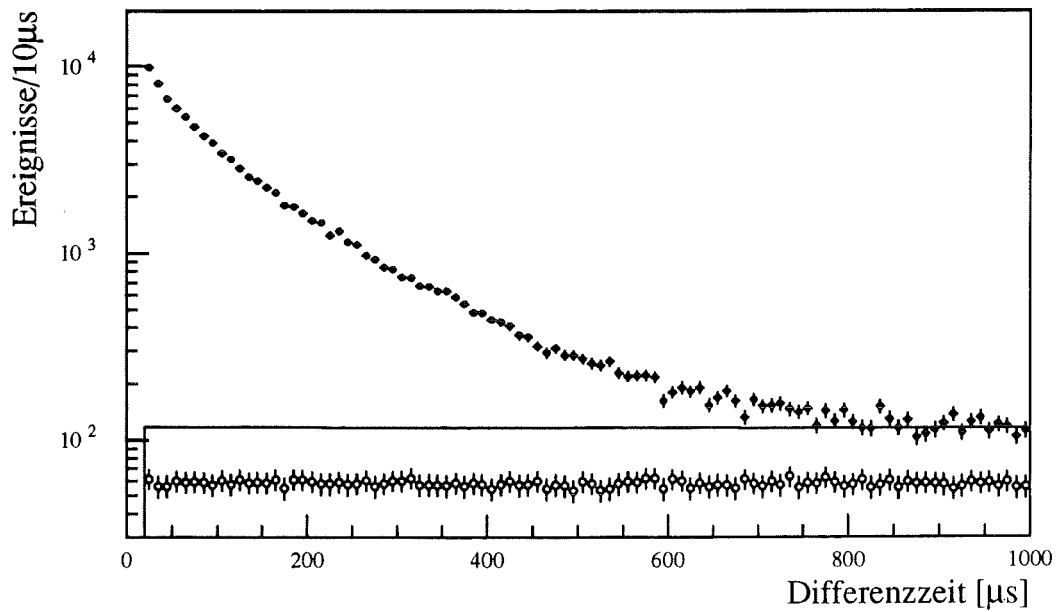


Abbildung 13: Differenzzeit zwischen gestopptem Myon und Neutron (siehe Text).
 ○ unkorrelierter Untergrund
 — berechnete Summe aus korreliertem und zufälligem Untergrund

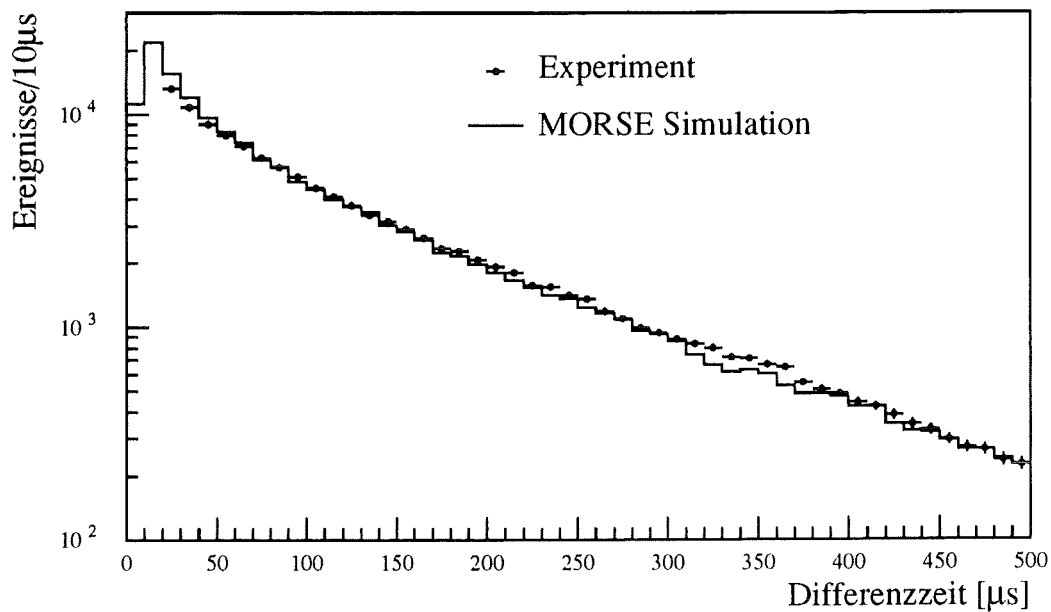


Abbildung 14: Untergrundbereinigtes Differenzzeitspektrum im Vergleich zum MORSE-Spektrum (siehe Text).

5.2.1 Zeitverteilung

Neutronen aus dem Myoneinfang an ^{12}C besitzen eine Energie von wenigen MeV (siehe ABB. 6 auf Seite 23) und werden nach der Emission durch den Kern innerhalb weniger μs thermalisiert und mit einer mittleren Lebensdauer von etwa $120 \mu\text{s}$ eingefangen.

In ABB. 13 ist die Verteilung der Differenzzeit zwischen gestopptem Myon und dem Nachweis des Neutrons gezeigt. Dazu wurden alle Ereignisse aufgenommen deren Energie bis 8 MeV reicht und die in räumlicher Koinzidenz ($|\Delta - \text{row}| \leq 2.5$, $|\Delta - \text{col}| \leq 2.5$ und $|\Delta - x| \leq 80 \text{ cm}$) zu einem gestoppten Myon sind. Eingezeichnet ist sowohl der unkorrelierte Untergrund als auch die (berechnete) Summe aus unkorreliertem und korreliertem Untergrund. Der korrelierte Untergrund wird durch diejenigen Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall verursacht, die in das Zeit- und Energiefenster für die Suche nach Neutronen fallen und als Folgeprodukte des Myoneinfangs ebenfalls zu gestoppten Myonen räumlich korreliert sind.

In ABB. 14 ist das untergrundbereinigte Zeitspektrum der Neutronen dargestellt. Zum Vergleich ist die mit dem Neutronen-Transportprogramm MORSE berechnete Zeitverteilung der Neutron-Einfänge im Gadolinium eingezeichnet [Dre 90]. Die Zeitverteilung der γ -Quanten aus den Neutroneneinfängen wurde für verschiedene Energieintervalle analysiert. Es zeigt sich, daß im Bereich von $1.0 - 2.5 \text{ MeV}$, in dem der Neutroneneinfang an ^1H dominiert, keine signifikante Abweichung von der Zeitverteilung für das Intervall von $3.5 - 8.0 \text{ MeV}$, in dem ausschließlich der Einfang an Gd stattfindet, auftritt.

Anhand der dargestellten Zeitverteilung der Neutronen wird deutlich, daß nach $800 \mu\text{s}$ bereits alle Neutronen eingefangen sind. Beginnt die Suche nach Neutronen wie bei dieser Auswertung erst nach $20 \mu\text{s}$, um die Michelelektronen aus dem Myonzerfall zu unterdrücken, so ergibt sich aus den MORSE-Berechnungen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 81.2% . Für eine Suche in einem Zeitintervall von $20 \mu\text{s}$ bis $500 \mu\text{s}$ reduziert sie sich nur minimal auf 78.8% .

5.2.2 Energieverteilung

Da Neutronen nur indirekt nachgewiesen werden, kann die primäre Energie der vom Kern emittierten Neutronen nicht gemessen werden. Sichtbar sind nur die Energien der γ -Quanten aus den Neutron-Einfangprozessen. Beim Einfang eines thermalisierten Neutrons am Wasserstoff wird ein γ -Quant mit der Bindungsenergie des Deuteriums von 2.2 MeV emittiert. Damit liegt dessen Energie an der Schwelle des Detektors. Beim Einfang am Gadolinium wird eine Energie von 8 MeV frei. Da sich diese jedoch im Mittel auf drei γ -Quanten verteilt, liegt auch hier die Energie der einzelnen γ -Quanten größtenteils an der ASTERIX-Schwelle eines Moduls. Berechnungen mit dem MORSE-Programm zeigen, daß abgesehen vom Rand des Zentraldetektors 34% aller Neutronen am Gadolinium und 66% am Wasserstoff eingefangen werden [Dre 93]. Entsprechend dieser Werte wurde das Monte-Carlo-Spektrum aus beiden Komponenten, wie in ABB. 16 b) gezeigt, erstellt, wobei für den $^1\text{H}(n, \gamma)$ -Prozeß eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 13.2% und für den $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Prozeß von 71.8% angenommen wird [Eit 95]. Daraus folgt eine Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit von 31.1% für Neutronen aus den Monte-Carlo-Berechnungen,

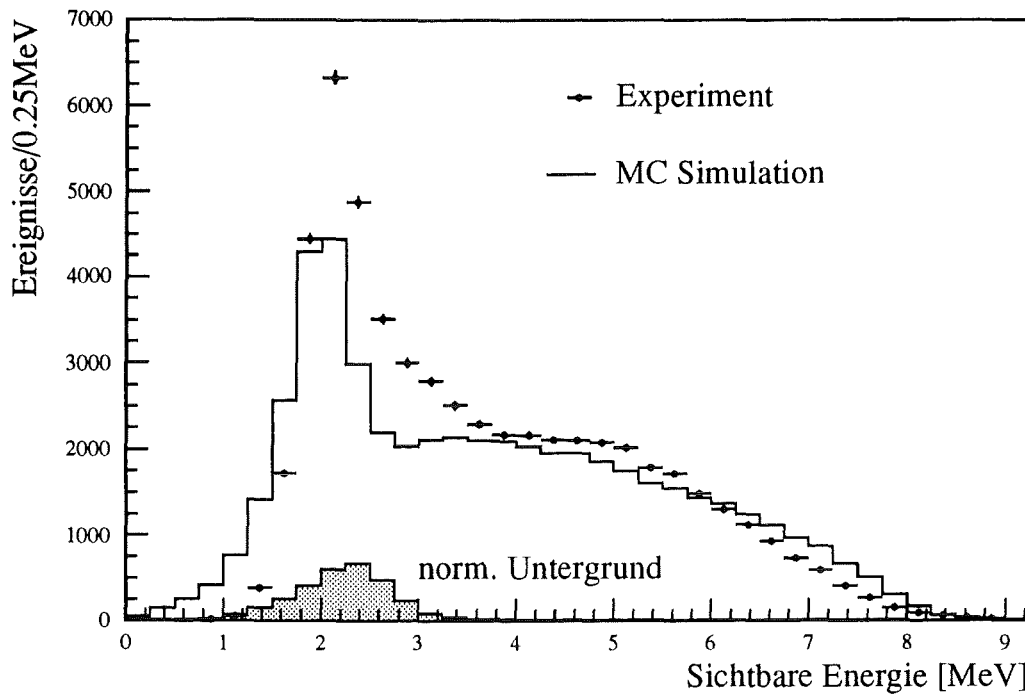


Abbildung 15: Experimentelles untergrundkorrigiertes Energiespektrum der γ -Quanten aus den Neutroneneinfängen am Wasserstoff und Gadolinium im Vergleich zur entsprechenden Verteilung einer Monte-Carlo-Berechnung [Eit 95].

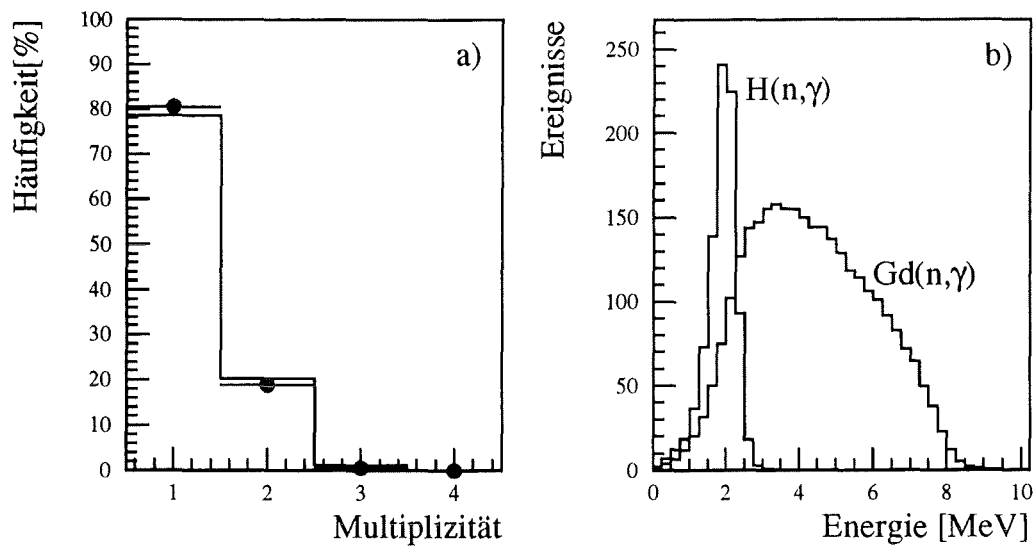


Abbildung 16: a) Multiplizitätsverteilung der angesprochenen Module für den Neutroneneinfang im Vergleich zur Monte-Carlo-Berechnung. b) Energieverteilung der Neutroneneinfangprozesse am Wasserstoff ($^1\text{H}(n,\gamma)$) und am Gadolinium ($\text{Gd}(n,\gamma)$) aus einer GEANT 3 Simulation [Eit 95].

wobei 24.4 % der Neutronen durch die $Gd(n, \gamma)$ - und 8.7 % durch die ${}^1H(n, \gamma)$ -Reaktion nachgewiesen werden. Damit ist die berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert (siehe 4.2.5). Das sich aus der Monte-Carlo-Simulation ergebende Verhältnis der durch die ${}^1H(n, \gamma)$ - relativ zu den durch die $Gd(n, \gamma)$ -Reaktion nachgewiesenen Neutronen von 1 : 2.8 kann jedoch nicht durch das Experiment verifiziert werden.

ABB. 15 zeigt die gemessene Energieverteilung im Vergleich zur Monte-Carlo-Berechnung. Auffällig ist hier die starke Überhöhung des 2.2 MeV-Peaks im experimentellen Spektrum, die auf einen entsprechend höheren Anteil der ${}^1H(n, \gamma)$ -Reaktion hindeutet. Die Übereinstimmung kann jedoch als zufriedenstellend angesehen werden, wenn die Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Energieschwellen berücksichtigt werden. So führt schon eine minimale Variation (± 1 Kanal) der Energieschwellen in den Berechnungen zu drastischen Veränderungen in den resultierenden Spektren. Ab einer *software*-Energieschwelle von 3 MeV ergibt sich allerdings eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem experimentellen und dem simulierten Spektrum. Dies ist vor allem für die Analyse der ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$)-Oszillation von Bedeutung, da dort eine entsprechende Energieschwelle gesetzt wird, um den Untergrund weitgehend zu eliminieren.

In guter Übereinstimmung mit der entsprechenden Monte-Carlo-Berechnung ist die in ABB. 16 a) dargestellte Multiplizitätsverteilung der angesprochenen Module. Dies deutet darauf hin, daß der Nachweis der Neutronen über die γ -Quanten der Einfangreaktionen durch die Monte-Carlo-Berechnungen trotz der Abweichung in der Energieverteilung prinzipiell richtig beschrieben wird.

5.2.3 Ortsverteilung

Aufgrund der kleinen Energien der γ -Quanten aus den Neutroneneinfang-Reaktionen an Gadolinium und an Wasserstoff machen sich Walk-Effekte bei der Positionsbestimmung entlang der Modulachse deutlich bemerkbar. Darüber hinaus wird die Ortsverteilung der Neutronen bzw. der nachgewiesenen γ -Quanten entlang der Modulachse stark von den Modulschwellen beeinflusst (siehe KAP. 5.2.5). Um die Walk-Effekte zu kompensieren, wurde für diese Auswertung eine *berechnete* Walk-Korrektur verwendet. Eine ausführliche Diskussion der zur Verfügung stehenden Walk-Korrekturen und deren Resultate finden sich in ANHANG A. Deutlich sichtbar wird der Walk bei der in ABB. 17 b) dargestellten Verteilung der Ortsdifferenzen zwischen gestopptem Myon und den nachgewiesenen γ -Quanten mit Energien bis 8 MeV entlang der Modulachse. Zum Vergleich ist die jeweilige Verteilung mit beziehungsweise ohne Walk-Korrektur eingezeichnet. Beide Verteilungen werden durch eine Gaußverteilung beschrieben, wenn man von den Ausläufern absieht. Während sich ohne Verwendung der Walk-Korrektur eine Breite von $\sigma = 37.8$ cm ergibt, verringert sich dieser Wert bei der hier verwendeten Korrektur auf $\sigma = 30.5$ cm. Die Breite der Verteilung nach der Walk-Korrektur beruht hauptsächlich auf dem langen Diffusionsweg der Neutronen bis zum Einfang und den anschließenden Nachweis über die γ -Quanten. So legen Neutronen bis zum Einfang am Gadolinium oder Wasserstoff im Mittel einen Weg von etwa 21 cm [Dre 93] zurück, während die γ -Quanten eine mittlere freie Weglänge von 15 cm besitzen. Die Breite der experimentellen Ortsdifferenzen entlang der Modulachse entspricht damit im wesentlichen der erwarteten mit einer Breite von etwa 26 cm.

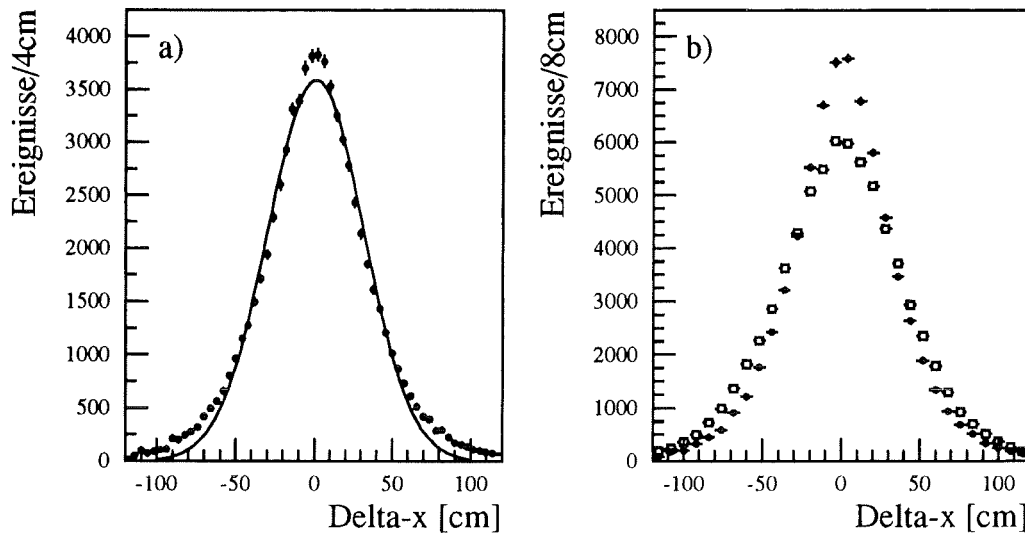


Abbildung 17: Abstandverteilung entlang der Modulachse der nachgewiesenen γ -Quanten aus den Neutroneneinfängen relativ zum gestoppten Myon. a) Abstandverteilung mit der verwendeten Walk-Korrektur sowie die an diese angepasste Gaußverteilung. b) Vergleich der Abstandverteilungen ohne (\square) und mit (\bullet) Walk-Korrektur (siehe Text).

Die Verteilung der Reihen- und Spaltenabstände ist deutlich schmäler als die entlang der Modulachse, da der Nachweis der Neutronen zum überwiegenden Teil über den Einfang am Gadolinium erfolgt. Da sich dieses in der Segmentierung befindet, ist der Einfang des Neutrons beim Durchqueren der Segmentierung besonders wahrscheinlich. In TAB. 6 ist die Häufigkeitsverteilung aufgeführt, mit der Neutronen relativ zu dem Modul, in dem das Myon stoppt, nachgewiesen werden. Die leichte Asymmetrie entlang der Differenzreihe rührt hierbei aus der Methode her, mit der der Stopport des Myons bestimmt wird (siehe 5.1.1) und spiegelt nicht eine wirklich ungleiche Verteilung der Neutronen wider.

Reihenabstand $\Delta - row$	Spaltenabstand $\Delta - col$				
	-2	-1	0	+1	+2
-2	0.7 ± 0.1	1.4 ± 0.1	1.9 ± 0.1	1.5 ± 0.1	0.8 ± 0.1
-1	1.3 ± 0.1	4.4 ± 0.1	7.4 ± 0.1	4.4 ± 0.1	1.4 ± 0.1
0	1.8 ± 0.1	7.8 ± 0.1	16.0 ± 0.2	7.8 ± 0.1	1.8 ± 0.1
+1	1.4 ± 0.1	4.6 ± 0.1	8.3 ± 0.1	4.5 ± 0.1	1.4 ± 0.1
+2	0.7 ± 0.1	1.5 ± 0.1	2.1 ± 0.1	1.5 ± 0.1	0.8 ± 0.1

Tabelle 6: Abstandverteilung in Prozent zwischen dem Endpunktsmodul des gestoppten Myons und dem Modul, in welchem das Neutron nachgewiesen wurde.

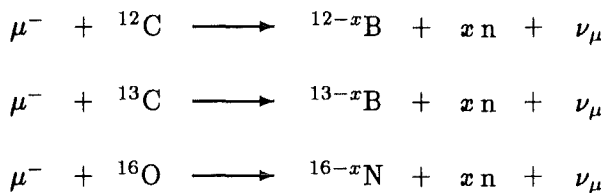
Damit ergibt sich für einen Ortschaftschnitt von $|\Delta - row| \leq 2.5$, $|\Delta - col| \leq 2.5$ und $|\Delta - x| \leq 80 \text{ cm}$ eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 84.6%. Bei einem verringerten

Koinzidenzvolumen von $|\Delta - row| \leq 1.5$, $|\Delta - col| \leq 1.5$ und $|\Delta - x| \leq 60 \text{ cm}$ reduziert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit auf 60.0 %, während sich der unkorrelierte Untergrund um einen Faktor 2.18 verringert.

Nachdem die Signatur des Neutronnachweises vorgestellt und mit den entsprechenden Simulationsrechnungen verglichen wurde, kann nun die Nachweiseffizienz für Neutronen im Zentraldetektor bestimmt werden. Zuvor muß jedoch noch ein wichtiges Phänomen des Myoneinfangs diskutiert werden: die Signifikanz der Mehrfachemissionen von Neutronen durch den beim Myoneinfang entstehenden angeregten Kern.

5.2.4 Mehrfachemission von Neutronen

Neben der Emission von einem einzelnen Neutron nach dem Myoneinfang ist auch die Emission von zwei oder mehr Neutronen möglich. Bei der Suche nach Neutronen in Koinzidenz zu einem gestoppten Myon findet man in 1.7 % der Fälle Doppelkoinzidenzen⁸ und zu 0.06 % Dreifachkoinzidenzen, die ebenfalls die für Neutronen typische Signatur aufweisen. In Betracht kommt in erster Linie natürlich der Einfang an ^{12}C und ^{13}C , aber auch die entsprechende Reaktion am Sauerstoff in der Segmentierung:



Da die dabei entstehenden Endprodukte gegen weitere Teilchenemission und β -Zerfall stabil sind, besteht keine Möglichkeit, diese Prozesse anhand nachfolgender Reaktionen zu identifizieren und einer bestimmten Einfang-Reaktion zuzuordnen.

Die Zeitdifferenz zwischen gestopptem Myon und dem ersten beziehungsweise zweiten Neutron ist in ABB. 18 gezeigt. Das erste Neutron bezeichnet hier immer das Neutron, welches die kürzeste Zeitdifferenz zu dem gestoppten Myon aufweist. Um die Zeitverteilung der beiden Neutronen, die signifikant von der Verteilung für nur Ein-Neutron-Prozesse abweicht (siehe ABB. 14), qualitativ zu beschreiben, wurde diese mit Hilfe der Zeitverteilung aus den MORSE-Berechnungen simuliert. Dabei wurde angenommen, daß beide Neutronen zur selben Zeit emittiert und unabhängig voneinander nachgewiesen werden. Die verwendete Simulationsrechnung beschreibt – unter Berücksichtigung der verwendeten einfachen Methode – den experimentellen Verlauf recht gut.

Sowohl die Verteilungen der Abstände entlang der Modulachse beider Neutronen zum gestoppten Myon (ABB. 20) als auch die Energiespektren (ABB. 19) zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den entsprechenden Darstellungen für den Nachweis nur eines Neutrons, die für die Energieverteilungen zum Vergleich eingezeichnet sind.

⁸Doppelkoinzidenz bedeutet hier, daß zwei Neutronen zu demselben Myon korreliert sind. Für Drei- oder Mehrfachkoinzidenzen gilt das entsprechende.

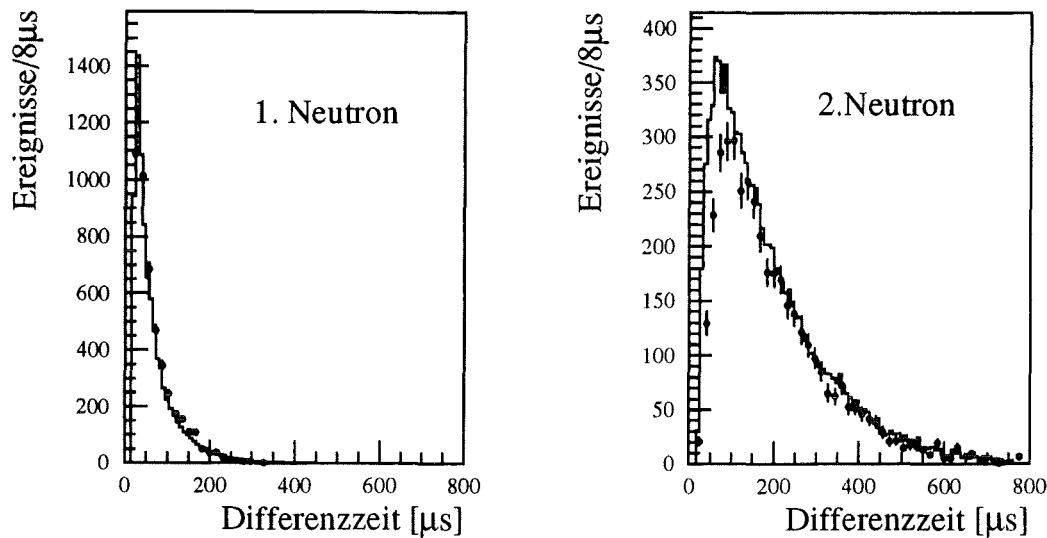


Abbildung 18: Differenzzeit zwischen gestopptem Myon und dem ersten beziehungsweise zweiten Neutron verglichen mit einer Simulation auf Basis der mit dem MORSE-Programm berechneten Zeitverteilung (Beschreibung siehe Text).

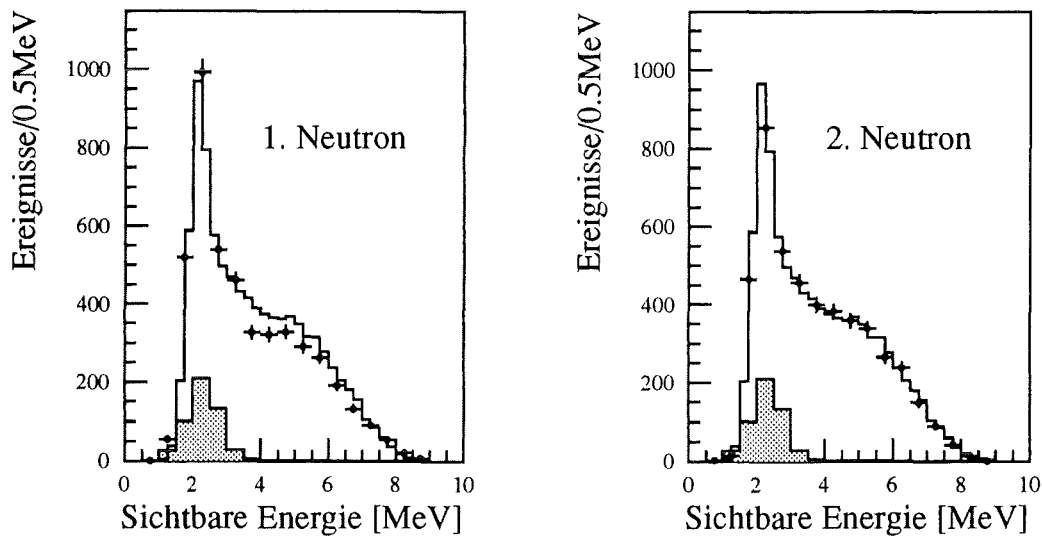


Abbildung 19: Energieverteilung des ersten und des zweiten Neutrons im Vergleich zur experimentellen Energieverteilung für den Nachweis nur eines Neutrons (—). Ebenfalls eingezeichnet ist der berechnete Untergrund, der sich aus unkorrelierten Ereignissen und korrelierten Ereignissen (Einfachemissionen von Neutronen) zusammensetzt.

Doppelkoinzidenzen zu einem gestoppten Myon, die durch einen n-p-Stoß eines hoch-energetischen Neutrons aus dem Myoneinfang verursacht werden, können praktisch ausgeschlossen werden. Bei einem derartigen Prozeß wäre das erste Ereignis immer das Rückstoßproton, das aufgrund der schnellen Thermalisierung der Neutronen unmittelbar dem Myoneinfang folgen würde. Dies bedeutet, Abstands-, Zeit- und Energieverteilung des ersten Ereignisses unterscheiden sich signifikant von dem für Neutroneinfang-Prozesse.

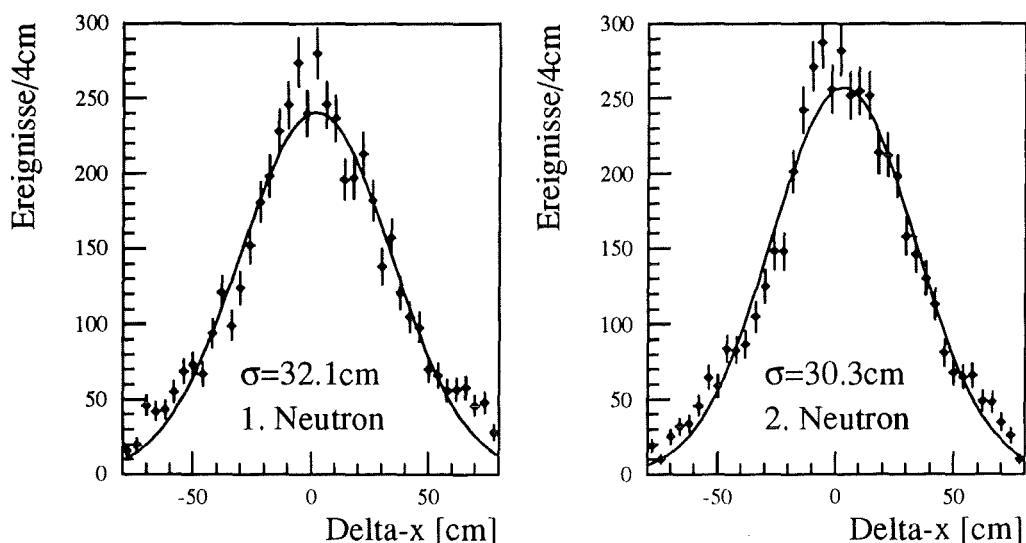


Abbildung 20: Abstandsverteilung entlang der Modulachse der beiden Neutronen relativ zum gestoppten Myon. Die entsprechende Verteilung für den Nachweis eines Neutrons besitzt eine Breite von $\sigma = 30.5\text{cm}$.

Ein Beitrag zu den gefundenen Doppelkoinzidenzen durch inelastische Streuprozesse, wie etwa durch die $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$ -Reaktion, muß prinzipiell in Betracht gezogen werden. Da diese Reaktion ebenfalls nur vor der Thermalisierung des Neutrons aus dem Myoneinfang stattfinden kann, weist sie dieselbe Signatur auf wie die Emission zweier Neutronen durch den angeregten Kern aus dem Myoneinfang. Prozesse dieser Art können jedoch im Zentraldetektor weitgehend ausgeschlossen werden, weil sowohl der Anteil hochenergetischer Neutronen aus dem Myoneinfang sehr gering ist, als auch die Wirkungsquerschnitte derartiger Reaktionen sehr klein ist. So beträgt der Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(n, 2n)$ -Reaktion nur $\sigma = 5\text{mb}$ für Neutronen mit einer Energie von 24.5 MeV, während der totale Wirkungsquerschnitt für Neutronen dieser Energie $\sigma_{\text{tot}} = 1.4\text{b}$ beträgt [Kun 65]. Andere Prozesse, die in Koinzidenz zu einem gestoppten Myon sind und dieselbe Signatur wie Zwei- oder Mehrfachkoinzidenzen von Neutronen aufweisen, können nicht auftreten. Daraus läßt sich schließen, daß es sich bei den hier gefundenen Mehrfachkoinzidenzen von Neutronen zu einem gestoppten Myon um primär durch den Myoneinfang erzeugte Neutronen handelt. Es sind keine anderen Experimente bekannt, mit denen die hier gemachten Beobachtungen verglichen werden könnten. Um diese Resultate einer genauen Überprüfung zu unterziehen, ist eine detaillierte Simulation der Wechselwirkungen der Neutronen im KARMEN-Detektor (z.B. mit dem MORSE- oder MNCP-Code) notwendig. Dabei ist es auch von Interesse zu klären, in welcher Größenordnung ($n, 2n$)-Prozesse in den gefundenen Doppelkoinzidenzen enthalten sind.

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen im KARMEN-Detektor deutlich kleiner als eins ist, entspricht der gemessene Anteil an Mehrfachkoinzidenzen nicht dem wahren Wert, sondern ist durch die niedrige Nachweiswahrscheinlichkeit sogar stark unterdrückt. Eine Bestimmung des wirklichen Anteils an Mehrfachemissionen von Neutronen ist daher nur zusammen mit der Nachweiswahrscheinlichkeit möglich.

5.2.5 Nachweiswahrscheinlichkeit und Multiplizitätsverteilung für Neutronen aus dem Myoneinfang

Trotz der beobachteten Mehrfachkoinzidenzen von Neutronen aus dem Myoneinfang ist eine genaue Bestimmung der Einzel-Neutronen-Nachweiswahrscheinlichkeit ε_n) möglich. Dabei ergibt sich ebenfalls die reale Multiplizitätsverteilung, mit der Neutronen beim Myoneinfang im Zentral-Detektor erzeugt werden. Treten nur Einfachemissionen von Neutronen auf, so ergibt sie sich direkt aus dem Verhältnis der Anzahl N_n der nachgewiesenen zur Anzahl M_n der durch den Myoneinfang produzierten Neutronen:

$$\varepsilon_n = \frac{N_n}{M_n} \quad (4)$$

Die Anzahl M_n der durch den Myoneinfang produzierten Neutronen läßt sich berechnen. Die Wahrscheinlichkeit α_c^n , daß ein gestopptes negatives Myon in ungebundene Zustände eingefangen wird, es also zur Emission von Neutronen kommt, wurde in KAP. 3.4 zu $\alpha_c^n = (64.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ für den Zentraldetektor bestimmt. Ebenfalls bekannt ist die Anzahl N_μ der gestoppten Myonen, bei denen die Suche nach Neutronen erfolgt sowie – über das gemessene Ladungsverhältnis R_μ gestoppter Myonen – der Anteil an negativen Myonen, die eingefangen werden können. Somit ergibt sich M_n zu:

$$M_n = \frac{N_\mu}{R_\mu + 1} \alpha_c^n \quad (5)$$

Kommt es jedoch zu Mehrfachemissionen von Neutronen, so ist die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit aufwendiger. Die Anzahl N_k der Ereignisse, bei denen k Neutronen nachgewiesen werden, ergibt sich dabei aus der Summation über alle M_ν (der Häufigkeit, mit der ν Neutronen produziert werden), unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit, daß von ν Neutronen nur k nachgewiesen werden. Die Summe läuft dabei über ν von k bis ν_{max} , wobei ν_{max} die maximal vorkommende Multiplizität ist. Zur Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse mit einer gegebenen Multiplizität k tragen also auch die Reaktionen bei, bei denen mehr Neutronen produziert, aber nur k nachgewiesen werden:

$$N_k = \varepsilon^k \sum_{\nu=k}^{\nu_{max}} M_\nu (1 - \varepsilon)^{\nu-k} \binom{\nu}{k} \quad (6)$$

Dabei ist ε^k die Wahrscheinlichkeit, k Neutronen nachzuweisen und $(1 - \varepsilon)^{\nu-k}$ die Wahrscheinlichkeit, $(\nu - k)$ Neutronen nicht nachzuweisen. $\binom{\nu}{k}$ ist der Binominalkoeffizient, der angibt, wieviele Möglichkeiten es gibt, von ν Neutronen nur k nachzuweisen. Die Summe über alle M_ν ist gleich der Anzahl der erwarteten Reaktionen mit Emission eines oder mehrere Neutronen; also gleich:

$$\sum_{\nu=1}^{\nu_{max}} M_\nu = M_n = \frac{N_\mu}{R_\mu + 1} \alpha_c^n \quad (7)$$

Nimmt man nun an, daß die größte nachgewiesene Multiplizität gleich der maximal vorkommenden ν_{max} ist, so erhält man aus den Formeln (6) und (7) ein Gleichungssystem aus $(\nu_{max} + 1)$ Gleichungen. Daraus läßt sich sowohl die Nachweiswahrscheinlichkeit

für Neutronen als auch die wahre Multiplizitätsverteilung, mit der Neutronen durch den Myoneinfang produziert werden, berechnen.

Die Auswertung erfolgte mit einem Koinzidenz-Volumen von $|\Delta - row| \leq 2.5$, $|\Delta - col| \leq 2.5$ und $|\Delta - x| \leq 80 \text{ cm}$, wobei, wegen des deutlich längeren Abfalls der Zeitverteilung des zweiten Neutrons, in einem Zeitintervall von $20 \mu\text{s} - 800 \mu\text{s}$ nach einem gestoppten Myon nach Neutronen gesucht wurde. Es wurden dabei alle Ereignisse berücksichtigt, deren Energie unterhalb von 8 MeV lag. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ortschafte unabhängig von der Multiplizität des Ereignisses ist, können die gemessenen Werte der einzelnen Multiplizitäten direkt miteinander verglichen werden. Mit den oben genannten Schnitten ergibt sich die in TAB. 7 aufgelistete Multiplizitätsverteilung. Dabei wurde bei $37.567 \cdot 10^6$ gestoppten Myonen nach Neutronen gesucht. Mit der in KAP. 3.4 bestimmten Produktionswahrscheinlichkeit von $\alpha_c^n = (64.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ sowie einem Ladungsverhältnis von $R_\mu = 1.28 \pm 0.02$ ergibt sich die Anzahl der Einfangreaktionen, die zur Emission eines oder mehrerer Neutronen führt, zu $1.064 \cdot 10^6$.

Multiplizität	gefundene Ereignisse \vec{N}	Untergrundereignisse \overleftarrow{N}	nachgewiesene Ereignisse
N_1	323 686	73 958	$249\,728 \pm 501$
N_2	5 138	1 069	$4\,069 \pm 64$
N_3	188	43	145 ± 11.8
N_4	11	1.7	9.3 ± 3.1
berechnete Anzahl der Neutronenemissionen M_n			$(1.064 \pm 0.015) \cdot 10^6$

Tabelle 7: Gemessene Multiplizitätsverteilung von Neutronen aus den Myoneinfang-Reaktionen im Zentraldetektor. Untergrundereignisse sind dabei sowohl korrelierter als auch zufälliger Natur. Zur Bestimmung des jeweiligen Untergrunds siehe im Text.

Die Anzahl der unkorrelierten Untergrundereignisse \overleftarrow{N}_n wurde für Einfachkoinzidenzen wie in (5.1.2) beschrieben bestimmt. Für Doppelkoinzidenzen besteht der Untergrund aus zwei Komponenten:

- Erstens aus Koinzidenzen, bei denen nur ein Neutron aus dem Myoneinfang stammt, und das andere nur eine zufällige Koinzidenz ist. Die Wahrscheinlichkeit pro gestopptem Myon, daß dies passiert, ist das Produkt der Wahrscheinlichkeiten ein „falsches“ Neutron ($= \overleftarrow{N}_n / N_\mu$) und ein „echtes“ Neutron ($= N_n / N_\mu$) zu finden.
- Zweitens aus Koinzidenzen bei denen beide gefundenen Ereignisse nur zufällige Koinzidenzen sind, also nicht aus dem Myoneinfang stammen. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist gegeben durch: $(\overleftarrow{N}_n / N_\mu) \cdot (\overleftarrow{N}_n / N_\mu)$.

Damit berechnet sich der Untergrund \bar{N}_{2n} für Doppelkoinzidenzen von Neutronen zu:

$$\bar{N}_{2n} = \frac{1}{N_{\mu}} \left(2 \cdot N_n \bar{N}_n + \bar{N}_n \bar{N}_n \right)$$

Für Drei- und Vierfachkoinzidenzen ergibt sich der Untergrund durch die entsprechenden Überlegungen. Bei Einfachkoinzidenzen ist darauf zu achten, daß der entsprechende Anteil an ^{12}B -Zerfallselektronen abgezogen wird. Für Doppelkoinzidenzen ist ebenfalls der entsprechende Anteil an ^{12}B -Zerfallselektronen, jedoch aus dem Myoneinfang an ^{13}C , bei dem zusätzlich ein Neutron emittiert wird, zu berücksichtigen. Bei den hier verwendeten Schnitten für die Suche nach Neutronen ergibt sich dieser korrelierte Untergrund im Falle von Einfachkoinzidenzen zu 4 422 Ereignissen, während er für Doppelkoinzidenzen aufgrund des geringen Anteils an ^{13}C im Detektor (1.1 %) deutlich geringer ist und nur 11.8 Ereignisse beträgt.

berechnete Multiplizität	relativer Anteil [%]
M_1	$93.5 \pm 0.2 \text{ stat.} \pm 0.1 \text{ sys.}$
M_2	$6.0 \pm 0.4 \text{ stat.} \pm 0.1 \text{ sys.}$
M_3	$0.1 \pm 0.2 \text{ stat.} \pm 0.01 \text{ sys.}$
M_4	$0.4 \pm 1.2 \text{ stat.} \pm 0.01 \text{ sys.}$

Tabelle 8: Berechnete Multiplizitätsverteilung der Neutronen aus dem Myoneinfang im Zentraldetektor

Mit den gemessenen Werten aus TAB. 7 ergeben sich die in TAB. 8 aufgelisteten, berechneten Multiplizitäten M_{ν} der Neutron-Emissionen aus dem Myoneinfang im Zentraldetektor. Die Prozentwerte beziehen sich dabei auf die Gesamtzahl der Neutronen-Emissionen. Dabei ist zu beachten, daß die berechneten Werte für die Multiplizität vier nicht aussagekräftig ist. Dies liegt daran, daß die Berechnung der Multiplizitätsverteilung nur bis zur vierten Ordnung durchgeführt wurde. Allerdings hat dies keinen nennenswerten Einfluß auf den Wert für die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n der sich aus dieser Rechnung ergibt. Der statistische Fehler ergibt sich – beim Lösen des Gleichungssystems – aus den Fehlern der gemessenen Verteilung. Der systematische Fehler stammt aus der mit 2 % angenommenen Ungenauigkeit für α_c^n , die in M_n enthalten ist. Wie man anhand von TAB. 8 erkennt, trägt der systematische Fehler nicht wesentlich zum Gesamtfehler der Multiplizitätsverteilung bei. Während der für die Multiplizität 3 erhaltene Wert noch mit Null verträglich ist, ist der Anteil an Doppel-Emissionen von Neutronen mit 6 % nicht vernachlässigbar und muß bei entsprechenden Untersuchungen – so zum Beispiel bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen – berücksichtigt werden.

Da, wie schon erläutert, die Herkunft der Neutronen nicht bestimmt werden kann, ist es nicht möglich, die gefundenen Doppel-Neutronemissionen einem bestimmten Einfangprozeß zuzuordnen. Der hier bestimmte Wert ist jedoch in jedem Fall zu groß, um

ihn zum Beispiel ausschließlich dem seltenen Myoneinfang am Gadolinium zuzuschreiben, bei dem eine Mehrfachemission von Neutronen sehr wahrscheinlich ist. Somit muß davon ausgegangen werden, daß der Hauptanteil der Doppelkoinzidenzen aus den Einfängen am Kohlenstoff stammt. Ein Versuch der Zuordnung findet sich in KAP. 6.3.

Mit Lösung des Gleichungssystems ergibt sich folgende Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n^{cut} , die jedoch nur für das zur Auswertung benutzte Koinzidenzvolumen und Zeitintervall gilt:

$$\epsilon_n^{cut} = (22.5 \pm 0.2 \text{ stat.} \pm 0.5 \text{ syst.}) \%$$

Dabei ergeben sich systematischer und statistischer Fehler wie bei der Bestimmung der Multiplizitäten. Würden alle Mehrfachkoinzidenzen wie Einfachkoinzidenzen behandelt, so ergäbe sich für die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n^{cut} ein Wert von 23.8 %, also eine relative Abweichung um 6 %. Die eigentliche Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n , mit der ein Neutron im Zentraldetektor nachgewiesen werden kann, ergibt sich aus der oben berechneten, unter Berücksichtigung der bei der Auswertung verwendeten Schnitte auf Koinzidenzvolumen und Zeitintervall (siehe TAB. 9).

Zeitintervall	$\epsilon_t = 0.805 \pm 0.015$
Koinzidenzvolumen	$\epsilon_v = 0.846 \pm 0.005$
Totzeit	$\epsilon_d = 0.994 \pm 0.001$

Tabelle 9: Nachweiswahrscheinlichkeiten für Neutronen mit den verwendeten Schnitten.

Mit diesen Werten ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_n für Neutronen, die innerhalb des *Fiducial - Cuts* der gestoppten Myonen, also innerhalb des Volumens von $2.5 \leq row \leq 30.5$, $2.5 \leq col \leq 14.5$, $-140 \text{ cm} \leq x \leq 140 \text{ cm}$ produziert wurden, zu:

$$\epsilon_n = (33.2 \pm 0.4 \text{ stat.} \pm 0.8 \text{ syst.}) \%$$

Die Hauptursache dieser relativ geringen Nachweiswahrscheinlichkeit ist die niedrige Energie der γ -Quanten aus den Neutronen-Einfängen am Gadolinium und Wasserstoff. Dies wird deutlich, wenn man die Nachweiswahrscheinlichkeit über dem Ort entlang der Modulachse aufträgt (ABB. 21). Hier ist eine Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit zu den Modulenden hin – als Effekt der ortsabhängigen Energieschwellen – deutlich sichtbar: Während die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Modulmitte annähernd 40 % beträgt, ergibt sich für die Upstream-Seite ein Wert von 30 % und für die Downstream-Seite ein Wert von 26 %.

Dies wird durch die unterschiedlichen ASTERIX-Schwellen an den beiden Enden eines Moduls verursacht. So werden die meisten Ereignisse aufgrund ihrer geringen Energie von den ASTERIX-Schwellen verworfen. Der Anteil an verworfenen Ereignissen nimmt daher

5.3.1 Zeitverteilung

Die mittlere Lebensdauer des β -instabilen ^{12}B ist größer als die Länge einer Meßperiode mit 20 ms, beziehungsweise die des Aufnahmezeitfensters von 15.95 ms. Es ist daher wahrscheinlich, daß der von einem gestoppten Myon induzierte β -Zerfall des ^{12}B erst in eine der nachfolgenden Meßperioden oder in die Auslesetzeit zwischen zwei Meßperioden fällt. Dieser Sachverhalt spiegelt sich in einer von der Differenzzeit Dt (zwischen gestopptem Myon und Zerfallselektron) abhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(Dt)$ wider. Diese läßt sich jedoch unter Berücksichtigung der bei der Suche verwendeten Zeitfenster für gestoppte Myonen (SMU) und NEUTRAL EVENTS berechnen. So ist – über alle Meßperioden gemittelt – die zeitliche Verteilung sowohl der gestoppten Myonen als auch der NEUTRAL EVENTS über das gesamte Aufnahmezeitfenster konstant⁹. Daraus folgt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit davon abhängt, welcher Anteil der SMU-Zeitfenster bei einer gegebenen Differenzzeit Dt zu einem NEUTRAL EVENT korreliert sein kann:

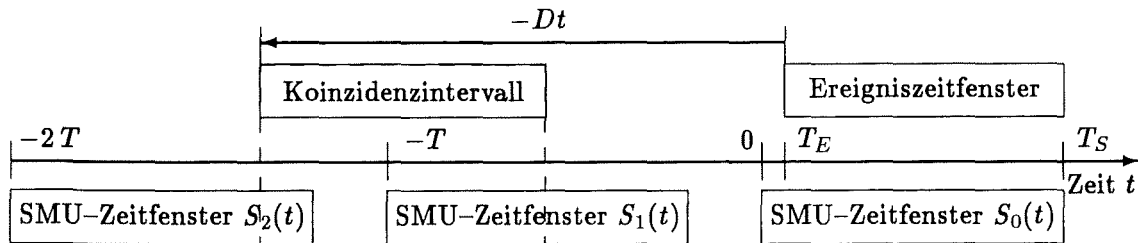


Abbildung 22: Für eine gegebene Differenzzeit kann nur ein Teil der in Frage kommenden Zeitspanne (das Koinzidenzintervall $K(t)$) – nämlich nur derjenige Teil, der die SMU-Zeitfenster überdeckt – auf Korrelationen zu einem Ereignis im Ereigniszeitfenster hin untersucht werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich also durch Faltung des um $-Dt$ verschobenen Ereignis-Zeitfensters $E(t)$, in dem das Zerfallselektron nachgewiesen wird, mit dem aktuellen $S_0(t)$ und den fünf vorangehenden SMU-Zeitfenstern $S_1(t) - S_5(t)$, die zur Auswertung herangezogen werden:

$$\varepsilon(Dt) = \frac{1}{T_S - T_E} \int_{-\infty}^{+\infty} dt K(t) [S_0(t) + S_1(t) + \dots + S_5(t)] \quad (8)$$

$$K(t) = \Theta(t - T_E + Dt) \cdot \Theta(T_S - Dt - t)$$

$$S_n(t) = \Theta(t + n \cdot T) \cdot \Theta(T_S - n \cdot T - t)$$

⁹Da nur 16 Ereignisse während einer Meßperiode aufgenommen werden können, ist prinzipiell ein Abfall der Verteilung für große Zeiten zu erwarten. Dies muß hier jedoch nicht berücksichtigt werden, da die mittlere Anzahl der Ereignisse für Meßperioden, in denen Koinzidenzen gefunden werden, nur 4.6 beträgt.

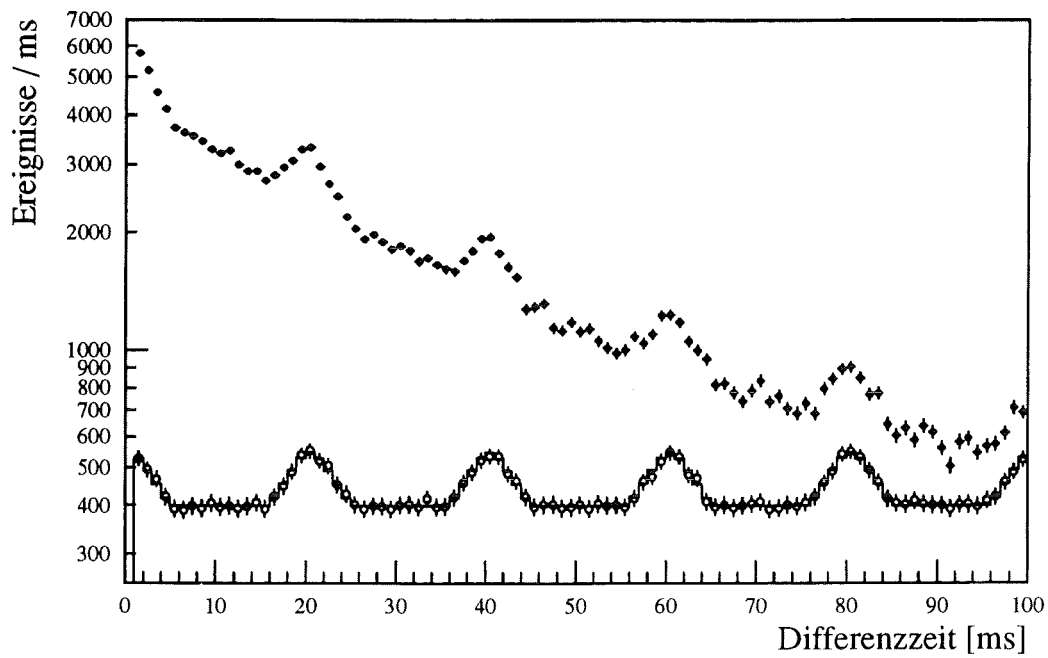


Abbildung 23: Gemessenes Differenzzeitspektrum zwischen gestopptem Myon und dem β -Zerfall (●) sowie der normierte unkorrelierte Untergrund (○) im Vergleich zu der darauf normierten berechneten Verteilung (—).

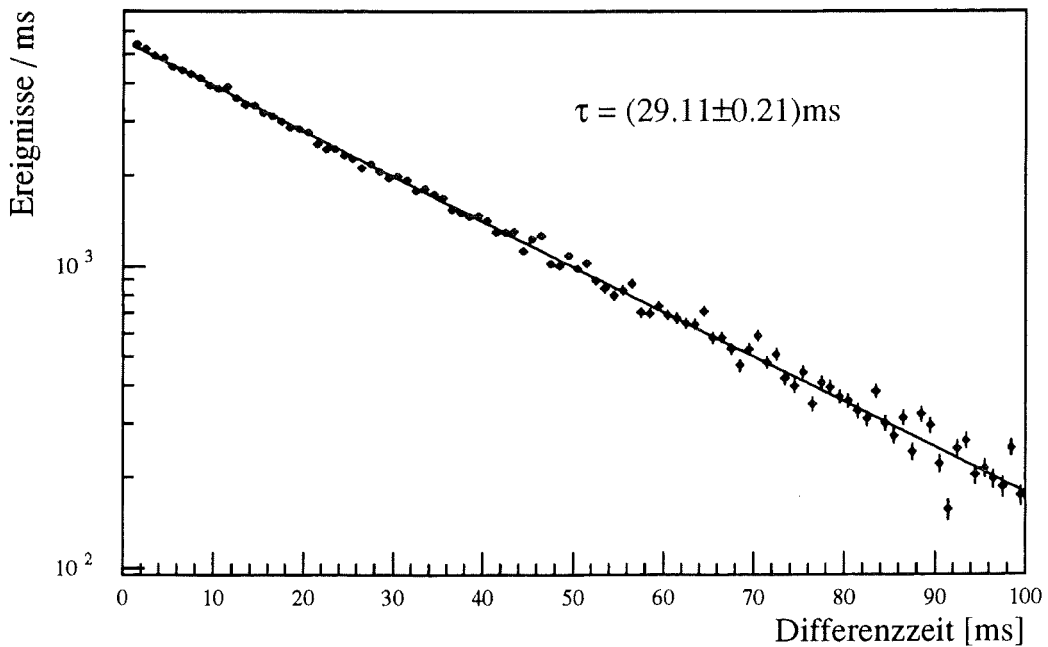


Abbildung 24: Untergrundbereinigtes und entfaltetes Zeitspektrum des ^{12}B -Zerfalls.

Hierbei ist das Koinzidenzintervall $K(t)$ das um $-Dt$ verschobene Ereigniszeitfenster $E(t)$. Es wird durch die Theta-Funktionen $\Theta(t)$ beschrieben, ist also eine Rechteckfunktion der Höhe eins und der Länge $T_S - T_E$. Dies ist der Zeitbereich, in den ein gestopptes Myon fallen muß, um bei einer festen Differenzzeit Dt einen β -Zerfall im Ereigniszeitfenster induzieren zu können. Allerdings können nur Myonen, die während der Zeitintervalle abgestoppt werden, in denen SMU-Daten aufgenommen werden, auf Koinzidenzen hin untersucht werden. Diese Zeitintervalle sind die SMU-Zeitfenster $S_n(t)$. Dabei sind die $S_n(t)$ ebenfalls Rechteckfunktionen der Höhe eins und der Länge T_S . T bezeichnet die Länge einer Meßperiode. Anschaulich formuliert ist $\varepsilon(Dt)$ gerade der Bruchteil des Koinzidenzintervalls $(-Dt, T - Dt)$ der die SMU-Zeitfenster $(-n \cdot T, T_S - n \cdot T)$ überdeckt. Wie man anhand (8) erkennt, ist $\varepsilon(Dt)$ eine periodische Funktion. Ihre Periode von 20 ms ist dabei die Zeitspanne, mit der sich die SMU-Zeitfenster wiederholen und entspricht somit der Dauer einer Meßperiode.

In ABB. 23 ist die Verteilung der Differenzzeiten zwischen gestopptem Myon und dem Elektron in einem Zeitintervall von $1\text{ ms} - 100\text{ ms}$ dargestellt. Dabei wurden alle Ereignisse aufgenommen, deren Energie im Intervall von $4\text{ MeV} - 14\text{ MeV}$ liegt und die in enger räumlicher Korrelation ($|\Delta - row| \leq 0.5, |\Delta - col| \leq 0.5$ und $|\Delta - x| \leq 20\text{ cm}$) zu einem gestoppten Myon sind. Die Modulation der Zerfallskurve durch die zeitabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit ist deutlich sichtbar. Für den gefundenen Untergrund ergibt sich dasselbe Verhalten. Da dieser unkorreliert ist, entspricht sein Verlauf genau dem der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(Dt)$. Diese ist zum Vergleich (auf den Untergrund normiert) ebenfalls eingezeichnet. In ABB. 24 ist das untergrundbereinigte und mit der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(Dt)$ entfaltete Zerfallszeitspektrum dargestellt. Der durch einen χ^2 -Test an die experimentelle Verteilung bestimmte Wert für die Lebensdauer des ^{12}B ist mit $\tau = (29.11 \pm 0.21)\text{ ms}$ in guter Übereinstimmung mit dem Referenzwert ($\tau_{ref} = (29.14 \pm 0.02)\text{ ms}$).

5.3.2 Energieverteilung

Der β -Zerfall des ^{12}B ist ein erlaubter Gamov-Teller-Übergang ($J^\pi, T = 1^+, 1 \rightarrow 0^+, 0$). Für einen erlaubten Übergang ist der Verlauf des β -Spektrums gegeben durch [Seg 77, May 92]:

$$N(E) dE \sim E \sqrt{E^2 - 1} (E_0 - E)^2 dE \quad (9)$$

Hierbei ist E die Gesamtenergie des Elektrons in Einheiten von $m_0 c^2$, $p = \sqrt{E^2 - 1}$ der Impuls des Elektrons in Einheiten von $m_0 c$ (m_0 ist die Ruhemasse des Elektrons) und E_0 die Endpunktenergie des Spektrums. Da bei diesem Zerfall jedoch auch (zweifach) verbotene Übergänge zum Übergangs-Matrixelement beitragen, muß eine leichte Energieabhängigkeit für den Verlauf des Energiespektrums berücksichtigt werden. Diese Abweichung läßt sich durch den sogenannten *Shape-Faktor* $S(E)$ beschreiben. Des weiteren muß der Einfluß des Coulombfeldes des Kerns berücksichtigt werden, der durch die Fermi-Funktion $F(Z, E)$ beschrieben wird. Die Fermi-Funktion ist in [Beh 76] tabelliert. Der Shape-Faktor wurde von Kaina et al. [Kai 77] unter Verwendung der Fermi-Funktion aus [Beh 76] bestimmt:

$$\begin{aligned} S(E) &= 1 + a \cdot E \\ a &= (0.71 \pm 0.11) \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{-1} \end{aligned}$$

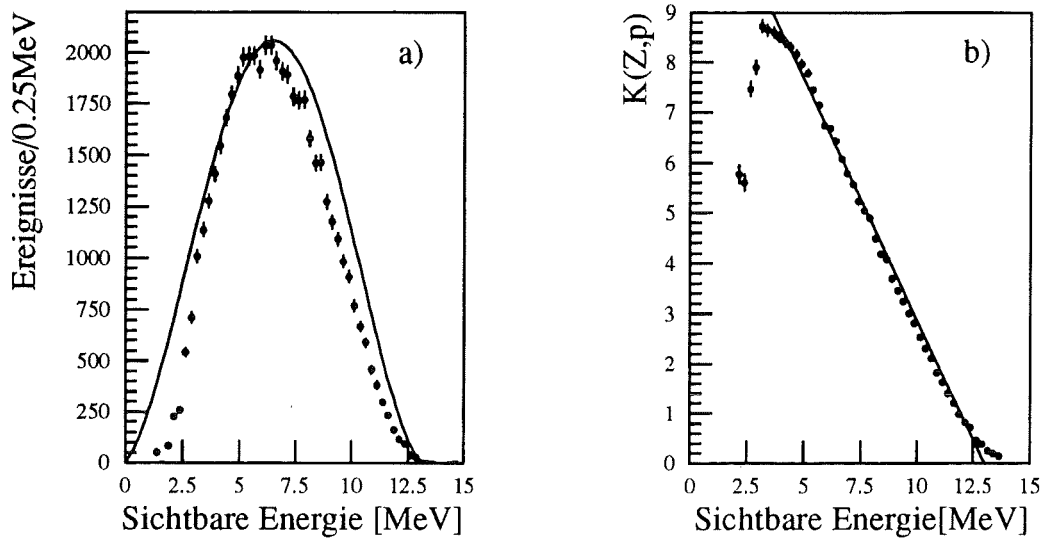


Abbildung 25: a) Vergleich des theoretischen mit dem gemessenen Energiespektrums für den β -Zerfall-Zerfall des ^{12}B . b) Fermi-Darstellung des gemessenen β -Spektrums mit einem linearen Fit im Energieintervall von $6\text{ MeV} - 12\text{ MeV}$. Es ergibt sich eine Endpunktenergie von 13.1 MeV .

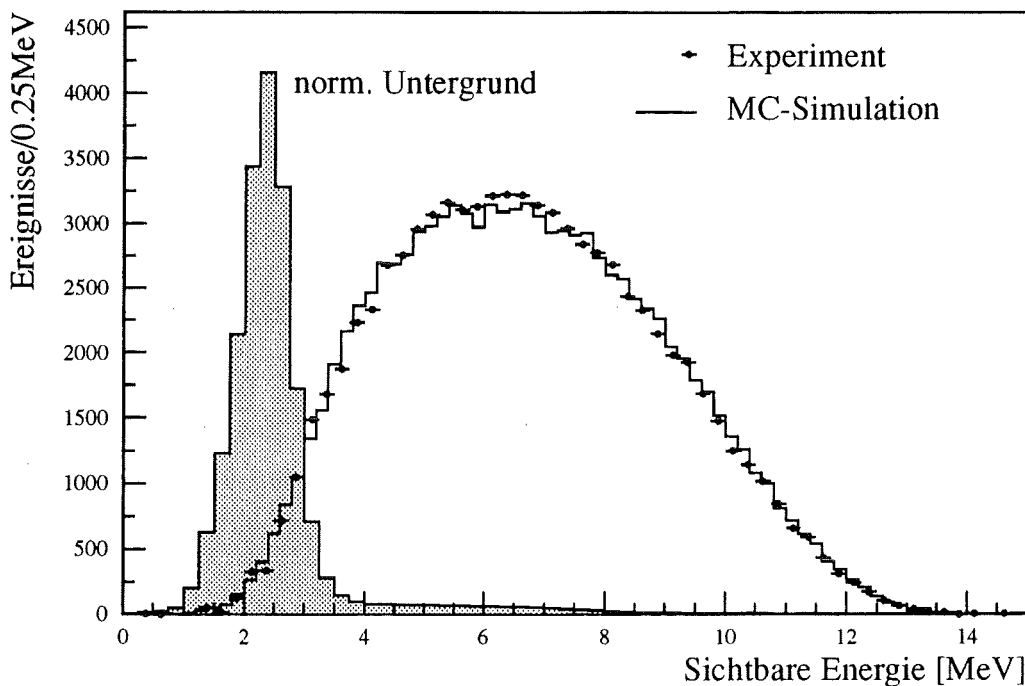


Abbildung 26: Vergleich des gemessenen Energiespektrums des ^{12}B -Zerfalls mit der Monte-Carlo-Berechnung [Eit 95]. Ebenfalls eingezeichnet ist der unkorrelierte Untergrund.

Mit diesen Korrekturen ergibt sich die theoretische Form des β -Spektrums zu:

$$N(E) dE \sim E \sqrt{E^2 - 1} (E_0 - E)^2 S(E) F(Z, E) dE \quad (10)$$

In Abhängigkeit vom Impuls p des Elektrons ergibt sich die Form des Spektrums zu:

$$N(p) dp \sim p^2 (E_0 - E)^2 S(E) F(Z, E) dp \quad (11)$$

Dies läßt sich umformen zu:

$$K(Z, p) = \sqrt{\frac{N(p)}{p^2 S(E) F(Z, E)}} = \text{const.} (E_0 - E) \quad (12)$$

Trägt man nun $K(Z, p)$ über E auf, so sollte sich eine Gerade ergeben. Dies ist die sogenannte Fermi-Darstellung (Kurie-Plot) des β -Spektrums.

In ABB. 25 a) ist der nach FORMEL 10 berechnete theoretische Verlauf der Energieverteilung dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist das gemessene Energiespektrum. Diese direkte Vergleich zeigt, daß nicht die gesamte Energie eines Ereignis im aktiven Volumen deponiert wird. Für Energien unterhalb von 4 MeV macht sich zunehmend der Einfluß der Energieschwellen des Detektors bemerkbar, der besonders deutlich in der Fermi-Darstellung ABB. 25 b) zu Tage tritt. Für Energien oberhalb von 6 MeV ist die Nachweiswahrscheinlichkeit praktisch gleich eins. Dies führt zu dem in ABB. 25 b) gezeigten linearen Verlauf der Fermi-Darstellung für Energien zwischen 6 MeV und 11 MeV . Für Energien oberhalb von 12 MeV weicht die Verteilung durch die Energieauflösung des Detektors etwas vom linearen Verlauf ab. Für einen genauen Vergleich und insbesondere zur Bestimmung der Nachweeffizienz der Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall ist eine Monte-Carlo-Simulation notwendig, die die oben beschriebenen Einflüsse des Detektors richtig beschreibt. ABB. 26 zeigt die sehr gute Übereinstimmung zwischen der experimentellen und der mit GEANT 3 simulierten Verteilung. Dies zeigt insbesondere, daß die komplexen Eigenschaften des Detektors gut verstanden sind. Somit ist die aus der Monte-Carlo-Simulation berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für die Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall und damit auch für niederenergetische Elektronen und Photonen aus neutrinoinduzierten Reaktionen sehr zuverlässig. Die für diese Auswertung bestimmte Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{Det} für Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall beträgt:

$$\varepsilon_{Det} = 0.822 \pm 0.021$$

Der in ABB. 26 ebenfalls eingezeichnete unkorrelierte Untergrund zeigt einen deutlichen Anstieg unterhalb von 4 MeV . Dies ist zum größten Teil Raumuntergrund, der für kleine Energien durch die Schwelle des Detektors begrenzt wird. Ein Teil des Untergrunds ist aber – wegen der langen Lebensdauer des ^{12}B – myoninduziert, stammt also von Myonen, die in der Nähe des Myons abstoppen, welches den β -Zerfall induziert. Werden nur Elektronen mit einer Energie von mehr als 4 MeV berücksichtigt, um den Untergrund weitgehend zu eliminieren, so verringert sich die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{Det} um 15.78% auf $\varepsilon_{Det} = (0.691 \pm 0.021)$. Dabei reduziert sich der unkorrelierte Untergrund um einen Faktor von 15.4 , so daß der β -Zerfall des ^{12}B trotz seiner langen Lebensdauer praktisch untergrundfrei nachgewiesen werden kann.

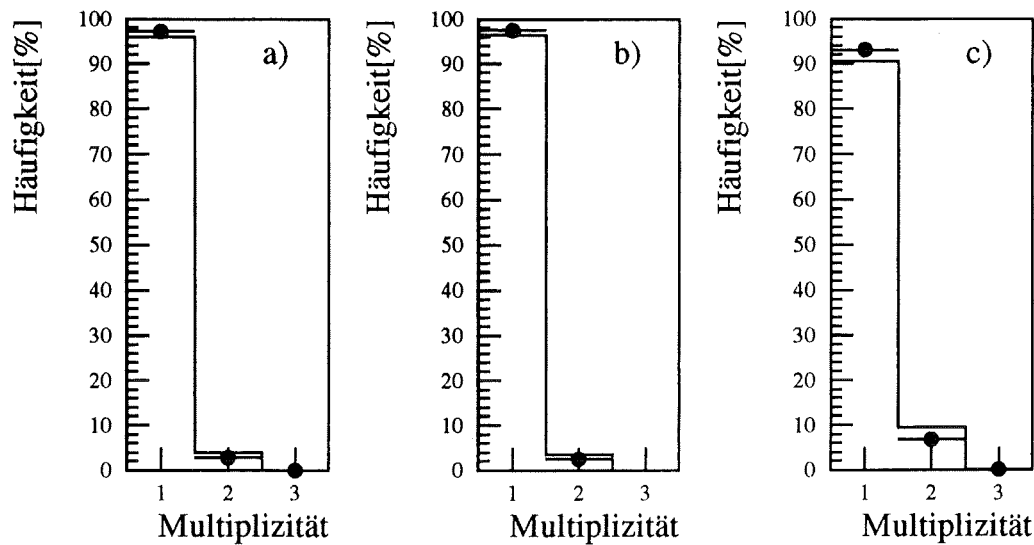


Abbildung 27: Vergleich zwischen Messung (•) und Monte-Carlo-Berechnung der Multiplizitätsverteilung der angesprochenen Module für den ^{12}B -Zerfall: a) für alle Ereignisse; b) für Ereignisse, bei denen nur intakte Module beteiligt sind; und c) für Ereignisse, bei denen mindestens ein defektes Modul beteiligt ist.

Ebenfalls in guter Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Simulation ist die Multiplizität der angesprochenen Module (ABB. 27). Dabei dominiert, wegen der geringen Energie des β -Zerfalls, die Multiplizität eins. Aus demselben Grund tritt das Überkoppeln des Szintillationslichts für intakte Module praktisch nicht auf; der Anteil von 3% der Multiplizität zwei wird also durch das seltene Eindringen des Elektrons in das Nachbar-Modul (wobei die dort deponierte Energie über der Schwelle liegen muß) verursacht. Erst für defekte Module ist ein Überkoppeln möglich, so daß sich der Anteil der Multiplizität zwei verdoppelt.

5.3.3 Ortsverteilung

Elektronen aus dem β -Zerfall sind aufgrund ihrer geringen Reichweite im Szintillator in sehr enger räumlicher Korrelation zu den gestoppten Myonen. Durch die in ANHANG A beschriebene Walk-Korrektur werden Walk-Effekte vernachlässigbar: Die Position der gestoppten Myonen entlang der Modulachse ist praktisch keinem Walk unterworfen und damit sehr genau definiert. Somit eignet sich der ^{12}B -Zerfall sehr gut zum Test der Ortsauflösung des Detektors für niedrige Energien. Dies erklärt die in ABB. 28 gezeigte schmale Verteilung der Abstände zwischen gestopptem Myon und dem Elektron. Diese Verteilung wird durch eine Gaußfunktion mit einer Breite von $\sigma = 10.5\text{ cm}$ sehr gut beschrieben. Die Ausläufer stammen von niederenergetischen Elektronen, die an der Energieschwelle des Detektors liegen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Verteilung zwischen Start- und Ereignisort aus Monte-Carlo-Berechnungen [Eit 95], die mit einer Breite von $\sigma = 12.0\text{ cm}$ etwas breiter als die gemessene Abstandsverteilung ist. Für Elektronen mit einer Energie von mehr als 4 MeV verringert sich die Breite der Verteilung auf $\sigma = 9.4\text{ cm}$.

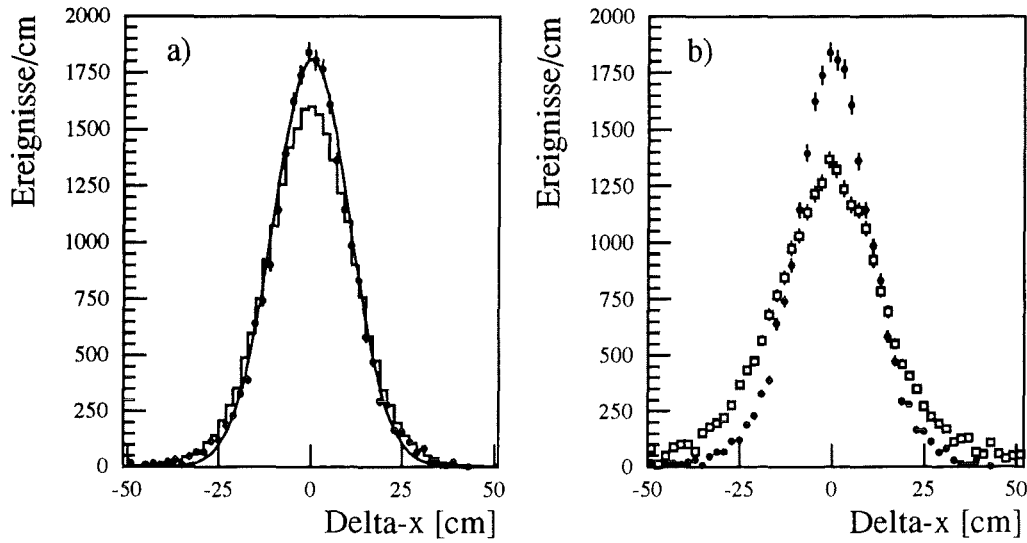


Abbildung 28: Ortsdifferenz zwischen gestopptem Myon und dem Elektron aus dem β -Zerfall des ^{12}B : a) gemessene (\bullet) und berechnete ($-$) Verteilung sowie die an die Messung angepasste Gaußverteilung, b) Ortsdifferenz mit (\bullet) und ohne (\square) Walk-Korrektur.

Reihenabstand $\Delta - row$	Spaltenabstand $\Delta - col$				
	-2	-1	0	+1	+2
-2	-0.2 ± 0.2 (0.0)	0.3 ± 0.2 (0.0)	0.1 ± 0.2 (0.0)	0.3 ± 0.2 (0.0)	0.2 ± 0.2 (0.0)
-1	0.4 ± 0.2 (0.0)	0.9 ± 0.2 (0.1)	2.2 ± 0.2 (2.1)	0.4 ± 0.2 (0.1)	0.0 ± 0.2 (0.0)
0	0.0 ± 0.2 (0.0)	2.3 ± 0.2 (1.8)	86.6 ± 0.4 (91.3)	2.8 ± 0.2 (1.9)	-0.3 ± 0.2 (0.0)
+1	-0.1 ± 0.2 (0.0)	0.2 ± 0.2 (0.4)	3.4 ± 0.2 (2.1)	0.4 ± 0.2 (0.1)	0.2 ± 0.2 (0.0)
+2	0.0 ± 0.2 (0.0)	-0.1 ± 0.2 (0.0)	-0.2 ± 0.2 (0.0)	0.0 ± 0.2 (0.0)	0.2 ± 0.2 (0.0)

Tabelle 10: Abstandsverteilung in Prozent zwischen dem Modul, in dem der β -Zerfall stattfindet, und dem Endpunktsmodul des gestoppten Myons. Die Werte in Klammern stammen aus Monte-Carlo-Berechnungen.

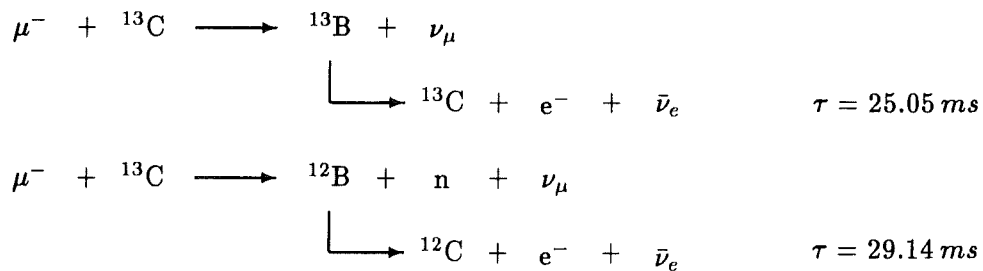
Die prozentuale Verteilung der Abstände zwischen dem Endpunktsmodul des Myons und dem Modul, in dem das Elektron nachgewiesen wurde, ist in TAB. 10 aufgelistet. Hier ist die experimentelle Verteilung deutlich breiter als die berechnete; auch ist eine leichte Asymmetrie entlang $\Delta - row$ vorhanden. Dies kann jedoch durch die Ungenauigkeit, mit der das Endpunktsmodul des gestoppten Myons bestimmt wird (siehe 5.1.1), erklärt werden.

Für Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall mit einer Energie von mehr als 4 MeV ist bei einem Ortsschnitt von $|\Delta - row| = |\Delta - col| \leq 0.5$ und $|\Delta - x| \leq 30 \text{ cm}$ die Nach-

weisswahrscheinlichkeit $\epsilon_V = 0.855 \pm 0.008$. Vergrößert man das Koinzidenzvolumen auf $|\Delta - row| = |\Delta - col| \leq 1.5$ und $|\Delta - z| \leq 50\text{cm}$, so vergrößert sich die Nachweiseffizienz auf $\epsilon_V = 0.992 \pm 0.009$. Dabei vergrößert sich der Untergrund jedoch um einen Faktor von 2.73.

5.3.4 Beimischung durch den Einfang an ^{13}C

In natürlichem Kohlenstoff ist zu 1.1 % das Isotop ^{13}C enthalten. Dadurch kommt es im Detektor zu Einfangreaktionen, deren Signaturen der der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion ähnlich sind, und die damit einen Untergrund für diese Reaktion darstellen:

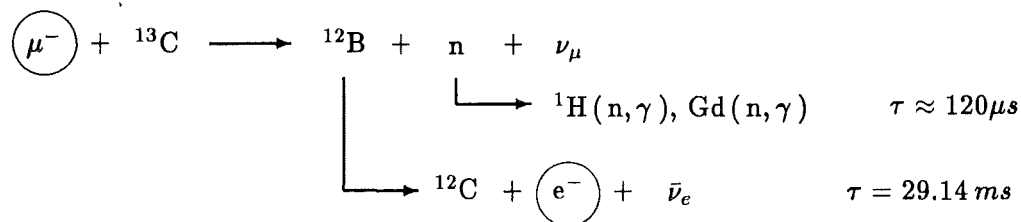


Während der Anteil der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion genau bestimmt werden kann (siehe KAP. 5.4), ist dies für die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion nicht möglich. Da die Endpunktsenergie des ^{13}B -Zerfalls sich mit 13.44 MeV [Ajz 91] nur minimal von der des ^{12}B -Zerfalls abweicht, ist eine Unterscheidung anhand der Energie nicht möglich. Dies ist nur durch den Unterschied in den Lebensdauern möglich, da sich die Lebensdauer des ^{13}B mit 25.05 ms [Ajz 91] von der des ^{12}B um 14 % unterscheidet. Aufgrund des geringen Anteils an ^{13}C sowie dem geringen Unterschied in den Lebensdauern ist es mit den gefundenen 10^5 Ereignissen jedoch nicht möglich, den Anteil der ^{13}B -Zerfälle mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Der durch einen χ^2 -Test anhand der in ABB. 24 dargestellten Zeitverteilung bestimmte Anteil, mit dem der β -Zerfall des ^{13}B im Zerfallszeitsspektrum enthalten ist, beträgt $(1.4 \pm 1.8)\%$. Da die Statistik jedoch nicht ausreicht, um eine genaue Analyse vorzunehmen, ist man zu Bestimmung des Anteils der ^{13}B -Zerfälle auf theoretische Berechnungen angewiesen.

Rechnungen in der *Impulse Approximation* liefern je nach verwendetem Modell für die Einfangrate $\Lambda_c(^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}_{g.s.})$ einen Wert von $6.5 \cdot 10^3\text{ s}^{-1}$ bzw. $8.6 \cdot 10^3\text{ s}^{-1}$ [Kos 85]. Da beim Einfang in gebundene Zustände des ^{13}B der Grundzustand zu 99% besetzt wird [Des 79, Muk 77], wird in dieser Arbeit für die Einfangrate der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion ein Mittelwert von $\Lambda_c = (7.5 \pm 1.0) \cdot 10^3\text{ s}^{-1}$ verwendet. Damit liegt der Anteil an β -Zerfällen des ^{13}B bei einem Prozent.

5.4 Die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion

Die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion kann eindeutig über den Nachweis des Neutrons und des β -Zerfalls des ^{12}B identifiziert werden:



Durch die Doppelkoinzidenz zu einem gestoppten Myon wird zum einen der unkorrelierte Untergrund stark unterdrückt, und zum anderen eine Beimischung durch andere Myoneinfang-Reaktionen vermieden. Durch den Nachweis beider Folgeprodukte muß jedoch eine relativ kleine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 5 % in Kauf genommen werden. Dies und der geringe Anteil von 1.1 % an ^{13}C in Detektor erfordert eine Messung mit sehr hoher Statistik.

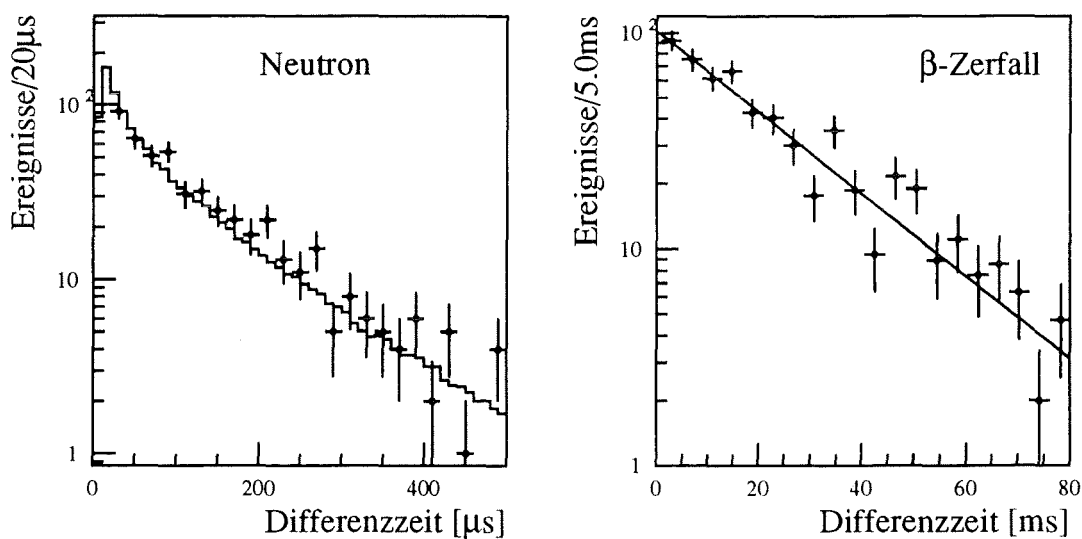


Abbildung 29: Verteilung der Differenzzeiten relativ zum gestoppten Myon für Neutronen und Elektronen aus der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion (Beschreibung siehe Text).

ABB. 29 zeigt die Zeitverteilung des Neutrons und des β -Zerfalls relativ zum gestoppten Myon. Dabei wurde für den β -Zerfall eine Mindestenergie von 4 MeV gefordert. Die verwendeten Ortsschnitte für die Neutronen und die Elektronen entsprechen den oben beschriebenen. Die Zeitverteilung der Neutronen ist in guter Übereinstimmung mit dem MORSE-Spektrum. Für die entfaltete Zeitverteilung der β -Zerfälle ergibt sich eine mittlere Lebensdauer des ^{12}B aus einem χ^2 -Test zu $\tau = (28.1 \pm 1.5)\text{ms}$. Dieser Wert entspricht damit, in anbetracht der geringen Statistik von nur 500 Ereignissen, dem Literaturwert von $\tau = (29.14 \pm 0.02)\text{ms}$.

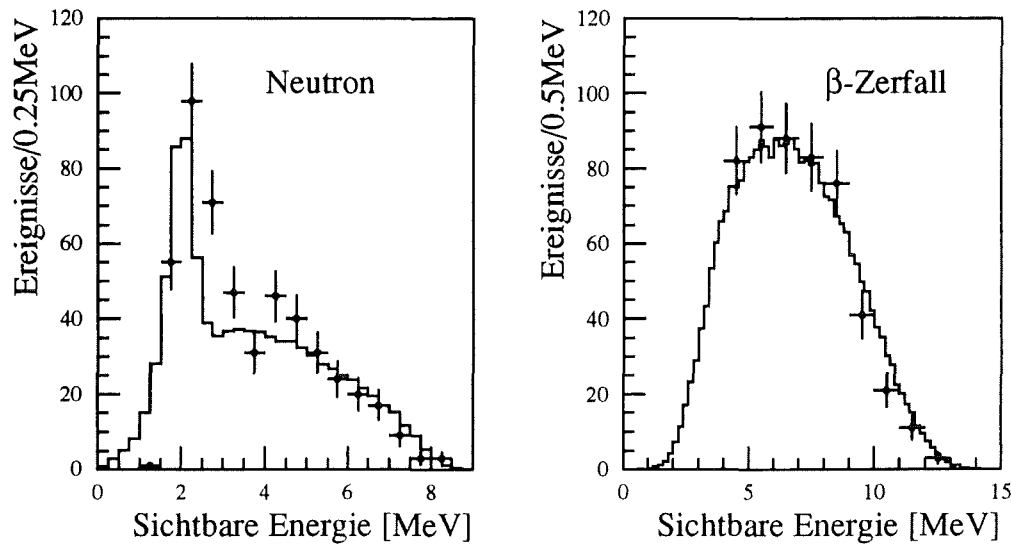


Abbildung 30: Energiespektren der Neutroneneinfangreaktionen und der β -Zerfälle aus der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion (Beschreibung siehe Text).

In ABB. 30 sind die untergrundbereinigten Energiespektren des Neutroneneinfangs und des Elektrons dargestellt. Die Energieverteilung der γ -Quanten aus den Neutroneneinfängen ist im Vergleich zum experimentellen Spektrum aus ABB. 15, Seite 46 dargestellt und zeigt eine im Rahmen der Statistik gute Übereinstimmung mit diesem. Auch das Energiespektrum des β -Zerfalls entspricht der erwarteten Verteilung.

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

Neben den bisher genannten, ausführlich beschriebenen Myoneinfang-Reaktionen kann mit dem KARMEN-Detektor auch die Produktion angeregter, aber gegen Teilchenemission stabiler Kerne beim Myoneinfang untersucht werden. Hier erfolgt die Abregung des Kerns durch γ -Quanten mit einer Lebensdauer in der Größenordnung von 10^{-8} s: Die Emission des γ -Quants erfolgt praktisch zur selben Zeit wie der nukleare Myoneinfang. Wird als Zeitnullpunkt der Abstopppunkt des Myons definiert, so erwartet man daher für die γ -Quanten eine Zeitverteilung, die der Lebensdauer negativer Myonen in myonischen Atomen entspricht. Weil die Lebensdauer, gemessen an der Konversionstotzeit die gestoppte Myonen verursachen, sehr kurz sind¹⁰, wurden zur Analyse derartiger Einfangprozesse dieselben Messungen wie bei der Bestimmung des Myonladungsverhältnisses in KAP. 4 verwendet. Bei der Untersuchung der Messungen wird sowohl ein hoher zufälliger Untergrund (aufgrund der vorwiegend niedrigen Energie der γ -Quanten) als auch ein sehr hoher korrelierter Untergrund (durch Michelelektronen, die ebenfalls in enger zeitlicher Korrelation zu dem gestoppten Myon sind) erwartet. Da für eine Untersuchung derartiger Prozesse eine eindeutige Ereignissignatur erforderlich ist, die sich von der single prong Signatur der Untergrundreaktionen unterscheidet, kommenen nur Einfangprozesse mit einer sequentiellen Signatur in Frage. Dies ist in erster Linie die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n \gamma)^{11}\text{B}$ -Reaktion, bei der

¹⁰Die Lebensdauer negativer Myonen beträgt $2.026 \pm 0.0015 \mu\text{s}$ in ^{12}C während die typische Konversionstotzeit eines gestoppten Myons zwischen $10 \mu\text{s}$ und $20 \mu\text{s}$ liegen.

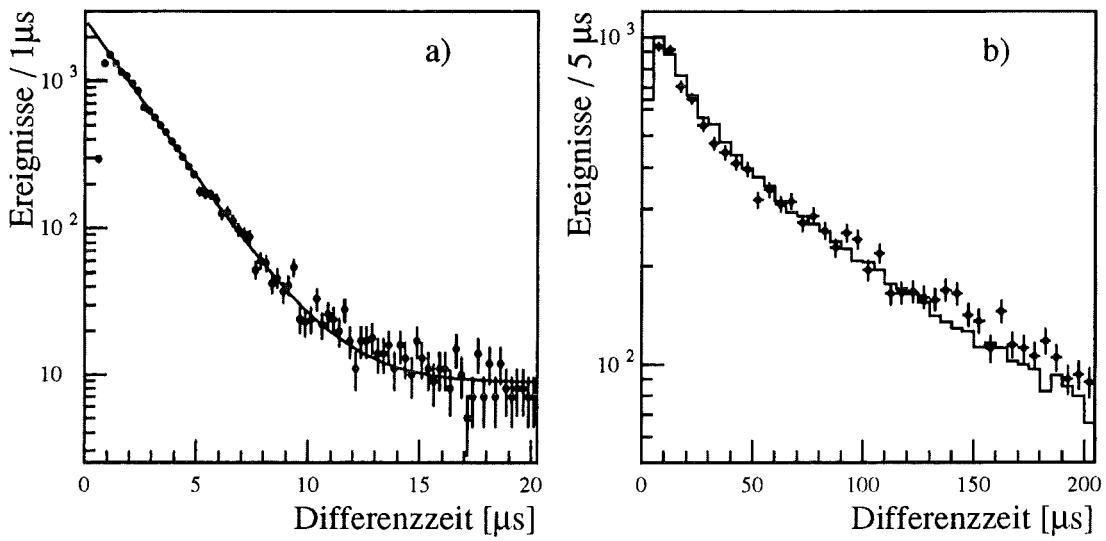


Abbildung 31: Differenzzeit zwischen dem gestopptem Myon und dem γ -Quant aus der Kernabregung (a) sowie zwischendem dem γ -Quant aus der Kernabregung und dem Nachweis des Neutrons (b).

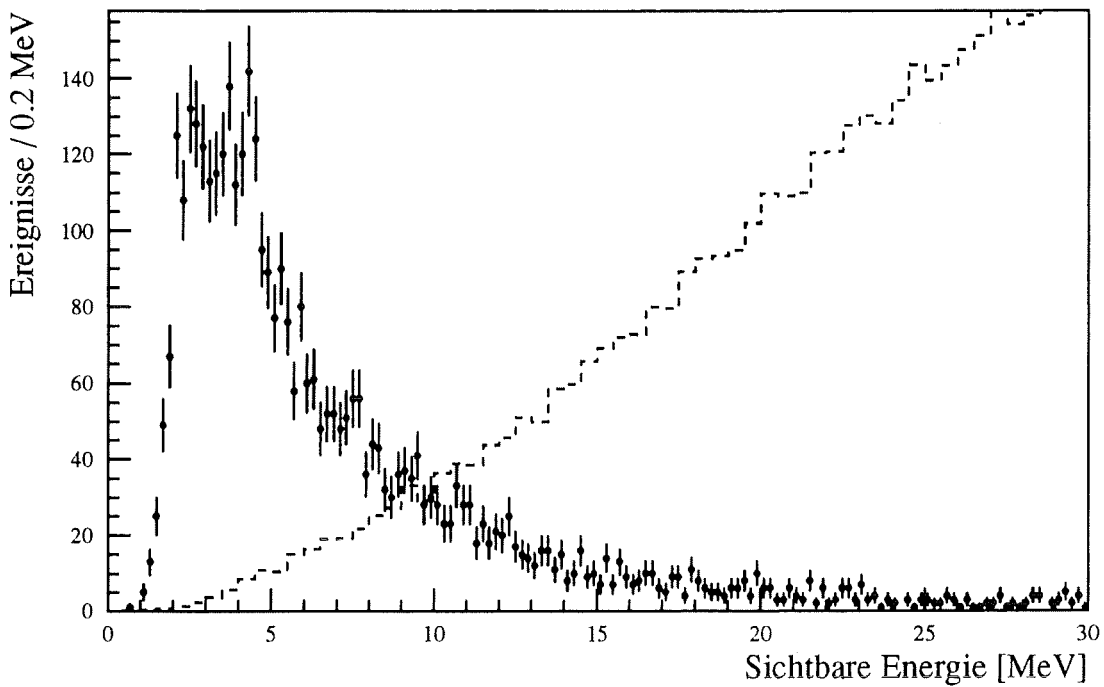


Abbildung 32: Energieverteilung der γ -Quanten aus der Kernabregung im Vergleich zu einer Monte-Carlo-Simulation [Eit 94] für Michelelektronen in dem selben Energiebereich (---).

Energieverteilung der Michelelektronen aus dem Myonzerfall eingezeichnet. Der Vergleich zeigt, wie auch schon die Zeitverteilung, deutlich, daß durch die geforderte Korrelation zu einem Neutron die Michelelektronen wirkungsvoll unterdrückt werden. Es fällt jedoch auf, daß die für die γ -Quanten aus der Kernabregung erwartete Maximalenergie deutlich überschritten wird. Die Herkunft dieser Ereignisse mit Energien weit oberhalb der Separationsenergie für Neutronen ist nicht geklärt und bedarf einer weiteren detaillierten Analyse. Es kann sich dabei sowohl um γ -Quanten aus der Kernabregung handeln, als auch um hochenergetische Neutronen, die durch n-p-Stöße direkt Energie im Detektor deponieren bevor sie vom Gadolinium oder Wasserstoff eingefangen werden. Eine genaue Analyse der hier gezeigten Verteilungen ist zur Zeit noch nicht möglich, da zum einen keine Monte-Carlo-Berechnungen dieser Reaktionen vorliegen und zum anderen keine Messungen bekannt sind, die Aufschlüsse über die Besetzungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Energieniveaus des ^{11}B sowie deren Abregung beim Myoneinfang an ^{12}C geben könnten. Berechnungen dieser Reaktionen könnten zum Beispiel im Rahmen der *Continuum Random Phase Approximation* und des statistischen Codes *SMOKER* durchgeführt werden [Kol 93].

Nachdem in diesem Kapitel die Signaturen der einzelnen Myoneinfang-Reaktionen beschrieben und ihre Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt wurden, werden im folgenden die Einfangraten einzelner Reaktionen berechnet und die Ergebnisse diskutiert.

6 Bestimmung der Einfangraten an ^{12}C und ^{13}C

Mit den bekannten Nachweiswahrscheinlichkeiten für Neutronen und für Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall können die Einfangraten der beiden identifizierbaren Einfangreaktionen $\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}]$ und $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}]$ genau bestimmt werden. Da darüber hinaus die totalen Einfangraten an ^{12}C und ^{13}C aus anderen Quellen bekannt sind, lassen sich Rückschlüsse auf weitere Reaktionskanäle ziehen. TAB. 11 zeigt die bei der Auswertung verwendeten Schnitte und TAB. 12 die zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeiten:

	^{12}B -Zerfall	Neutronen
Zeitintervall	1 ... 60 ms	20 ... 300 μs
Energieintervall	4 ... 14 MeV	0 ... 9 MeV
$ \Delta - x $	≤ 30 cm	≤ 60 cm
$ \Delta - row , \Delta - col $	≤ 0.5	≤ 1.5

Tabelle 11: Verwendete Schnitte für die Suche nach Neutronen und nach Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall.

	^{12}B -Zerfall	Neutronen
Detektor	$\varepsilon_{Det} = 0.821 \pm 0.021$	$\varepsilon_{Det} = 0.332 \pm 0.008$
Energieschnitt	$\varepsilon_E = 0.842 \pm 0.008$	$\varepsilon_E = 1.0$
Zeitintervall	$\varepsilon_T = 0.669 \pm 0.002$	$\varepsilon_T = 0.722 \pm 0.008$
Koinzidenzvolumen	$\varepsilon_V = 0.855 \pm 0.008$	$\varepsilon_V = 0.600 \pm 0.005$
Totzeit	$\varepsilon_d = 0.994 \pm 0.001$	$\varepsilon_d = 0.994 \pm 0.001$
Gesamt	$\varepsilon_e = 0.393 \pm 0.011$	$\varepsilon_n = 0.142 \pm 0.004$

Tabelle 12: Nachweiswahrscheinlichkeiten für Neutronen und für den β -Zerfall des ^{12}B für die in TAB. 11 spezifizierten Schnitte.

Es wurden $N_\mu = 39.7 \cdot 10^6$ gestoppte Myonen auf Korrelationen hin untersucht. Mit dem in KAP. 4.3 bestimmten Ladungsverhältnis $R_\mu = 1.28 \pm 0.026$ gestopppter Myonen ergibt sich die Anzahl der während des Meßzeitraums gestoppten negativen Myonen zu:

$$N_{\mu^-} = \frac{N_\mu}{R + 1}$$

$$N_{\mu^-} = (17.4 \pm 0.2) \cdot 10^6$$

Die Einfangwahrscheinlichkeit α_c pro negativem Myon einer Reaktion ergibt sich aus dem Verhältnis der gefundenen Koinzidenzen N zur Anzahl der gestoppten negativen Myonen N_{μ^-} . Dabei ist jedoch der entsprechende Anteil η des Atoms, dessen Einfangreaktion

untersucht wird, und die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{tot} der gesuchten Folgereaktion zu berücksichtigen:

$$\alpha_c = \frac{N}{\varepsilon_{tot}} \frac{1}{\eta N_{\mu^-}} \quad (13)$$

Die Einfangrate Λ_c erhält man aus α_c durch Division mit der Lebensdauer negativer Myonen in der entsprechenden Substanz:

$$\Lambda_c = \frac{\alpha_c}{\tau_{\mu^-}} \quad (14)$$

6.1 $\Lambda_c[{}^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n){}^{12}\text{B}]$

Mit den in KAP. 6 beschriebenen Schnitten wurden 479 Neutron-Elektron-Koinzidenzen zu gestoppten Myonen gefunden. Im selben Zeitraum wurden dabei $1.7 \cdot 10^5$ Neutronen und $1.0 \cdot 10^5$ ${}^{12}\text{B}$ -Zerfälle identifiziert. Der Untergrund für die ${}^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n){}^{12}\text{B}$ -Reaktion setzt sich aus drei Komponenten zusammen¹¹ (zur Notation siehe TAB. 14):

1. Unkorrelierte Ereignisse mit der Signatur eines ${}^{12}\text{B}$ -Zerfalls, die in Koinzidenz zu einem Neutron aus dem Myoneinfang sind. Die Wahrscheinlichkeit pro gestopptem Myon dafür errechnet sich aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten ein „falsches“ Elektron ($= \overleftarrow{N}_e / N_\mu$) und ein „echtes“ Neutron ($= N_n / N_\mu$) zu finden.
2. Unkorrelierte Ereignisse mit der Signatur eines Neutrons, die in Koinzidenz zu einem β -Zerfall, der durch einen Myoneinfang induziert wurde, sind. Hier ist die Wahrscheinlichkeit dadurch gegeben, ein „falsches“ Neutron ($= \overleftarrow{N}_n / N_\mu$) zusammen mit einem „echten“ Elektron ($= N_e / N_\mu$) zu finden.
3. Die Koinzidenz zweier zu einem gestoppten Myon unkorrelierter Ereignisse. Dies entspricht der Wahrscheinlichkeit ein „falsches“ Neutron ($= \overleftarrow{N}_n / N_\mu$) und ein „falsches“ Elektron ($= \overleftarrow{N}_e / N_\mu$) zu finden.

Damit ergibt sich der Untergrund $\overleftarrow{N}_{n,e}$ für die ${}^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n){}^{12}\text{B}$ -Reaktion zu:

$$\overleftarrow{N}_{n,e} = \frac{1}{N_\mu} \left(N_n \overleftarrow{N}_e + N_e \overleftarrow{N}_n + \overleftarrow{N}_n \overleftarrow{N}_e \right)$$

In TAB. 14 sind die jeweiligen Zählraten und die zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verwendeten Schnitte aufgeführt. Berücksichtigt man den Anteil von $(1.1 \pm 0.005)\%$ an ${}^{13}\text{C}$ im Zentraldetektor, so ergibt sich mit den Werten aus TAB. 14 unter Verwendung von Gleichung 13 aus KAP. 6 die Einfangwahrscheinlichkeit für die ${}^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n){}^{12}\text{B}$ -Reaktion zu:

$$\alpha_c[{}^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n){}^{12}\text{B}] = [41.5 \pm 2.0(stat) \pm 1.6(sys)] \cdot 10^{-3}$$

	$\tau_{\mu^-} [10^{-9} s]$	$\Lambda_c [10^3 s^{-1}]$
Suzuki[Suz 87]	2029 ± 3	$20.5 \pm 1.0 \pm 0.8$
Ishida[Ish 86]	2045 ± 2	$20.3 \pm 1.0 \pm 0.8$

Tabelle 13: Einfangraten der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion für die Lebensdauern negativer Myonen aus [Suz 87] und [Ish 86].

	\vec{N}	\overleftarrow{N}	N	ϵ_{tot}
Neutronen (n)	178 132	7 526	170 606	0.142 ± 0.004
β -Zerfälle (e)	105 043	3 672	101 371	0.393 ± 0.011
(n) + (e)	479	36	443 ± 22	0.0558 ± 0.0021

Tabelle 14: Gefundene Koinzidenzen \vec{N} , der zugehörige Untergrund \overleftarrow{N} und die sich daraus ergebenden gefundenen Korrelationen N sowie die jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{tot} .

Für die Lebensdauer negativer Myonen in ^{13}C existieren zwei gleichermaßen zuverlässige Werte, die innerhalb ihrer Fehler nicht übereinstimmen. So ergeben sich für die Einfangraten Λ_c je nach verwendeter Lebensdauer unterschiedliche Werte. Die Diskrepanz der Literaturwerte ist jedoch, verglichen mit dem Gesamtfehler für α_c , unerheblich. Die sich mit den verschiedenen Lebensdauern ergebenden Einfangraten sind in TAB. 13 aufgeführt. Der gemittelte Wert für die Einfangrate der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion beträgt damit:

$$\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}] = [20.4 \pm 1.0(stat) \pm 0.9(sys)] \cdot 10^3 s^{-1}$$

Damit ist die Einfangrate der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion gemessen an den totalen Einfangraten aus TAB. 13 relativ niedrig. Eine Diskussion dieses Ergebnisses erfolgt in KAP. 6.3. Die hier bestimmte Einfangrate ist in guter Übereinstimmung mit dem in [Gra 93] ebenfalls im Rahmen des KARMEN-Experiments ermittelten Wert von $\Lambda_c = (22 \pm 4) \cdot 10^3 s^{-1}$. Sie ist aber in klarem Widerspruch mit der von Kuno et al. [Kun 86] an einem angereicherten ^{13}C -Target gemessenen inklusiven Einfangrate von $\Lambda_c = (6.5 \pm 0.6) \cdot 10^3 s^{-1}$ für die Summe der Einfangraten der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ - und der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion.

6.2 $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}]$

Die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion ist nach der Neutronproduktion die häufigste Ein-

¹¹Zur Klärung der verwendeten Begriffe sei hier erwähnt, daß Koinzidenz nur eine (möglicherweise zufällige) Erfüllung der jeweiligen Koinzidenzbedingung bedeutet, während bei einer Korrelation ein kausaler Zusammenhang besteht.

fangreaktion. So wurden mit den Schnitten aus KAP. 6 bei einer reinen Meßzeit von 185 h mehr als 10^5 Korrelationen zu gestoppten Myonen gefunden. Der Untergrund dieser Reaktion ist zum einen zufälliger Natur, zum anderen korreliert. Der unkorrelierte Untergrund wird, wie in KAP. 5.1.2 beschrieben, mit zehnfacher Statistik bestimmt. Der korrelierte Untergrund aus der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion durch den Myoneinfang an ^{13}C läßt sich nicht mit ausreichender Genauigkeit experimentell bestimmen (siehe KAP. 5.3.4) und muß somit aus theoretischen Berechnungen abgeschätzt werden. Da der Anteil der durch den Myoneinfang an ^{13}C verursachten Ereignisse zwischen drei und fünf Prozent der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion liegt, führt dies nur zu geringen systematischen Fehlern.

Größe	Wert	rel. Fehler[%]
gefundene β -Zerfälle	$\vec{N} = 106\,109 \pm 326$	0.3
unkorrelierter Untergrund	$\overleftarrow{N} = 3\,672 \pm 19$	0.5
wirkliche Korrelationen	$N = 102\,437 \pm 326$	0.5
Nachweiswahrscheinlichkeit	$\varepsilon_e = 0.393 \pm 0.011$	2.8
Anteil an Kohlenstoff (^{12}C und ^{13}C)	$\eta = 0.984 \pm 0.005$	0.5
gestoppte neg. Myonen	$N_{\mu^-} = (17.4 \pm 0.2)10^6$	1.1

Tabelle 15: Für die Berechnung der Einfangwahrscheinlichkeit α_c benötigte Größen und ihre relativen Fehler.

Um einen direkten Vergleich zu früheren Messungen von Maier [Mai 64] und Grandeger [Gra 93] durchzuführen, wird der korrelierte Untergrund zunächst nicht berücksichtigt. In TAB. 15 sind die zur Bestimmung der Einfangwahrscheinlichkeit nötigen Werte aufgelistet. Mit diesen Werten ergibt sich die Einfangwahrscheinlichkeit α_c der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion, wobei hier jedoch noch die Myoneinfang-Reaktionen an ^{13}C enthalten sind, zu:

$$\alpha_c = [15.21 \pm 0.20(stat) \pm 0.41(sys)] \cdot 10^{-3}$$

Für die Lebensdauer negativer Myonen in ^{12}C existieren mehrere genaue Werte (siehe [Suz 87]). Da diese jedoch nicht nennenswert von dem von Suzuki et al. [Suz 87] gemessenen Wert von $\tau_{\mu^-} = (2026.3 \pm 3.0) \cdot 10^{-9} s$ abweichen, werden sie hier nicht berücksichtigt. Damit ergibt sich die unkorrigierte Einfangrate Λ_c der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion zu:

$$\Lambda_c = [7.50 \pm 0.10(stat) \pm 0.20(sys)] \cdot 10^3 s^{-1}$$

Der hier bestimmte Wert ist damit um zwei Standardabweichungen größer als der von Maier et al. [Mai 64] ermittelte Wert mit $\Lambda_c = (7.05 \pm 0.27) \cdot 10^3 s^{-1}$. Er weicht ebenfalls von dem bei einer früheren Messung im Rahmen des KARMEN-Experiments bestimmten Wert von $\Lambda_c = (6.86 \pm 0.59) \cdot 10^3 s^{-1}$ ab [Gra 93]. Diese Diskrepanz erklärt sich jedoch im wesentlichen durch die deutlich verbesserte Kenntnis wichtiger Detektorparameter (wie etwa der Energieschwellen der einzelnen Module) in der Monte-Carlo-Simulation, aus der die Nachweiseffizienz dieser Reaktion bestimmt wird.

Mit der Messung der Einfangwahrscheinlichkeit der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion aus KAP. 6.1 und der Abschätzung für die Einfangwahrscheinlichkeit der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion aus KAP. 5.3.4 ergibt sich die Korrektur unter Berücksichtigung des geringen Anteils von 1.1 % an ^{13}C im Detektor zu ¹²:

$$\alpha_c^{korr} = -[0.61 \pm 0.20] \cdot 10^{-3}$$

Damit ergeben sich die korrigierte Einfangwahrscheinlichkeit und die korrigierte Einfangrate negativer Myonen in ^{12}C in gebundene Zustände von ^{12}B zu:

$\alpha_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = [14.60 \pm 0.20(stat) \pm 0.41(sys)] \cdot 10^{-3}$ $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}] = [7.21 \pm 0.10(stat) \pm 0.22(sys)] \cdot 10^3 s^{-1}$

Bei dem relativen Gesamtfehler von 3.4 % dominiert der systematische Fehler von 2.5 % aus der durch Monte-Carlo-Berechnungen bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Wesentliche Verbesserungen sind deshalb nur möglich, wenn die verfügbaren Monte-Carlo-Berechnungen noch zuverlässiger werden. Möglich ist zum Beispiel eine Entfaltung des Energiespektrums des ^{12}B -Zerfalls. Damit ist anhand eines Vergleichs zwischen theoretischer und entfalteter Energieverteilung oder mittels eines Kurie-Plots eine genaue Überprüfung der Eichung und vor allem der für die Monte-Carlo-Rechnungen benötigten Detektorschwellen möglich. Es sollte damit möglich sein, in Zukunft den systematischen Fehler zu verringern und zusätzlich eine genauere Beschreibung der Detektoreigenschaften zu erreichen, was auch im Hinblick auf die Analyse neutrinoinduzierter Reaktionen von Interesse ist.

6.3 Diskussion

Durch die genaue Bestimmung der Einfangraten der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion sowie der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion sind interessante Rückschlüsse auf verbleibende Reaktionskanäle beim Einfang negativer Myonen an ^{13}C und ^{12}C möglich. Da die Beiträge der Einfangreaktionen an ^{16}O im KARMEN-Detektor nicht genau bekannt sind, und der Anteil dieser Reaktionen als klein angenommen werden kann, wird der Myoneinfang am Sauerstoff bei den folgenden Betrachtungen nicht weiter berücksichtigt.

Neben der untersuchten Einfangreaktion in gebundene Zustände kommen für ^{12}C nur noch Einfänge in ungebundene Zustände – also die Emission von einem oder mehrerer Neutronen – in Frage¹³. Mit der in KAP. 5.2.5 bestimmten Multiplizitätsverteilung der Neutronen aus dem Myoneinfang ergibt sich damit die in TAB. 16 berechnete Multiplizitätsverteilung für Neutronen aus dem Myoneinfang an ^{12}C . Da die in

¹²Verwendet man nur den hier für die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion gemessenen Wert, so ist $\alpha_c^{korr} = -0.44 \cdot 10^{-3}$. Benutzt man dagegen die von [Suz 87] gemessene Lebensdauer negativer Myonen in ^{13}C , also die totale Einfangwahrscheinlichkeit, so ist die Korrektur $\alpha_c^{korr} = -0.84 \cdot 10^{-3}$.

¹³Dabei wird angenommen, daß sowohl für ^{12}C als auch für ^{13}C andere Reaktionskanäle (wie etwa die Emission geladener Teilchen) nicht in nennenswertem Umfang stattfinden.

Einfangraten $\Lambda_c [10^3 s^{-1}]$				
	Λ_c^{tot}	Λ_c^{0n}	Λ_c^{1n}	Λ_c^{2n}
^{13}C [Suz 87]	37.7 ± 0.7	$7.5 \pm 1.0^*$	$20.5 \pm 1.3^\dagger$	(9.7 ± 1.8)
^{13}C [Ish 86]	33.8 ± 0.4	$7.5 \pm 1.0^*$	$20.3 \pm 1.3^\dagger$	(6.0 ± 1.7)
^{12}C [Suz 87]	38.4 ± 0.5	$7.2 \pm 0.24^\dagger$	(29.6 ± 0.6)	(1.6 ± 0.3)
Multiplizitäten M_ν				
	M_{av}	M_{0n}	M_{1n}	M_{2n}
^{13}C [Suz 87]	1.06 ± 0.08	0.20 ± 0.03	0.54 ± 0.03	0.26 ± 0.05
^{13}C [Ish 86]	0.96 ± 0.08	0.22 ± 0.03	0.60 ± 0.04	0.18 ± 0.05
^{12}C [Suz 87]	0.87 ± 0.03	0.18 ± 0.01	0.77 ± 0.02	0.05 ± 0.01

Tabelle 16: Bestimmung der Einfangraten in die verschiedenen Reaktionskanäle für ^{12}C und ^{13}C (gebundene Zustände [0n], Emission eines Neutrons [1n] und Emission zweier Neutronen [2n]). Dabei sind die nicht durch eine Messung bestimmten Werte der Einfangraten in Klammern aufgeführt. Aus theoretischen Rechnungen abgeleitete Werte sind mit $*$, die in dieser Auswertung direkt gemessenen Werte durch \dagger gekennzeichnet. Die totalen Einfangraten wurden von Suzuki [Suz 87], bzw. von Ishida [Ish 86] gemessen. Ebenfalls aufgeführt ist die daraus resultierende Multiplizitätsverteilung der Neutronen sowie die mittlere Multiplizität M_{av} .

KAP. 6.1 bestimmte Einfangrate der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion gemessen an den in [Suz 87] und [Ish 86] bestimmten totalen Einfangraten $\Lambda_c^{tot}[^{13}\text{C}]$ kleiner als erwartet ist, muß auch für ^{13}C der Myoneinfang mit Emission zweier Neutronen in Betracht gezogen werden. Benutzt man die in KAP. 6.2 aus theoretischen Berechnungen abgeleitete Einfangrate $\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}] = (7.5 \pm 1.0) 10^3 s^{-1}$, so ergibt sich die in TAB. 16 gezeigte Abschätzung der Werte für die Einfangrate der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu 2n)^{11}\text{B}$ -Reaktion und die daraus folgende Multiplizitätsverteilung für Neutronen aus dem Myoneinfang an ^{13}C . Deutlich sichtbar sind in TAB. 16 die Unterschiede für ^{13}C in der Multiplizitätsverteilung – je nach verwendeter totalen Einfangrate. Besonders auffällig ist aber vor allem die Diskrepanz der Multiplizitätsverteilung zwischen ^{12}C und ^{13}C . Dies läßt sich jedoch erklären, wenn man die hohe Separationsenergie für Neutronen von $S_n = 11.45 \text{ MeV}$ des ^{11}B -Kerns berücksichtigt. So beträgt die Separationsenergie für zwei Neutronen beim ^{13}B -Kern (der beim Myoneinfang an ^{13}C entsteht) $S_{2n} = 8.25 \text{ MeV}$, während sie für den ^{12}B -Kern (Myoneinfang an ^{12}C) $S_{2n} = 14.82 \text{ MeV}$ beträgt, also deutlich größer ist.

^{12}C ist im Detektor mit einem Anteil von 97.4 % an den Myoneinfängen die dominante Komponente. Da der geringe Anteil der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu 2n)^{11}\text{B}$ - und $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu_\mu 2n)^{14}\text{N}$ -Reaktionen in erster Näherung vernachlässigt werden kann, ist die Abschätzung für die $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu 2n)^{10}\text{B}$ -Reaktion sehr zuverlässig. Für die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu 2n)^{11}\text{B}$ -Reaktion ist

dagegen mit einer größeren systematischen Unsicherheit zu rechnen, da zum einen kein gemessener Wert für die Einfangrate der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion vorliegt, und zum anderen zwei sehr unterschiedliche Werte für die totale Einfangrate Λ_{tot} an ^{13}C existieren. Damit ist für eine genaue Analyse der Myoneinfang-Reaktionen an ^{13}C eine Messung der Einfangrate für die $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ -Reaktion sowie eine Überprüfung der von [Suz 87] und [Ish 86] gemessenen Lebensdauer negativer Myonen in ^{13}C notwendig. Wie oben erläutert, ist es mit dem KARMEN-Detektor prinzipiell möglich, die Einfangrate an ^{13}C in gebundene Zustände zu bestimmen. Die dazu benötigte Statistik erfordert jedoch eine Meßzeit von mehr als 8 Wochen.

Wünschenswert wäre eine Wiederholung der in [Kun 86] beschriebenen Messung der Summe der Einfangraten der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{13}\text{B}$ - und der $^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}$ -Reaktion mit einem angereicherten ^{13}C -Target, da dabei nicht zwischen dem ^{12}C - und ^{13}C -Zerfall unterschieden werden müßte. Damit ließe sich dann zum ersten Mal die Einfangrate an ^{13}C in gebundene Zustände über den hier gemessenen Wert für $\Lambda_c[^{13}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n)^{12}\text{B}]$ bestimmen. Dies würde ebenfalls – neben einer besseren Bestimmung des korrelierten Untergrunds der $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}$ -Reaktion – eine genauere Eingrenzung der Einfangrate mit Emission zweier Neutronen ermöglichen und somit wesentlich zum Verständnis der Einfangprozesse an ^{13}C beitragen.

6.4 Bestimmung des induzierten pseudoskalaren Formfaktors F_P

Aus theoretischen Betrachtungen (siehe KAP. 1.3) ergibt sich das Verhältnis des pseudoskalaren F_P zum axialvektoriellen Formfaktor F_A für den Myoneinfang zu:

$$\frac{F_P(q^2 = 0.74m_\mu^2)}{F_A(q^2 = 0.74m_\mu^2)} = -\frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 + 0.74m_\mu^2} \left[1 + \alpha\left(\frac{-q^2}{0.74m_\mu^2}\right) \right] \quad (15)$$

Der Impulstransfer ist dabei auf den festen Wert von $q^2 = 0.74m_\mu^2$ beschränkt. Durch Berechnungen im Rahmen des *Elementary Particle Approach* läßt sich dabei für α die Abhängigkeit von der Myoneinfangrate in den Grundzustand (g.s) von ^{12}B ableiten, die in ABB. 33 dargestellt ist [Min 89]. Somit kann aus der Einfangrate $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}]$ der Wert des pseudoskalaren Formfaktors F_P im $A = 12$ -System berechnet werden. Mit dem KARMEN-Detektor kann jedoch nur die Einfangrate in alle gebundene, d.h gegen Teilchenemission stabile, Zustände mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden. Somit muß zur Bestimmung der Einfangrate in den Grundzustand $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}]$ von der in KAP. 6.2 bestimmten Einfangrate in alle gebundenen Zustände $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}]$ die Einfangrate in die angeregten Zustände $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}^*]$ abgezogen werden. Die genauesten Werte der Einfangrate in die angeregten Zustände von ^{12}B , deren Beitrag zur Einfangrate $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}]$ in der Größenordnung von 10 % liegt, stammen von [Roe 81] und [Gif 81]. Da die Resultate dieser Messungen signifikant von einander abweichen, werden beide Werte zur Berechnung der Einfangrate in den Grundzustand verwendet. Auch die Bestimmung von F_P erfolgt für beide Werte separat. Beide Werte und die sich daraus ergebenden Einfangraten in den Grundzustand sowie der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Wert der Einfangrate $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}]$ sind in TAB. 17 aufgelistet.

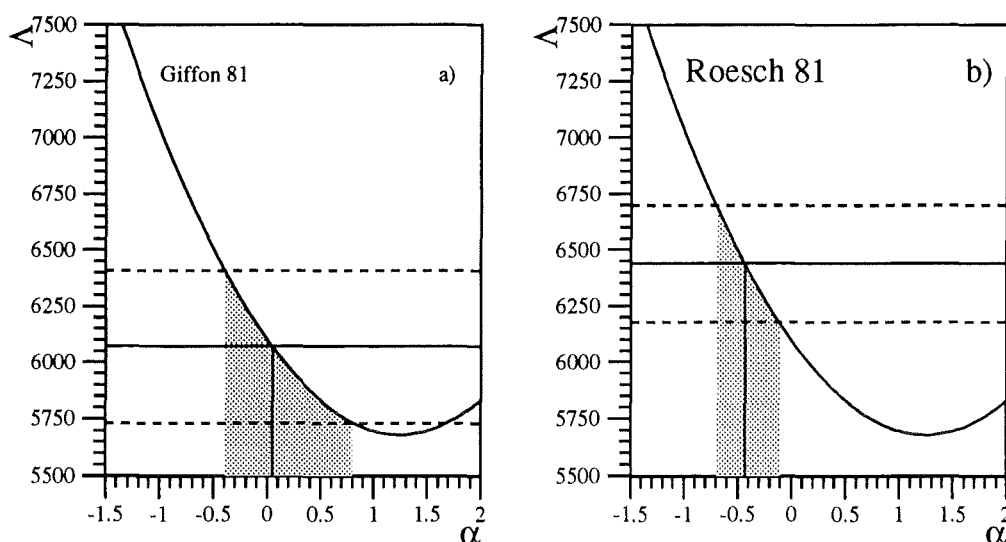


Abbildung 33: Zusammenhang zwischen der Einfangrate Λ in den Grundzustand von ^{12}B und $\alpha(q^2/0.74m_\mu^2)$ aus [Min 89]. Der Fehler der Einfangrate ist durch (- - -) gekennzeichnet; der schraffierte Bereich entspricht dem Fehler für α .

	Giffon 81	Roesch 81
$\Lambda_c(^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}^*)$	$(1.14 \pm 0.24) 10^3 \text{ s}^{-1}$	$(0.77 \pm 0.10) 10^3 \text{ s}^{-1}$
$\Lambda_c(^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B})$	$(7.21 \pm 0.24) 10^3 \text{ s}^{-1}$	
$\Lambda_c(^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}})$	$(6.07 \pm 0.34) 10^3 \text{ s}^{-1}$	$(6.44 \pm 0.26) 10^3 \text{ s}^{-1}$
$\alpha\left(\frac{q^2}{0.74m_\mu^2}\right)$	$+0.1^{+0.7}_{-0.5}$	$-0.4^{+0.3}_{-0.3}$
$\frac{F_P}{F_A}$	$-0.77^{+0.35}_{-0.49}$	$-0.42^{+0.21}_{-0.21}$

Tabelle 17: Bestimmung des pseudoskalaren Formfaktors mit den Messungen der Einfangrate in ungebundene Zustände von Giffon et al.[Gif 81] und Roesch et al.[Roe 81].

In ABB. 33 a) ist die sich aus der von Giffon et al. gemessenen Einfangrate in angeregte Zustände von ^{12}B ergebende Einfangrate in den Grundzustand sowie ihr Fehler dargestellt. Der daraus resultierende Wert für α ist mit seinem Fehler ebenfalls eingezeichnet. Die entsprechende Darstellung für den aus der Messung von Roesch et al. abgeleiteten Wert findet sich in ABB. 33 b). Die sich aus ABB. 33 ergebenden Werte für α und die daraus berechneten Werte für das Verhältnis F_P/F_A sind in TAB. 17 aufgeführt. Es ist zu beachten, daß der sich aus ABB. 33 ergebende Fehler für α (und damit natürlich auch der Fehler für F_P/F_A) empfindlich vom Absolutwert der Einfangrate $\Lambda_c[^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu)^{12}\text{B}_{\text{g.s.}}]$ abhängt. Dies zeigt sich besonders bei dem aus der Messung von Giffon et al. abgeleiteten Wert. Somit ist eine genaue Bestimmung von F_P/F_A nur möglich, wenn die Einfangrate in den Grundzustand entsprechend hoch ist. Neben einer Reduzie-

zung der Fehler der Messungen ist es darüber hinaus unbedingt notwendig, die starke Diskrepanz zwischen den Werten der Einfangrate in ungebundene Zustände zu beseitigen, um einen zuverlässigen Wert für F_P aus der Einfangrate abzuleiten. Eine Bestimmung von F_P durch Messung der Polarisation des ^{12}B beim Einfang polarisierter Myonen an ^{12}C von Kuno et al. liefert (im Rahmen des selben theoretischen Modells) einen Wert von $F_P/F_A = -1.09 \pm 0.31$ [Kun 86]. Der anhand der Messung von Giffon et al. bestimmte Wert für F_P/F_A ist im Rahmen des Fehlers in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Kuno et al., während der mit der Messung von Roesch et al. bestimmte Wert deutlich von diesem abweicht.

A Walk-Korrektur

Die Position eines Ereignisses entlang der Modulachse wird über die Differenzzeit zwischen dem Ansprechen der Photomultiplier zu beiden Seiten des Moduls bestimmt. Da die Höhe der Pulse eine bestimmte Schwelle überschreiten muß (*leading edge Diskriminator*), kommt es zu einer vom Verhältnis zwischen Pulshöhe und Schwelle abhängigen Verzögerung des Signals (Amplituden-Walk). Für Ereignisse, die nicht in der Modulmitte stattfinden, ist, bedingt durch die Abschwächung des Szintillationslichts, der Puls am nahen Ende des Moduls höher als am fernen Ende. Dies hat zur Folge, daß die Walk-Effekte an beiden Enden des Moduls von unterschiedlicher Größe sind und sich somit nicht gegenseitig aufheben. Daraus resultiert eine Verschiebung des durch die Eichung bestimmten Ereignisortes zum Ende des Moduls hin oder sogar über das physikalische Ende des Moduls hinaus. Die Größe des Walks ist dabei direkt vom Verhältnis der Pulshöhen an beiden Enden, also von der Position des Ereignisses¹⁴, und von der im Modul deponierten Energie abhängig. Um Walk-Effekte in der Ortsbestimmung zu korrigieren, wurden zwei unterschiedliche Strategien entwickelt, die im Rahmen dieser Arbeit eingehend getestet wurden:

- Die *gemessene* Walk-Korrektur [Wol 95]: Die *gemessene* Walk-Korrektur liefert eine Korrektur, die vom Verhältnis der deponierten Energie eines Ereignisses relativ zur Schwellenenergie des Moduls abhängig ist. Dies ist deshalb gerechtfertigt, da bei einer Messung der Pulse der Photomultiplier festgestellt werden konnte, daß Amplitude und Integral (also die Energie) eines Ereignisses annähernd proportional sind; also die Pulsform unabhängig von der Energie ist. Die Energieschwelle wurde ebenfalls experimentell als die Energie bestimmt, bei der die Zählrate auf die Hälfte ihres Maximalwerts ansteigt. Die (geringe) Ortsabhängigkeit der Anstiegszeit wird dabei vernachlässigt.
- Die *berechnete* Walk-Korrektur [Rap 95]: Die Größe der *berechneten* Walk-Korrektur ist sowohl von der Energie als auch von der Position eines Ereignisses abhängig. Diese Korrektur beruht auf einer Berechnung der Pulsform der Photomultipliersignale. Dabei wird der Puls des Szintillationslichts durch eine zeitabhängige Funktion beschrieben. Dieser Lichtpuls wird unter Berücksichtigung der Lichtabschwächung und der Geometrie der Module zu den Photomultipliern transportiert. Zur Bestimmung des Walks wird der Puls des Photomultipliers berechnet, indem der Photomultiplier als lineares System behandelt und durch eine Transferfunktion beschrieben wird.

Zusätzlich verfügen beide Methoden über eine sogenannte *maximale* Walk-Korrektur, die speziell für den Nachweis der Neutronen entwickelt wurden. So muß selbst beim Nachweis der Neutronen über die $Gd(n, \gamma)$ -Reaktion, bei der 8 MeV freigesetzt werden, aufgrund der mittleren Multiplizität der emittierten γ -Quanten von drei, davon ausgegangen werden, daß der von einem γ -Quant erzeugte Photomultiplierpuls gerade über der Schwelle liegt. Daher erfolgt bei der *maximalen* Walk-Korrektur die Korrektur, als hätte das Ereignis, unabhängig von seiner Energie, einen maximalen Walk.

¹⁴Das Verhältnis der beiden Pulshöhen ergibt sich über die Lichtausbeutekurven eines Moduls aus der Position entlang der Modulachse

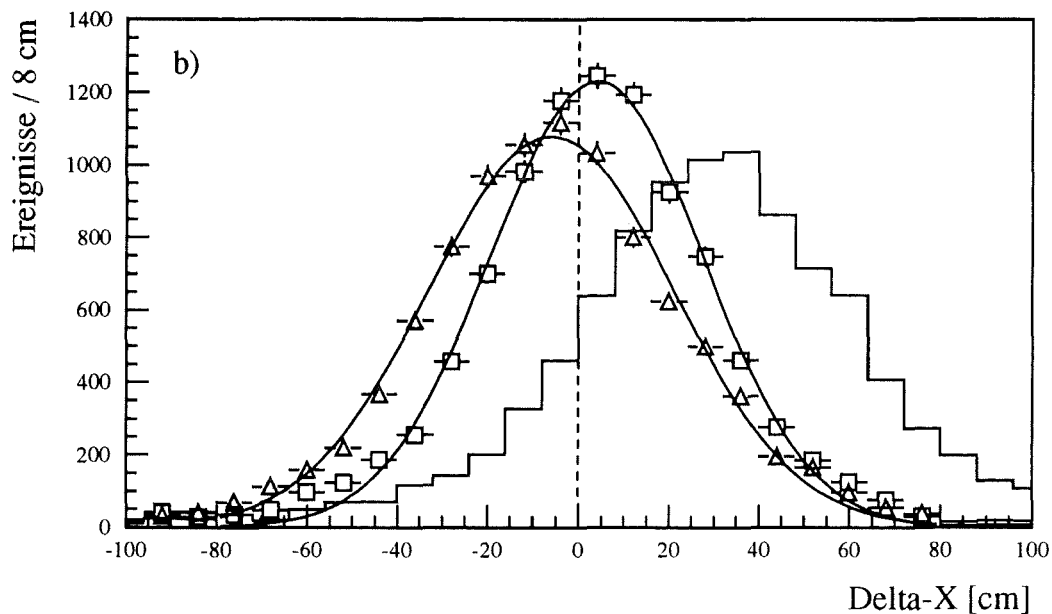
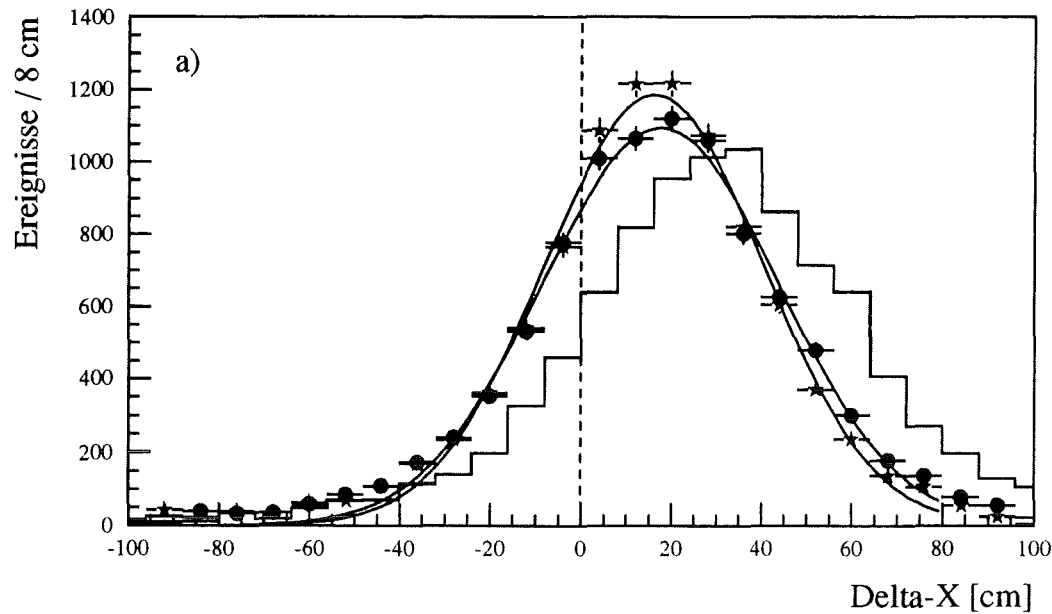


Abbildung 34: Verteilung der Differenzorte der nachgewiesenen γ -Quanten aus den Neutronenfängen relativ zum gestoppten Myon.

a) Unkorrigierte Verteilung (—) im Vergleich zu den normalen Walk-Korrekturen: Die gemessene Walk-Korrektur (•) mit einer Breite von $\sigma = 26.1\text{cm}$ und einem Mittelwert von $m = 17.6\text{cm}$ und die berechnete Walk-Korrektur (✱) mit $\sigma = 24.1\text{cm}$ und $m = 16.2\text{cm}$.

b) Unkorrigierte Verteilung (—) im Vergleich zu den maximalen Walk-Korrekturen: Die gemessene, maximale Walk-Korrektur (Δ) mit einer Breite von $\sigma = 27.1\text{cm}$ und einem Mittelwert von $m = -6.0\text{cm}$ und die berechnete, maximale Walk-Korrektur (\square) mit $\sigma = 23.3\text{cm}$ und $m = 4.0\text{cm}$.

Im folgenden werden die Resultate der beiden Methoden anhand des Neutroneneinfangs und des ^{12}B -Zerfalls vorgestellt. Neben der hohen Statistik besitzen diese myoninduzierten Reaktionen den Vorteil, daß ihre wahre Position durch das gestoppte Myon gegeben ist: Aufgrund seiner hohen Energie ist die Position des Myons entlang der Modulachse praktisch nicht dem Walk unterworfen. Da Walk-Effekte mit zunehmender Entfernung von der Modulmitte zunehmen, werden für die folgenden Abbildungen nur Myonen berücksichtigt, die in einer Entfernung von 100 cm bis 140 cm zur Modulmitte gestoppt wurden. In den Abbildungen ist eine deutliche Verschiebung der nicht korrigierten Verteilung (—) zu den Modulenden hin erkennbar. Diese Verschiebung ist ein direktes Maß für die Größe des Walks, da sich bei Abwesenheit von Walkeffekten für die Verteilung der Differenzorte eine Gaußverteilung mit der Breite der Ortsauflösung¹⁵ und einem Mittelwert von Null ergeben sollte.

Neutronen

Wegen der niedrigen Energien der γ -Quanten aus dem Neutroneneinfang machen sich Walkeffekte besonders drastisch bemerkbar. Bei der in ABB. 34 gezeigten unkorrigierten Verteilung der Differenzorte liegt der Mittelwert der Verteilung bei 40 cm. Sowohl die *gemessene* als auch die *berechnete, normale* Walk-Korrektur (ABB. 34a) führen schon zu einer merklichen Verbesserung, so daß die Verschiebung der Mittelwerte beider Verteilungen um mehr als die Hälfte verringert wird. Eine fast perfekte Korrektur wird bei Verwendung der *maximalen* Korrekturen möglich (ABB. 34b). Dabei macht sich jedoch für die *gemessene* Walk-Korrektur eine leichte Überkompensierung bemerkbar, so daß der Mittelwert der Verteilung über den Nullpunkt hinausgeschoben wird. TAB. 18 bietet zur besseren Übersicht einen direkten Vergleich der verschiedenen Walk-Korrekturen. Dabei sind die Breiten und Mittelwerte der entsprechend angepaßten Gaußverteilungen für Neutronen mit einem Produktionsort zwischen 100 cm und 140 cm sowie zwischen -140 cm und +140 cm angegeben.

	100 cm \leq Myon \leq 140 cm		-140 cm \leq Myon \leq 140 cm	
	σ	m	σ	
ohne Korrektur	34.3 cm	38.7 cm	37.8 cm	
<i>normale</i>	<i>berechnete WK</i>	24.1 cm	16.2 cm	30.4 cm
	<i>gemessene WK</i>	26.1 cm	17.6 cm	30.5 cm
<i>maximale</i>	<i>berechnete WK</i>	23.5 cm	4.0 cm	24.9 cm
	<i>gemessene WK</i>	27.1 cm	-6.0 cm	28.9 cm

Tabelle 18: Ergebnisse der verschiedenen Walk-Korrekturen (WK) für Neutronen.

¹⁵Dies ist nur näherungsweise richtig, da neben der Ortsauflösung auch die Reichweite der beobachteten Teilchen berücksichtigt werden muß.

Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall

In der unkorrigierten Verteilung der Differenzorte für die Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall (ABB. 35), deren Energie bis 13.4 MeV reicht, ist ebenfalls eine starke Verschiebung des Mittelwerts um 15 cm zum Modulende hin erkennbar. Darüber hinaus ist für große Differenzorte ein Fuß der Verteilung sichtbar, der von Ereignissen mit einer Energie von weniger als 4 MeV verursacht wird und von beiden Walk-Korrekturen nur ungenügend berichtigt wird. Abgesehen davon führt vor allem die *gemessene* Walk-Korrektur zu einer sehr guten Korrektur des Walks. Dies zeigt sich sowohl im kleinen Mittelwert der angepassten Gaußverteilung von $m = 2.6\text{ cm}$ als auch in der Breite von $\sigma = 11.6\text{ cm}$. Bei der *berechneten* Walk-Korrektur wird der Mittelwert auf $m = 8.4\text{ cm}$ bei einer Breite von $\sigma = 10.5\text{ cm}$ korrigiert.

Die geringe Verschiebung des Mittelwerts bei der *gemessenen* Walk-Korrektur führt für Elektronen über die gesamte Modullänge zu einer mit $\sigma = 10.1\text{ cm}$ deutlichen Verbesserung gegenüber der unkorrigierten mit $\sigma = 14.6\text{ cm}$. Bei Verwendung der *berechneten* Walk-Korrektur ergibt sich ein Wert von $\sigma = 12.8\text{ cm}$.

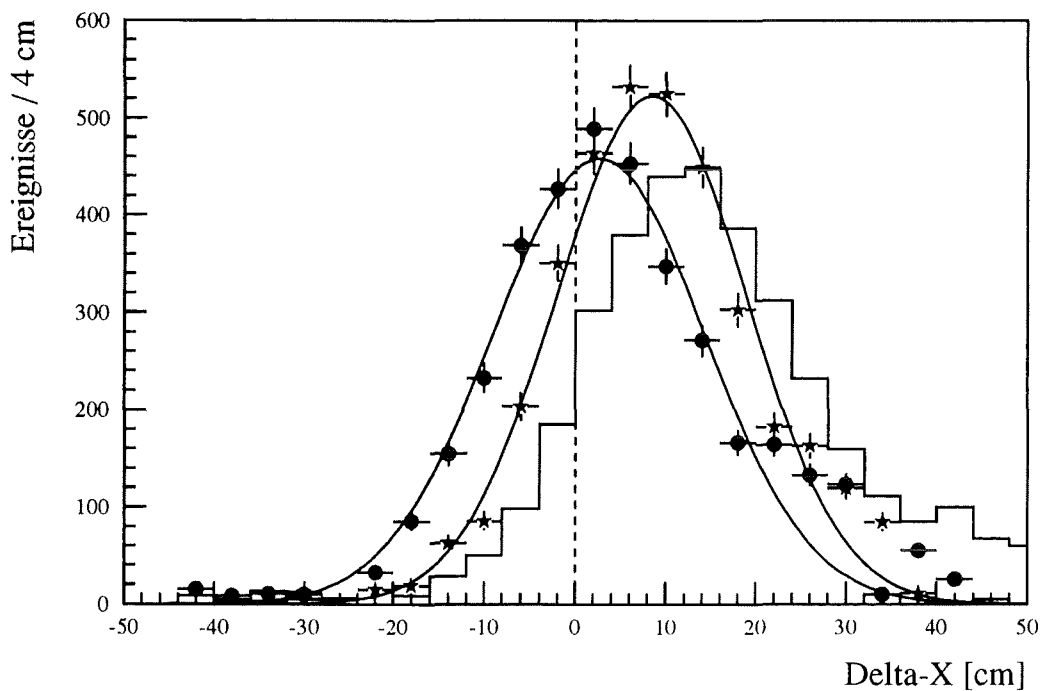


Abbildung 35: Verteilung der Differenzorte der Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall relativ zum gestoppten Myon. Unkorrigierte Verteilung (—) im Vergleich zu den normalen Walk-Korrekturen: *gemessene* Walk-Korrektur (\bullet) mit $\sigma = 11.6\text{ cm}$ und einem Mittelwert $m = 2.6\text{ cm}$ sowie die *berechnete* Walk-Korrektur (\star) mit $\sigma = 10.5\text{ cm}$ und $m = 8.4\text{ cm}$.

Literatur

- [Ajz 86] F.Ajzenberg–Selove, Nucl. Phys A **460** (1986) 1
- [Ajz 90] F.Ajzenberg–Selove, Nucl. Phys A **506** (1990) 1
- [Ajz 91] F.Ajzenberg–Selove, Nucl. Phys A **523** (1991) 1
- [All 75] O.C.Allkofer, Introduction to Cosmic Radiation; Verlag Karl Thiemig, München (1975)
- [All 84] O.C.Allkofer, P.K.F.Grieder, Physik Daten Nr. 25–1; Fachinformationszentrum, Karlsruhe (1984)
- [Arm 91] D.S.Armstrong et al., Phys.Rev C **43** (1991) 1425
- [Beh 76] H.Behrens, L.Szybisz, Physik Daten Nr. 6–1; Fachinformationszentrum, Karlsruhe (1976)
- [Bud 70] Y.G.Budjashov et al., Soviet Phys. **31** (1970) 651
- [Des 79] P.Desgrolard, P.A.M.Guichon, Phys. Rev. C **19** (1979) 120
- [Deu 93] J.Deutsch, Muonic Atoms and Molecules, Monte Verità; Birkhäuser Verlag, Basel (1993) 3
- [Dre 90] G.Drexlin, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1990)
- [Dre 93] G.Drexlin, private Mitteilung
- [Dre 94] G.Drexlin, Prog. in Part. and Nucl. Phys. **32** (1994); 375
- [Ebe 92] V.Eberhard, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1992)
- [Eit 91] K.Eitel, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und KfK (1991)
- [Eit 95] K.Eitel, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe und KfK (1995)
- [Fet 94] W.Fetscher, Phys. Rev. D **49** (1994) 5945
- [Gem 89] H.Gemmeke et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **36** (1989) 718
- [Ger 93] S.S.Gerstein, Muonic Atoms and Molecules, Monte Verità; Birkhäuser Verlag, Basel (1993) 169
- [Gif 81] M.Giffon et al., Phys. Rev. C **24** (1981) 241
- [Gra 93] W.Grandegger, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1993), KfK–Bericht 5122
- [Gre 85] L.Grenacs, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35** (1985) 455
- [Han 91] T.Hanika, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1991)

- [Ish 86] K.Ishida et al., Phys. Lett. **B 167** (1986) 31
- [Jam 89] F.James, M.Roos, Minuit Long Write-up; Cern Programm Library **D 506** (1989) 1
- [Kai 77] W.Kaina et al., Phys. Lett. **B 70** (1977) 411
- [Kan 73] F.R.Kane, Phys. Lett. **45** (1973) 292
- [Kim 79] C.W.Kim, H.Primakoff, Mesons in Nuclei; North Holland Publishing Company (1979) 67
- [Kle 94] M.Kleifges, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1994), KfK-Bericht 5394
- [Kol 93] E.Kolbe et al., Phys. Reports **227** (1993) 37
- [Koz 85] T.Kozlowski et al., Nucl. Phys. **A 436** (1985) 717
- [Kun 86] Y.Kuno et al., Z. Phys. A-Atomic Nuclei **323** (1986) 69
- [Lif 88] M.Lifshitz, P.Singer, Phys. Lett. **215** (1988) 607
- [May 92] T.Mayer-Kuckuk, Kernphysik; B.G. Teubner, Stuttgart (1992)
- [Min 89] S.L.Mintz, M.Pourkaviani, Phys. Rev. **C 40** (1989) 2458
- [Muk 77] N.C.Mukhopadhyay, Phys. Reports **30** (1977) 1
- [Muk 80] N.C.Mukhopadhyay, Nucl. Phys. **A 335** (1980) 111
- [Noz 83] S.Nozawa et al., Prog. Theor. Phys. **70** (1983) 892
- [PDG 92] Particle Data Group, Phys. Rev. **D 45** (1992) 1
- [Ple 71] M.E.Plett, S.E.Sobottka, Phys. Rev. **C 3** (1971) 1003
- [Rap 91] J.Rapp, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und KfK (1991)
- [Rap 95] J.Rapp, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe und KfK (1995)
- [Roe 81] L.P.Roesch et al., Phys. Lett. **B 107** (1981) 31
- [Sch 83] A.Van der Schaaf et al., Nucl. Phys. **A 408** (1983) 573
- [Sch 93] F.B.Schilling, Dissertation, Universität Erlangen (1993)
- [Scn 93] H.Schneuwly, Muonic Atoms and Molecules, Monte Verità; Birkhäuser Verlag, Basel (1993) 209
- [Seg 77] E.Segré, Nuclei and Particles; The Benjamin/Cummings Publishing Company, Reading, Massachusetts (1977)
- [Suz 87] T.Suzuki et al., Phys. Rev. **C 35** (1987) 2212

- [Wöl 92] S.Wölfe, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1992),
KfK-Bericht 5064
- [Wol 95] J.Wolf, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe und KfK (1995)
- [Wri 92] D.H.Wright et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research **A 320** (1992) 249
- [Wyt 78] A.Wyttenbach et al., Nucl. Phys. **A 294** (1978) 278
- [Zei 94] B.Zeitnitz, Prog. in Part. and Nucl. Phys. **32** (1994) 351
- [Zei 94b] C.Zeitnitz, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research **A 349** (1994) 106