



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5636

**Kalibration des KARMEN-
Detektors und die Analyse
inklusive Neutrino-Reaktio-
nen mit ^{12}C**

J. Wolf

Institut für Kernphysik

September 1995

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5636

**Kalibration des KARMEN-Detektors
und die Analyse
inklusive Neutrino-Reaktionen mit ^{12}C**

Joachim Wolf

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

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-Neutrinoexperiment wird an der Spallationsneutronenquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratorium in England betrieben. Es hat zwei Hauptziele, die Suche nach Neutrino-Oszillationen und die Untersuchung von neutrinoinduzierten Kernanregungen. ISIS liefert drei verschiedene Neutrinos, die aus π^+ -Zerfällen (ν_μ) und den nachfolgenden μ^+ -Zerfällen ($\bar{\nu}_\mu, \nu_e$) stammen. Da etwa 99.96% der Teilchen vor ihrem Zerfall innerhalb des Spallationstargets gestoppt werden, haben die Neutrinos wohldefinierte Energien, die sich aus der Zerfallskinetik berechnen lassen. Das Spektrum umfaßt mittlere und niedrige Energien zwischen 0 und 52.8 MeV. Der KARMEN-Detektor weist die Neutrino-Reaktionen mit Hilfe von 65 m³ organischen Flüssigszintillator nach, dessen ¹²C-Kerne gleichzeitig die Reaktionspartner für die untersuchten Neutrino-Kern-Anregungen liefern.

Diese Arbeit umfaßt zwei Teile. Der erste Teil beschreibt die Kalibration der Detektordaten, die zwischen 1992 und 1994 komplett überarbeitet und in weiten Teilen neu konzipiert wurde. Sie schließt alle aufgenommenen Daten ein, die sich hauptsächlich aus Energie-, Orts- und Zeitinformationen zusammensetzen.

Im zweiten Teil werden die Neutrino-Reaktionen mit ¹²C über eine *Single Prong Analyse* untersucht. Die Auswertung wurde mit den Neutrinos aus dem Myonzerfall durchgeführt. Sie schließt sowohl die *neutral current* Anregung des ¹²C(15.11 MeV)-Niveaus durch $\bar{\nu}_\mu$ und ν_e ein, als auch die inklusive *charged current* Anregung zum ¹²N durch ν_e . Der Wirkungsquerschnitt für die *neutral current* Anregung wurde mit

$$\langle \sigma(^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*) \rangle^{NC} = (10.98 \pm 1.05(\text{stat.}) \pm 0.82(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

bestimmt. Die inklusive Reaktion setzt sich aus Übergängen zum Grundzustand und zu angeregten Stickstoff-Niveaus zusammen. Da der ¹²N-Grundzustand, im Gegensatz zu den teilcheninstabilen angeregten Niveaus, über einen β^+ -Zerfall mit einer Lebensdauer von 16 ms zerfällt, kann er durch seine sequentielle Signatur eindeutig identifiziert werden. Der Wirkungsquerschnitt wurde bereits im Rahmen anderer Arbeiten aus der Sequenzanalyse ermittelt. Durch die Subtraktion der bekannten Grundzustandsübergänge konnte der *charged current* Wirkungsquerschnitt für den Übergang zu angeregten Zuständen bestimmt werden mit:

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

Der Vergleich der experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Vorhersagen nach dem Standardmodell zeigt eine hervorragende Übereinstimmung in einem Energiebereich, der besonders für astrophysikalische Modelle der neutrinoinduzierten Elementsynthese und für die dynamischen Prozesse in Supernovamodellen von Bedeutung ist.

Calibration of the KARMEN Detector and the Analyses of Inclusive Neutrino Reactions with ^{12}C

Abstract

The KARMEN neutrino experiment is taking data at the spallation neutron source ISIS at the Rutherford Appleton Laboratory in England. Its major aims are the search for neutrino oscillations and the investigation of neutrino-induced excitation of nuclei. ISIS provides three different kinds of neutrinos from the π^+ decay (ν_μ) and from the subsequent μ^+ decay ($\bar{\nu}_\mu, \nu_e$). About 99.96% of these charged particles are stopped within the target material before they are decaying. Therefore the neutrinos have well defined energies, determined by the kinematics of the decay at rest. The spectrum includes energies between 0 and 52.8 MeV. The KARMEN detector detects neutrino reactions with 65 m^3 of a liquid organic scintillator. In addition the ^{12}C nuclei of the scintillator are used as reaction partner for the observed neutrino nuclei excitation.

This thesis includes two parts. The first part describes the calibration of the detector data. Between 1992 and 1994 the concept of the calibration has been completely reworked and newly conceived in large parts. It includes all data, which are mainly composed of energy, position and time signals.

The second part investigates neutrino reactions with ^{12}C using a *single prong analysis*. The evaluation was made with neutrinos from muon decay. It includes the *neutral current* excitation of the $^{12}\text{C}(15.11\text{MeV})$ level by $\bar{\nu}_\mu$ and ν_e as well as the inclusive *charged current* excitation to ^{12}N by ν_e . The cross section of the *neutral current* excitation has been determined as:

$$\langle \sigma(^{12}\text{C}(\nu, \nu') ^{12}\text{C}^*) \rangle^{NC} = (10.98 \pm 1.05(\text{stat.}) \pm 0.82(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

The inclusive reactions are composed of transitions to the ground state and to excited levels of nitrogen. The ^{12}N ground state decays — in contrary to the particle-unstable excited states — via β^+ -decay with a mean lifetime of 16 ms. This sequential signature allows a clear identification of the ground state. The cross section has been determined already in another thesis. With the subtraction of the well known ground state transitions the *charged current* cross section has been determined for transitions to excited states of nitrogen:

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

The cross sections found in the experiment are in excellent agreement with the theoretical predictions of the standard model, in an energy range especially interesting in astrophysics for models of neutrino-induced synthesis of nuclei and for dynamic processes in supernova models.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Das KARMEN-Experiment	16
2.1	Die Neutrinoquelle ISIS	16
2.2	Das physikalische Programm	18
2.2.1	Neutrino-Oszillationen	20
2.2.2	Neutrino-Kern-Reaktionen	24
2.3	Der Detektor	37
2.4	Die Elektronik	42
2.4.1	Analogelektronik	43
2.4.2	Trigger	47
2.4.3	Der Testpulser SCEPTU	56
2.5	Der Laser-Kalibrationsmonitor	57
2.6	Die KARMEN-Datenstruktur	58
2.7	Kalibration des KARMEN-Detektors	58
3	Ortskalibration	61
3.1	Messung von dt	62
3.2	DT-Kalibration	65
3.2.1	Flanken des DT-Spektrums	65
3.2.2	Modulmitte und defekte Module	66
3.3	Walk-Korrektur	69
3.3.1	Gemessener Amplituden-Walk	70
3.3.2	Schwellen-Messung	71
3.3.3	ADC-Konversionsfaktor	73

3.3.4	Neue Methode zur Walk-Korrektur	73
3.4	Ortsauflösung eines KARMEN-Moduls	73
4	Energiekalibration	76
4.1	Energiemessung	77
4.2	Energie des Landau-Maximums	78
4.2.1	Monte-Carlo-Simulation der Landau-Verteilung	79
4.2.2	Absolute Eichung über das Michelspektrum	79
4.3	Lichtausbeutemessung	81
4.3.1	Ortsabhängige Lichtausbeute	83
4.3.2	Update der Lichtausbeutekurven	86
4.4	<i>Leakage</i> -Korrektur	87
4.4.1	Messung der <i>Leakage</i> -Eichparameter	89
4.4.2	Korrektur eines Ereignisses	93
4.4.3	Korrektur der Lichtausbeutekurven	94
4.5	Pedestal-Messung	94
4.6	Energieauflösung	95
5	Zeitkalibration	98
5.1	T_{rel} -Kalibration	99
5.1.1	T_{rel} -Messung	99
5.1.2	Messung der T_{rel} -Eichparameter	105
5.1.3	Beispiel für die Anwendung von T_{rel}	107
5.2	Absolutzeit eines Ereignisses	108
5.2.1	Messung der Ereigniszeit	109
5.2.2	Kalibration von t_0 (TO_NS)	112
5.2.3	Messung der Laufzeit in den Lichtleitern	119
5.2.4	Korrektur des BPM-Walks	122
5.3	Zeitauflösung des KARMEN-Detektors	124
6	Entwicklung und Zukunft der Kalibration	127
6.1	Ortskalibration	127
6.2	Energiekalibration	128

6.3	Zeitkalibration	129
6.4	Fehlerliste	129
6.5	Zukunft der Kalibration	129
7	Neutrino–Kern–Reaktionen im KARMEN–Detektor	131
7.1	“Single Prong” Spektrum	131
7.1.1	Kosmischer Untergrund	131
7.1.2	Strahlkorrelierter Neutronen–Untergrund	139
7.1.3	Strahlkorrelierte Neutrino–Reaktionen	142
7.2	“Single Prong” Analyse	146
7.2.1	Experiment–Datensatz	146
7.2.2	Neutrinofluß	148
7.2.3	Datenreduktion	148
7.2.4	“Single Prong” Zeitspektrum	149
7.2.5	Prebeam–Untergrund Subtraktion zur Bestimmung des Energiespektrums . . .	151
7.2.6	Maximum Likelihood zur Bestimmung des Energiespektrums	152
7.2.7	Reaktionsrate und Wirkungsquerschnitt	153
7.2.8	Detektorgeometrie und Teilchendichte	154
7.2.9	Nachweiswahrscheinlichkeit	155
7.2.10	Zählraten	158
7.2.11	Wirkungsquerschnitte	160
7.2.12	Test der μ –e–Universalität	163
8	Resümee und Ausblick	164
A	Änderungen im KARMEN–Trigger	166
A.1	Änderungen der ASTERIX–Schwellen	166
A.2	Änderungen im MLU–Trigger	166
A.3	Änderungen im TRIP	169
A.4	Umbau der ADC–Einheiten	171
A.5	Änderungen im Timing	171
A.6	Änderungen im Software–Trigger	172

B	Details der Kalibration	173
B.1	Fehlerliste	173
B.2	Landau-Fit	173
B.3	Leakage-Korrektur 2. Ordnung	176
B.4	HV-Einstellung der Photomultiplier	178
B.5	Pedestal-Messung	180
B.5.1	Pedestal-Messung mit OBELIX	180
B.5.2	Pedestal-Messung mit modifiziertem ADC-Interface	181
B.5.3	Pedestal-Korrektur	183
B.6	Korrektur verschiedener TDC-Steigungen	185

Abbildungsverzeichnis

2.1	Zeit und Energie der ISIS Neutrinos	17
2.2	Grundriß Haupt-Target und KARMEN-Bunker	19
2.3	Oszillations-Wahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$	21
2.4	KARMEN-Oszillationslimits	23
2.5	Das $A = 12$ Isospintriplett	25
2.6	Gemessene q^2 -Abhängigkeit des axialen Formfaktors	27
2.7	Zerfallsschema der angeregten $^{12}N^*$ -Niveaus	30
2.8	Energieabhängiger NC-Wirkungsquerschnitt	33
2.9	Energieabhängiger CC-Wirkungsquerschnitt	34
2.10	Exklusive CC-Anregung zum $^{12}N_{gs}$	35
2.11	Simuliertes Single Prong Spektrum der ^{12}C -Reaktionen	36
2.12	Skizze des KARMEN-Bunkers mit Detektor	38
2.13	Skizze des KARMEN-Detektors	39
2.14	Totalreflektion in einem KARMEN-Modul	40
2.15	KARMEN-Detektor in drei Projektionen	41
2.16	KARMENShield-Detektor	43
2.17	Schema der KARMEN-Elektronik	44
2.18	Schema einer ASTERIX-Karte	45
2.19	Adressanordnung im Hauptdetektor	47
2.20	Schema des KARMEN-Triggers	48
2.21	Nichtlinearität von ΣE und M für den TRIP	52
2.22	TRIP-Matrizen für <i>Neutral</i> und <i>Calcos</i> Ereignisse	53
2.23	Jitter der ISIS Zeit-Signale	54
2.24	Zeitfenster einer Strahlperiode	55

2.25	Spuren von <i>Calibration Cosmics</i>	59
3.1	Schema der dt -Messung	61
3.2	Amplituden- und Anstiegs-Walk	63
3.3	DT-Spektrum	66
3.4	Linearität von DT in defekten Modulen	67
3.5	Ortsauflösung bei hohen Energien	69
3.6	Prinzip der Walk-Korrektur	70
3.7	Schwellenbestimmung	71
3.8	Verteilung der ASTERIX-Schwellen	72
3.9	Neue Methode zur Walk-Korrektur	74
3.10	Energieabhängige Ortsauflösung	75
4.1	Sichtbare Energie von Protonen	78
4.2	Monte-Carlo Landau-Spektrum	79
4.3	Michel-Spektrum	80
4.4	Akzeptanzwinkel für <i>Calibration Cosmics</i>	82
4.5	Ortsabhängige Spurlängen von Myonen	83
4.6	Gemessene Landau-Spektren	84
4.7	Ortsabhängige Lichtausbeutekurven	85
4.8	Ortsschnitte für die <i>Update</i> -Spektren	87
4.9	Zeitlicher Verlauf der <i>Update</i> -Werte	88
4.10	Schema der <i>Leakage</i>	89
4.11	Nachweiswahrscheinlichkeit für <i>Leakage</i> -Licht	90
4.12	Gemessene <i>Leakage</i> -Verteilung	91
4.13	Akzeptierte Module bei der <i>Leakage</i> -Auswertung	92
4.14	<i>Calibration Cosmics</i> für die <i>Leakage</i> -Auswertung	93
4.15	<i>Leakage</i> -korrigierte Lichtausbeutekurven	95
5.1	Schema der T_{rel} -Messung	100
5.2	Walk-Effekt von t_{or} im ADC-Interface	102
5.3	Verteilung der T_{rel} -Parameter	104
5.4	Zeitauflösung der Photomultiplier	106

5.5	Geschwindigkeit und Richtung von <i>Calibration Cosmics</i>	108
5.6	Schema der t_0 -Messung	110
5.7	Reemissionspuls in einem KARMEN-Modul	114
5.8	Čerenkov-Walk des Laser-Signals	115
5.9	Čerenkov-Signal des ISIS-Protonenstrahls	116
5.10	BPM-Signal, aufgenommen mit dem 1 GHz-Oszilloskop	116
5.11	Signallaufzeit in einem Photomultiplier	117
5.12	Prinzip der Laufzeitmessung in Lichtleitern	120
5.13	Laser-Puls vor dem Eintritt ind den Lichtleiter	121
5.14	Reflektierter Laser-Puls aus dem Lichtleiter	121
5.15	Lichtlaufzeiten für verschiedene Wellenlängen	122
5.16	BPM-Signal, aufgenommen mit dem Transienten-Rekorder	124
5.17	Bestimmung der BPM-Schwelle	125
5.18	BPM-Walk-Korrektur über der Pulshöhe	126
7.1	Myonreaktionen im KARMEN-Detektor	133
7.2	Energiespektrum der Myonreaktionen	134
7.3	Spektren der Folgeprodukte nach einem Myoneneinfang	135
7.4	Stack- und SMU-Rate pro Strahlperiode	136
7.5	Ereigniszeit – SMU-Zeit	137
7.6	Fiducial volume im KARMEN-Detektor	138
7.7	Energiespektrum der restlichen Single Prong Ereignisse	139
7.8	Strahlkorrelierte schnelle Neutronen	140
7.9	Zeitspektrum langsamer Neutronen	141
7.10	Simulierte Detektorantwort der verschiedenen Neutrinoereaktionen	143
7.11	Single Prong Zeitspektrum	150
7.12	Vergleich der ML- und der <i>prebeam</i> -Methode	151
7.13	Efficiency nach der Stack- und SMU-Totzeit	158
7.14	Gemessenes Neutrino-Energiespektrum	162
A.1	TRIP-Matrizen für <i>Neutral</i> und <i>Calcos</i> Ereignisse	169
A.2	TRIP-Matrizen für <i>Neutral</i> und <i>Calcos</i> Ereignisse	170
A.3	TRIP-Matrizen für <i>Calcos</i> Ereignisse Run 41 und 48	171

B.1	Landau-Fit eines Monte-Carlo-Spektrums	175
B.2	Landau-Fit mit Experiment-Daten	175
B.3	<i>Leakage</i> -Licht bei Energiedeposition in mehreren Modulen	176
B.4	Spannungsversorgung für zwei Photomultiplier	179
B.5	Zwischenstecker zur Pedestal-Messung	182
B.6	Differenz der beiden Pedestal-Messungen	183
B.7	Unkorrigiert 50%-Schwellen	184
B.8	TDC0/1-Zeit über der TDC-Differenz $TDC2_{VEV} - TDC0/1(1. \text{ Ereignis})$	185

Tabellenverzeichnis

2.1	Theoretische Charged Current Wirkungsquerschnitte	32
2.2	Theoretische Neutral Current Wirkungsquerschnitte	32
2.3	Moduladressen	46
2.4	Beschreibung der Ein- und Ausgangsleitungen der MLU	50
2.5	Timer-Werte des KARMEN-Triggers	54
3.1	Verschiedene Modultypen	62
5.1	Kanäle von <i>TDC2</i>	109
5.2	<i>TO_NS</i> -Parameter für verschiedene KARMEN-Runs	119
5.3	Lichtlaufzeiten und Längen der Lichtleiter	123
7.1	Zerfallskanäle des 15.11 MeV-Niveaus von ^{12}C	144
7.2	Leistung von ISIS	147
7.3	Neutrinos pro Proton	148
7.4	Zählraten der <i>Prebeam</i> -Subtraktion	152
7.5	Zählraten der <i>Maximum Likelihood</i> -Methode	153
7.6	Detektorvolumen	154
7.7	Teilchendichte im Detektor	155
7.8	Nachweiswahrscheinlichkeit Energie, Ort	156
7.9	Nachweiswahrscheinlichkeit Zeit	157
7.10	Neutrinozählrate CC-Fenster (<i>Prebeam</i>)	159
7.11	Neutrinozählrate NC-Fenster (<i>Prebeam</i>)	159
7.12	Neutrinozählrate CC-Fenster (M.L.)	160
7.13	Neutrinozählrate NC-Fenster (M.L.)	160
7.14	Subtrahierte sequentielle Reaktionen	161

7.15 Experimentelle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Schnitte	161
A.1 ASTERIX-Schwellen	166
A.2 Ein- und Ausgangsleitungen der MLU bei Run 16	167
A.3 MLU-Schwellen	168
A.4 Ausgangsleitungen der MLU von Run 17 bis 31	168
A.5 Änderungen im Timing seit Run 16	172
B.1 Definition der <i>Errorlist</i> Bits	174

Kapitel 1

Einleitung

Als Wolfgang Pauli in seinem berühmt gewordenen Brief vom 4. Dezember 1930 an die *“lieben Radioaktiven”* ein neues Teilchen — das Neutrino — als Lösung des Energieproblems beim β -Zerfall vorschlug, glaubte er nicht daran, daß ein solches Teilchen jemals experimentell nachgewiesen werden könne [Sut92]. Er sollte fast 30 Jahre lang recht behalten, bevor der direkte experimentelle Nachweis von Elektronantineutrinos über die Reaktion $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ gelang [Rei59]. Das postulierte Teilchen sollte elektrisch neutral sein, Spin $\frac{1}{2}$ tragen und eine sehr kleine Masse haben. Die Entdeckung des Neutrons im Jahre 1932 [Cdw32] vervollständigte das damalige Bild des Atomkerns und ermöglichte Enrico Fermi (1934) die erste Formulierung der Theorie der schwachen Wechselwirkung. Mit Paulis hypothetischem Teilchen und Chadwicks Neutron gelang es ihm erstmals, das experimentell beobachtete β -Spektrum mit einer punktförmigen Vier-Fermion-Wechselwirkung theoretisch zu berechnen [Fer34]. Fermi beschrieb den β -Zerfall in Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung als Wechselwirkung zwischen einem hadronischen und einem leptonischen, jedoch ladungsändernden Vektorstrom.

Zwei Jahre später wiesen Gamow und Teller darauf hin, daß Fermis Vektor-Vektor-Kopplung nicht die einzige mögliche Lorentz-invariante Struktur der Stromdichte ist. Es kamen fünf verschiedene Stromdichten in Frage: die skalare (S), vektorielle (V), tensorielle (T), pseudoskalare (P) und die axialvektorielle (A) Stromdichte. Die Einschränkung, daß die Hamiltonfunktion einkomponentig sein muß, begrenzt die möglichen Kombinationen der Strom-Strom-Wechselwirkung auf Linearkombinationen der Produkte SS, VV, TT, AA, PS und VA [Gro89]. Die Entscheidung, welcher der Wechselwirkungsterme der richtige war, ließ jedoch noch 20 Jahre auf sich warten. Die Paritätserhaltung, die für die starke und elektromagnetische Wechselwirkung gilt, wurde bis zum Ende der 50-er Jahre auch für die schwache Wechselwirkung als selbstverständlich angenommen. Darum wurden die beiden Strukturen PS und VA, die zu einer pseudoskalaren Hamiltonfunktion führen, zuerst nicht als mögliche Lösungen der Strom-Strom-Wechselwirkung betrachtet, da dies gleichbedeutend mit einer Verletzung der Parität wäre.

Im Jahre 1957 entdeckte C.S. Wu jedoch eine überraschende Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung, die Paritätsverletzung. Diese Möglichkeit war kurz zuvor von Lee und Yang vorgeschlagen worden [Lee56], um Probleme bei der Beschreibung des Zerfalls von *seltsamen (strange)* Teilchen ($\Theta - \tau$ Rätsel, K^+ -Zerfall) zu erklären. Die Berücksichtigung der Paritätsverletzung führte zu der heute gebräuchlichen V-A Struktur für geladene Ströme. Die klassische V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung liefert eine gute Beschreibung der meisten niederenergetischen schwachen Prozesse, wie dem β -Zerfall und dem Myonzerfall. Versucht man jedoch Streuprozesse bei hohen Energien (z.B. ν -e-Streuung)

zu beschreiben, versagt das Modell der Fermischen Punktwechselwirkung. Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die ν - e -Streuung wachsen quadratisch mit zunehmender Schwerpunktsenergie an. Für Neutrinoenergien über 300 GeV wird die Unitaritätsgrenze überschritten, das heißt, man erhält Streuwahrscheinlichkeiten über 1.

Dieses Problem wurde in den 60-er Jahren durch eine neue, renormierbare Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung durch S. Glashow, S. Weinberg und A. Salam gelöst. In dieser heute als Standardmodell bekannten Theorie werden im Rahmen einer $SU(2) \times U(1)$ Eichgruppe die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung vereinheitlicht. Die Punktwechselwirkung Fermi's wird dabei durch eine Austauschwechselwirkung endlicher Reichweite ersetzt. Neben dem masselosen Photon wird die Wechselwirkung über massive Vektorbosonen (W^\pm, Z^0) vermittelt. Die beiden Bosonen W^+ und W^- koppeln nur an linkshändige Fermionen, während der durch Z^0 und γ vermittelte neutrale Strom auch einen rechtshändigen Anteil besitzt. Die große Masse ($M_{W^\pm} = 80.22 \text{ MeV}$, $M_{Z^0} = 91.187 \text{ MeV}$) ist für die kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung verantwortlich. Die $SU(2) \times U(1)$ Eichinvarianz liefert zunächst vier masselose Vektorbosonen. Die W^\pm und Z^0 Bosonen erhalten ihre Masse durch die Ankopplung an ein sogenanntes Higgs-Feld. Die Kopplung der drei Vektorbosonen an Fermionen wird durch die Anwendung des Higgs-Mechanismus nicht verändert [Smu88].

Die neue Theorie löste nicht nur das Unitaritätsproblem bei hohen Energien, sie sagte neben den bekannten *charged current* (CC) Wechselwirkungen (W^\pm), die mit einer Ladungsänderung der beteiligten Fermionen einhergehen (z.B. β -Zerfall, Myonzerfall), auch die bis dahin unbekannt *neutral current* (NC) Wechselwirkung (Z^0) voraus. Der große Durchbruch des Standardmodells gelang jedoch erst, nachdem G. 't'Hooft 1971 zeigen konnte, das die GWS-Theorie renormierbar ist. Durch diesen Erfolg angespornt, intensivierte sich die Suche nach *neutral current* Reaktionen. In der Gargamelle Blasenkammer am CERN wurden 1973 die ersten NC-Ereignisse entdeckt [Has73]. Zehn Jahre später wurden ebenfalls am CERN die ersten Vektorbosonen im UA1-Experiment am SPS Proton-Antiproton-Collider direkt nachgewiesen [Arn83]. Einige Monate danach gelang schließlich noch der Nachweis des neutralen Vektorbosons Z^0 . Aus der präzisen Messung der Zerfallsbreite der Z^0 Ruhemasse am LEP (CERN) konnte 1990 die Anzahl der Fermion-Generationen auf drei festgelegt werden [Ade90].

Das Standardmodell ist bis heute sehr erfolgreich. Es wurden noch in keinem Experiment Reaktionen gefunden, die den Voraussagen des Standardmodells widersprechen. Der Nachteil des Modells ist jedoch, daß es viele freie Parameter hat, die experimentell bestimmt werden müssen. Dazu gehören zum Beispiel die Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen, die Massen der Fermionen und Bosonen und verschiedene Mischungswinkel. Darum wird vermutet, daß das Standardmodell in seiner heutigen Form keine endgültige Theorie ist. Sowohl auf theoretischer als auch auf experimenteller Seite gibt es viele Bemühungen neue Physik *jenseits des Standardmodells* zu finden. In *Grand Unified Theories* (GUT) wird versucht, die starke Wechselwirkung mit der elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinheitlichen. Einen Schritt weiter gehen supersymmetrische GUT-Modelle, die versuchen auch die Gravitation in die Vereinheitlichung mit einzubeziehen. Sie versuchen außerdem auch die Massen der Elementarteilchen zu erklären [Gro89].

Bei der experimentellen Suche nach neuer Physik spielen Neutrinos eine wichtige Rolle. Selbst heute, 65 Jahre nach Paulis Postulat, sind noch viele Fragen über die elementaren Eigenschaften der Neutrinos offen:

- Haben Neutrinos eine von Null verschiedene Ruhemasse und wie groß ist sie?
- Sind Neutrinos stabil, oder zerfallen sie wie die geladenen Leptonen μ und τ ?

- Haben Neutrinos ein magnetisches Moment?
- Gibt es rechtshändige Neutrinos?
- Sind Neutrinos Majorana- oder Dirac-Teilchen?
- Ist die Leptonenzahl erhalten?
- Gibt es Neutrino-Oszillationen, d.h. können Neutrinos ihren Flavourzustand ändern?
- Tragen Neutrinos zur *dunklen Materie* im Weltall bei?
- Was bedeutet die Anomalie im solaren Neutrinofluß?

Viele dieser Fragen sind eng miteinander verbunden und verlangen eine von Null verschiedene Neutrinomasse. Die Frage nach der Ruhemasse des Neutrinos hat sich inzwischen zu einer zentralen Frage der Teilchenphysik entwickelt. Die direkte Messung der fehlenden Energie von geladenen Zerfallsprodukten bei verschiedenen Zerfällen konnten bis jetzt noch keine Neutrinomasse nachweisen. Die aktuellen Obergrenzen sind:

m_{ν_τ}	<	24 MeV/c ²	(95% CL)	Tau-Zerfall	[Ale95]
m_{ν_μ}	<	160 keV/c ²	(90% CL)	Pion-Zerfall	[Ass94]
m_{ν_e}	<	4.5 eV/c ²	(95% CL)	Tritium-Zerfall	[Ott95]

Die direkten Methoden der Massenbestimmung, besonders beim Elektronneutrino, werden hauptsächlich durch drei Faktoren begrenzt: (i) die Auflösung der verwendeten Detektoren, (ii) die Genauigkeit, mit der notwendige Korrekturen der gemessenen Energiespektren berechnet werden können (z.B. die interne elektronische Anregung der zerfallenden Tritium-Moleküle) und (iii) die dramatische Abnahme der Zerfallsrate am Endpunkt des Zerfallsspektrums und das damit verbundene Untergrundproblem [Ott95]. Es wird daher nicht erwartet, mit direkten Methoden die 1 eV Grenze zu unterschreiten.

Indirekte Methoden, wie die Suche nach dem neutrinolosen $\beta\beta$ -Zerfall oder nach Neutrino-Oszillationen, erreichen deutlich niedrigere Grenzen. Bisher wurde kein neutrinoloser $\beta\beta$ -Zerfall beobachtet. Daraus läßt sich eine Obergrenze der Elektronneutrino-Massen berechnen. Das zur Zeit beste Limit stammt von dem ⁷⁶Ge-Detektor des Heidelberg-Moskau Experiments mit

$$m_{\nu_e}(\text{Majorana}) < 0.68 \text{ eV} \quad (90\% \text{ CL}) \quad [\text{Moe95}]$$

Dieses Limit ist jedoch eng mit der Frage verknüpft, ob Neutrinos, abgesehen von ihrer Helizität, ihre eigenen Antiteilchen sind (Majorana-Teilchen), oder ob Neutrinos und Antineutrinos grundsätzlich verschiedene Teilchen sind (Dirac-Teilchen). Neutrinoloser $\beta\beta$ -Zerfall tritt nur für massive Majorana-Neutrinos auf. Solange die Frage nach der Natur der Neutrinos nicht geklärt ist, sind Obergrenzen aus der Suche nach neutrinolosem $\beta\beta$ -Zerfall nur bedingt aussagekräftig. Der Nachweis des neutrinolosen $\beta\beta$ -Zerfalls würde somit nicht nur die Massenfrage klären, sondern auch die für die theoretischen Modelle wichtige Frage nach dem Majorana-Charakter der Neutrinos.

Die zweite indirekte Methode, die Suche nach Neutrino-Oszillationen, ist auf die Differenz der Massenquadrate und den Mischungswinkel der beiden Flavour-Eigenzustände sensitiv, die ineinander übergehen. Man kann mit Neutrino-Oszillationen demnach nicht direkt auf die einzelnen Neutrinomassen schließen. Man unterscheidet zwei Arten von Oszillations-Experimenten.

Disappearance-Experimente suchen nach einer Verringerung eines bekannten Neutrinoflusses. Sie werden vor allem an Kernreaktoren mit hohem $\bar{\nu}_e$ -Fluß durchgeführt. Die Diskrepanz zwischen der erwarteten Reaktionsrate im Detektor und der gemessenen Rate wird dann der Oszillation in einen anderen Flavour-Eigenzustand (z.B. $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$) zugeschrieben, der nicht nachgewiesen werden kann. Für Disappearance-Experimente muß sowohl der Neutrinofluß, als auch der Wirkungsquerschnitt für die Nachweisreaktion genau bekannt sein.

Die zweite Art von Oszillations-Experimenten sind *Appearance-Experimente* und finden in der Regel an Beschleunigern statt. Sie suchen nach Neutrino Flavours, die im ursprünglich erzeugten Neutrinofluß nicht vorhanden waren.

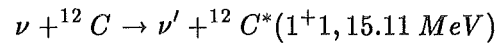
Neutrino-Oszillationen sind eng mit dem *solaren Neutrinoproblem* verknüpft. Seit Ende der 60-er Jahre wird der Fluß der Sonnenneutrinos auf der Erde kontinuierlich gemessen. Es gibt zur Zeit vier große solare Neutrino-Experimente: das ^{37}Cl -Experiment in der Homestake-Goldmine (R. Davis), den 3000 t Wasser-Čerenkov-Detektor *Kamiokande* in der Kamioka-Mine (Japan) und die beiden ^{71}Ga -Experimente GALLEX (Gran Sasso) und SAGE (Baksan). Kamiokande weist Neutrinos über Neutrino-Elektron-Streuung nach (NC und CC), während die anderen drei Experimente Neutrinos über den inversen β -Zerfall (CC) an Kernen nachweisen. Alle Experimente messen deutlich weniger Neutrinos, als das Standardsonnenmodell (SSM) voraussagt. Auf Grund der verschiedenen Nachweisreaktionen der Experimente besitzen sie unterschiedliche Schwellenenergien für die beobachteten Neutrinos und sehen dadurch unterschiedlich große Anteile des gesamten solaren Neutrinospektrums. Die ^{71}Ga -Experimente weisen Neutrinos ab 0.233 MeV nach und beobachten nur 60% der vom SSM vorhergesagten Rate [Kir95, Abd95]. Das ^{37}Cl -Experiment hat eine Schwellenenergie von 0.814 MeV und sieht nur 30% der erwarteten Rate [Cle95]. Kamiokande sieht bei einer Schwelle von 7 MeV nur 50% der erwarteten Rate [Suz95]. Selbst modifizierte Modelle mit geringeren Kerntemperaturen in der Sonne oder Variationen in den Wirkungsquerschnitten schafften es bis heute nicht die Ergebnisse der vier Experimente im Rahmen des Standardmodells in Einklang zu bringen. John Bahcall brachte das Problem auf einen einfachen Nenner [Bah95]: Mindestens drei der vier Sonnenneutrino-Experimente müssen falsch sein, wenn erstens das Standardmodell der elektroschwachen Theorie korrekt ist und zweitens der wahre ^7Be -Neutrinofluß im Rahmen der Werte liegt, die von verschiedenen SSMs vorhergesagt werden. Er konnte durch den Vergleich der Messungen zeigen, daß der ^7Be -Neutrinofluß mindestens 50% kleiner sein muß, als vom SSM vorhergesagt, falls mit den Neutrinos nach ihrer Erzeugung nichts mehr geschieht.

Eine attraktive Lösung für die zu geringe Neutrinorate bietet der MSW-Mechanismus, der Neutrino-Oszillationen innerhalb der Sonne als Ursache annimmt [Ber94]. Oszillieren die Elektronneutrinos auf ihrem Weg vom Sonneninneren bis zur Erde von $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ oder $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$, so könnte dies das Defizit erklären, da solare Neutrinos mit Energien unter 15 MeV weit unter der *charged current*-Schwelle für ν_μ und ν_τ Reaktionen liegen. Der Kamiokande-Detektor kann zwar über *neutral current*-Reaktionen (ν -e-Streuung) Neutrinos aller Flavours nachweisen, der Wirkungsquerschnitt ist jedoch etwa sechsmal kleiner als für Elektronneutrinos, die auch über CC-Wechselwirkung mit Elektronen streuen können.

Das Sudbury-Neutrino-Experiment (SNO), das sich zur Zeit im Aufbau befindet, könnte das Problem lösen [McD94]. Es besteht aus einem 1000 t Schwerwasser-Čerenkov-Detektor, der den ν_e -Fluß über die CC-Reaktion $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ und den Gesamtfluß über die NC-Reaktion $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu'_x$ nachweisen soll. Aus dem Verhältnis der beiden Raten könnte man erkennen, ob sich ein Teil der ursprünglichen Elektronneutrinos in Neutrinos anderer Flavours umgewandelt hat.

Das KARMEN¹-Neutrinoexperiment ist ein Beschleuniger-Experiment. Es steht an der ISIS Spallationsneutronenquelle am Rutherford Appleton Laboratorium in Chilton (England). An der KARMEN-Kollaboration sind das Forschungszentrum und die Universität Karlsruhe, die Universität Erlangen, das Rutherford Appleton Laboratorium, das Queen Mary and Westfield College (London) und die Universität Oxford beteiligt. Die Beschleuniger-Neutrinos stammen von π^+ und μ^+ Zerfällen in Ruhe und besitzen daher eine wohldefinierte Energie- und Zeitstruktur. KARMEN sucht nach Neutrino-Oszillationen der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ im *Appearance-Mode*. Bisher wurden jedoch noch keine Hinweise auf Oszillationen gefunden.

Ein zweites Ziel des KARMEN-Experimentes ist die Untersuchung der noch wenig erforschten neutrinoinduzierten Kernübergänge, die, wie oben erwähnt, eine wesentliche Nachweismethode für astrophysikalische Neutrinos darstellen. Als aktives Targetmaterial dient der organische Flüssigszintillator des Detektors. Mit dem KARMEN-Detektor gelang erstmals der Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung an ^{12}C durch den neutralen Strom [Ebe92]:



Das Auftreten dieser Reaktion wird an dem 15.11 MeV γ erkannt, das beim Übergang in den Grundzustand emittiert wird. *Charged Current* Reaktionen werden durch das Elektron aus dem inversen β -Zerfall ${}^{12}\text{C} + \nu_e \rightarrow {}^{12}\text{N} + e^-$ nachgewiesen. Der mittlere Energiebereich der Neutrinos ($E_\nu < 53 \text{ MeV}$) bietet eine gute Möglichkeit, die Vorhersagen des Standardmodells für CC und NC-Reaktionen bei Energien zu testen, die besonders für astrophysikalische Szenarios (z.B. Supernova-Explosionen) interessant sind. Aber auch der Nachweis kosmischer Neutrinos mit großvolumigen Szintillationsdetektoren erfordert die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der selektiven Nachweisreaktion [Dre90].

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Der erste Teil umfaßt die komplett überarbeitete, neue Detektorkalibration (Kapitel 3 bis 6). Eine präzise Kalibration der Energie- Orts- und Zeitinformation der Detektorsignale ist von ausschlaggebender Bedeutung bei der Analyse der neutrinoinduzierten Reaktionen, insbesondere da es das Ziel des KARMEN-Experimentes ist, hochauflösende Neutrino-Spektroskopie im Niederenergiebereich bis 50 MeV zu betreiben. Im zweiten Teil (Kapitel 7) werden die Wirkungsquerschnitte der *neutral current* und der inklusiven *charged current* Neutrinoreaktionen mit ${}^{12}\text{C}$ ermittelt. Seit der ersten Auswertung dieser sogenannten *single prong* Reaktionen [Ebe92] liegt eine zehnfach höhere Datenmenge vor, die mit der neuen, verbesserten Detektorkalibration ausgewertet wurde. Auch die Untergrunderkennung und -reduktion hat sich in den neuen Daten verbessert, teils durch Änderungen der Elektronik [Kle94] und teils durch neue Triggerbedingungen bei der Datenaufnahme [Gra92]. Die Resultate der neuen Auswertung sind in hervorragender Übereinstimmung mit den theoretischen Wirkungsquerschnitten und bestätigen die Vorhersagen des Standardmodells in dem untersuchten Energiebereich bis 50 MeV.

¹KARlsruhe Rutherford MittelEnergie Neutrinoexperiment

Kapitel 2

Das KARMEN-Experiment

Der KARMEN-Neutrinodetektor steht am ISIS Protonenbeschleuniger in England. Er wurde speziell für die spektroskopische Untersuchung von Neutrino-Kern-Wechselwirkungen im Energiebereich bis 50 MeV und für die Suche nach leptonenzahl-verletzenden Prozessen wie den Neutrino-Oszillationen optimiert. Im Laufe der Zeit wurde das KARMEN-Programm noch auf die Suche nach seltenen und verbotenen π^+ - und μ^+ -Zerfällen ausgedehnt [Eit95]. Dieses einführende Kapitel gibt einen Überblick über die Neutrinoerzeugung in ISIS, das physikalische Programm und den Aufbau des KARMEN-Detektors.

2.1 Die Neutrinoquelle ISIS

ISIS ist eine gepulste Spallationsneutronen-Quelle am *Rutherford Appleton Laboratorium* (RAL) in Chilton, England. Sie ist die stärkste Neutronenquelle ihrer Art in Europa. Die Neutronen werden von Protonen erzeugt, die von einem *Rapid Cycling Synchrotron* auf 800 MeV beschleunigt und anschließend auf ein Uran-Schwerwasser-Target oder ein Tantal-Schwerwasser-Target geschossen werden. Die Protonen werden mit einer Wiederholrate von 50 Hz erzeugt. Sie sind in zwei Paketen von jeweils 100 ns Breite und einem Abstand von 330 ns konzentriert (siehe Abb. 2.1.b), gefolgt von einem nahezu 20 ms langen strahlungsfreien Intervall. Diese einzigartige Zeitstruktur macht ISIS zu einer idealen Quelle für Neutrinoexperimente, die essentiell von einer starken Unterdrückung des Untergrundes abhängen. Die freie Neutrino- zu Untergrundrate beträgt im KARMEN-Detektor etwa $1 : 10^8$. Allein die ISIS-Zeitstruktur führt schon zu einer Untergrundreduktion um einen Faktor von über 10^4 . Effektive Energieschnitte reduzieren den vor allem niederenergetischen Untergrund weiter. Der verbleibende Untergrund wird durch das mehrlagige Antizählersystem des KARMEN-Detektors und durch eine detaillierte Untergrundanalyse im strahlungsfreien Intervall erkannt.

Die von ISIS produzierten Neutrinos sind nur ein Nebenprodukt, da Spallationsquellen gewöhnlich dazu gedacht sind, Neutronen zu liefern. Ein kleiner Prozentsatz der hochenergetischen Protonen erzeugt jedoch Pionen. Die neutralen Pionen (π^0) zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17}$ s in zwei Gammas, die jedoch die massive Abschirmung der Targetstation nicht durchdringen können. Die geladenen Pionen (π^+ , π^-) werden noch im Target innerhalb von 10^{-10} s gestoppt. Die negativen Pionen werden von einem Kern eingefangen, während die positiven Pionen mit einer mittleren Lebensdauer von 26 ns *in Ruhe* in ein Myon und ein Neutrino zerfallen. Die Myonen werden ebenfalls sehr schnell

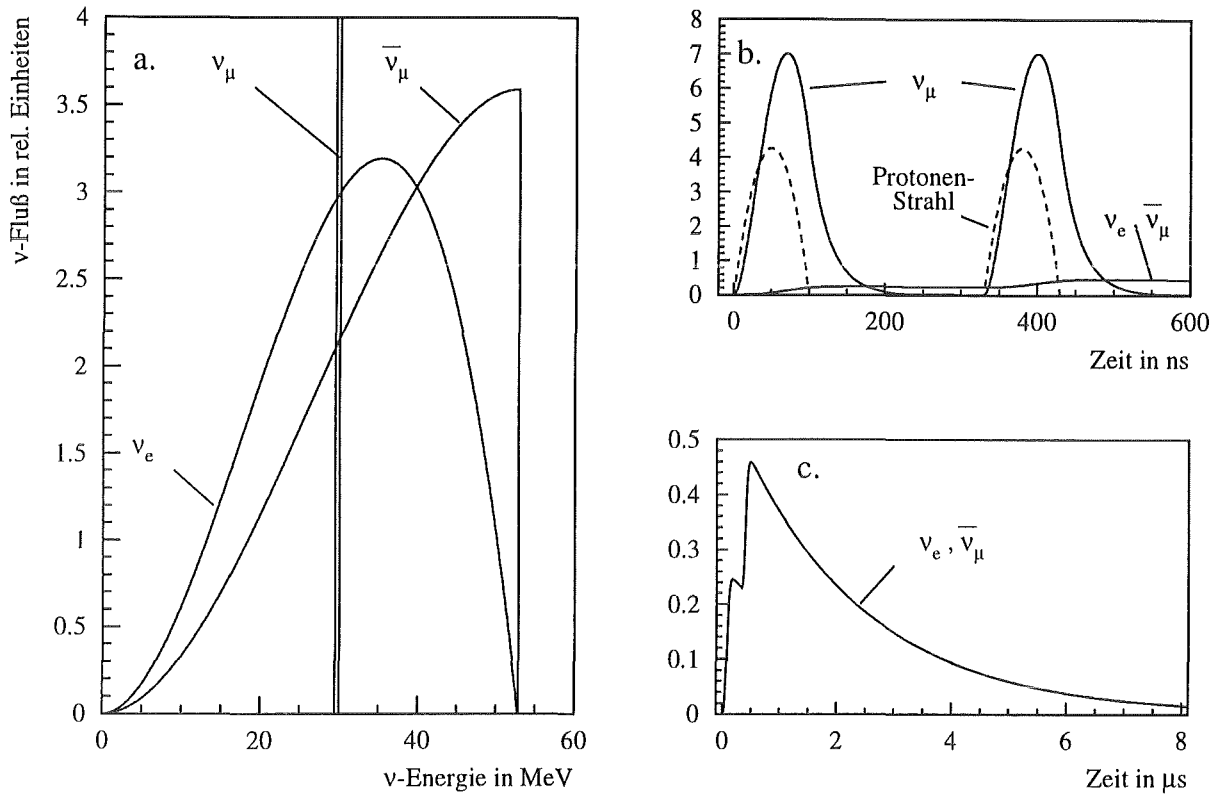
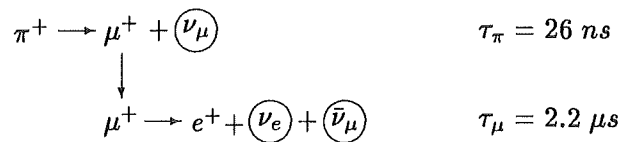


Abbildung 2.1: Zeit- und Energiespektren der im ISIS Spallations-Target produzierten Neutrinos.

gestoppt und zerfallen *in Ruhe* mit einer mittleren Lebensdauer von 2.2 μs in ein Positron und zwei Neutrinos:



Ein kleiner Anteil von etwa 0.04% der negativen Pionen zerfällt bevor er eingefangen wird [Arm95], wodurch ein geringer Anteil an $\bar{\nu}_e$ aus dem μ^- -Zerfall beigemischt ist, der dem π^- -Zerfall folgt. Sie stellen einen ernstzunehmenden Untergrund für die Suche nach Neutrino-Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ dar. Ihr Anteil muß deshalb genau bekannt sein.

Die unterschiedlichen Lebensdauern bei der Erzeugung der drei Neutrinoarten erlauben eine Trennung der verschiedenen Flavours mit Hilfe von Zeitschnitten (siehe Abb. 2.1.b und c). Der Zerfall der π^+ und μ^+ in Ruhe ermöglicht es außerdem, die Energieverteilung der Neutrinos exakt zu berechnen. Der Zweikörperzerfall der Pionen führt direkt zu monoenergetischen ν_μ mit einer Energie von 29.8 MeV. Der Dreikörperzerfall der Myonen liefert kontinuierliche Energiespektren der $\bar{\nu}_\mu$ und ν_e (siehe Abb. 2.1.a), deren Form mit Hilfe der V-A Theorie der schwachen Wechselwirkung berechnet werden kann:

$$N(\varepsilon) = 4\varepsilon^2 \left(3(1 - \varepsilon) + \frac{2}{3}\rho(4\varepsilon - 3) \right) d\varepsilon \quad (2.1)$$

$$\text{mit: } \epsilon = \frac{E_\nu}{E_{max}}, \quad E_{max} = 52.8 \text{ MeV}, \quad \rho = \begin{cases} 0 & \text{für } \nu_e \\ \frac{3}{4} & \text{für } \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Die Form der beiden Energiespektren wird dabei durch den Michelparameter ρ bestimmt. Die unterschiedlichen Energiespektren liefern somit eine weitere Möglichkeit zur Unterscheidung der verschiedenen Neutrino-Flavours.

ISIS wurde für einen mittleren Protonen-Strahlstrom von $200 \mu\text{A}$ ausgelegt. Dieser Wert wurde 1993 kurzzeitig erreicht. Der derzeitige mittlere Strahlstrom während eines *User-Cycles* liegt etwa 15% bis 20% darunter.

Das ISIS-Strahlrohr führt in gerader Linie vom Synchrotron zum Haupt-Target. In einem Abstand von 21.6 m vor dem Haupt-Target befindet ein Zwischen-Target (μSR -Target), um Myonen für ein *Myon-Spin-Resonanz* Experiment (μSR) zu erzeugen. Es werden μSR -Targets in drei verschiedenen Dicken verwendet: 2.5 mm, 5 mm und 10 mm. Das Target steht unter 45° zum Protonenstrahl, der es nahezu ungestört passiert. Zusätzlich zu den Myonen werden auch Gammas produziert. Diese werden mit Hilfe eines kleinen Čerenkov-Detektors nachgewiesen, der im Abstand von 7 m vom μSR -Target montiert ist. Dieses strahlkorrelierte Signal wird für die Zeitkalibration der KARMEN-Daten verwendet.

2.2 Das physikalische Programm

Viele faszinierende neue Einsichten wurden in den letzten 20 Jahren durch die Untersuchung der schwachen Wechselwirkung an Beschleunigern gewonnen (z.B. die Entdeckung von *neutral current* Wechselwirkungen oder der Vektorbosonen W^\pm und Z^0). Die meisten dieser Experimente wurden bei hohen Energien durchgeführt. In der Natur spielen jedoch gerade schwache Wechselwirkungen bei niedrigen und mittleren Energien ($E_\nu < 50 \text{ MeV}$) eine wichtige Rolle. Die einzigartige Zeitstruktur der ISIS-Neutrinoquelle und die sehr gut bekannte Energieverteilung der drei produzierten Neutrino-Flavours, in Verbindung mit den guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Szintillationsdetektors, erlauben die Untersuchung einer Vielzahl von kern-, teilchen- und astrophysikalisch interessanten Fragestellungen [Zei85, Mas87]. Die Hauptziele von KARMEN sind:

- die Suche nach **Neutrino-Oszillationen** $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ und
- die Untersuchung der **inelastischen Neutrino-Kern-Streuung** an den ^{12}C -Kernen des Szintillators über *neutral current* und *charged current* Wechselwirkung.

Im Laufe der Jahre wurden die Fragestellungen auch auf andere Reaktionen ausgedehnt [Eit95, Rap95, Ruf95]:

- verbotene Pion-Zerfälle $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$ und $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$
- verbotene Myon-Zerfälle $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
- Disappearance-Mode für die Neutrino-Oszillationen $\nu_e \rightarrow X$
- Majorana-Neutrino-Oszillationen $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ und $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$
- Neutrino-Eisen-Reaktionen

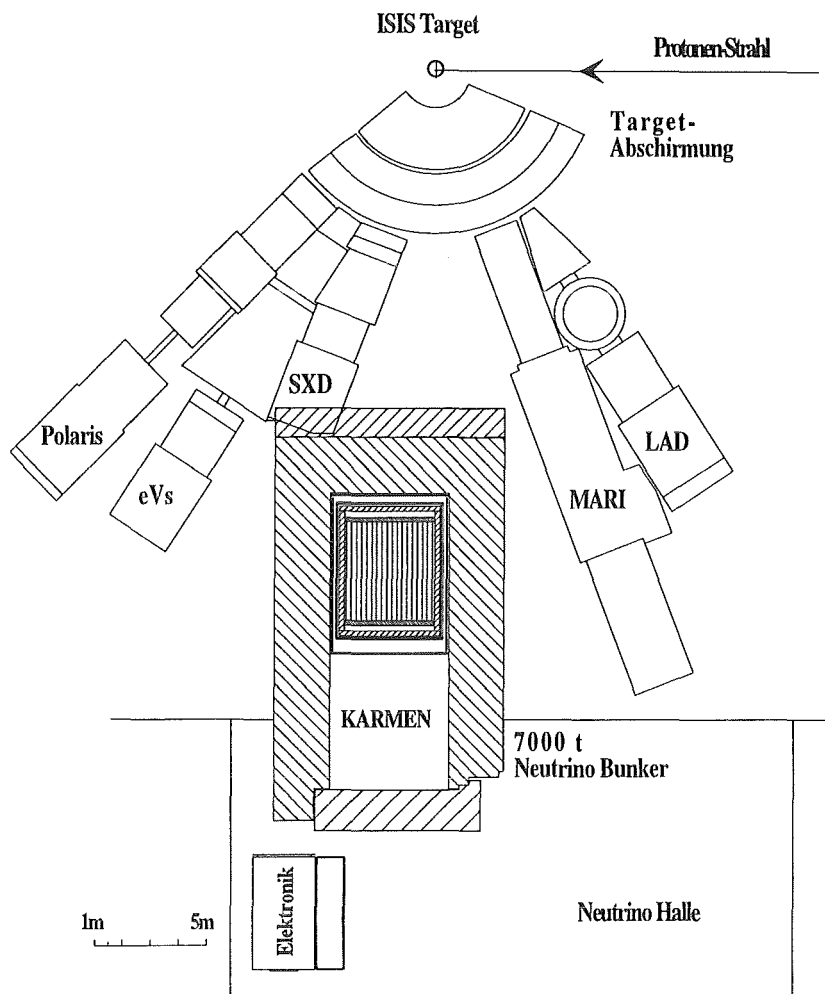


Abbildung 2.2: Grundriß der ISIS Target-Station, des KARMEN-Bunkers und einiger Neutronenexperimente.

- Neutrino- ^{13}C -Reaktionen

Neutrino-Elektron-Streuung tritt ebenfalls im KARMEN-Detektor auf. Auf Grund ihrer geringen Zählrate kann sie jedoch nicht von den anderen Neutrino-Reaktionen getrennt werden, deren Energiespektren den gesamten Energiebereich der gestreuten Elektronen überdecken. Darum wird ihre Rate nach dem Standardmodell berechnet. Im Rahmen der Untersuchungen des strahlkorrelierten und des kosmischen Untergrundes wurden auch Reaktionen genauer analysiert, die nicht von Neutrinos induziert werden:

- strahlkorrelierte Neutronen [Web95]
- Zerfalls- und Einfangreaktionen an ^{12}C und ^{13}C von kosmischen Myonen [Jan94]

2.2.1 Neutrino-Oszillationen

Die Neutrinomasse ist heute eine der großen offenen Fragen der Teilchenphysik. Besitzen Neutrinos eine von Null verschiedene Ruhemasse, so besteht die Möglichkeit, daß ihre Masseneigenzustände keine Eigenzustände der Flavour-Quantenzahlen e , μ und τ der schwachen Wechselwirkung sind. Für massive Neutrinos wurde die Möglichkeit der Flavour-Mischung und der damit verbundenen Neutrino-Oszillation erstmals von Pontecorvo diskutiert. Eine ausführliche Diskussion ist in [Bil87] zu finden. Bei Quarks ist bereits bekannt, daß die Masseneigenzustände unter der schwachen Wechselwirkung mischen. Die Größe der Mischung wird durch eine unitäre Mischungsmatrix, die Kobayashi-Maskawa-Matrix, beschrieben. Bei Neutrinos geht man ähnlich vor.

Im allgemeinen Fall kann man die drei Neutrino-Flavours $|\nu_l\rangle$ als Mischung der drei Neutrino-Masseneigenzustände $|\nu_j\rangle$ schreiben, die über die unitäre 3×3 Mischungsmatrix U_{lj} ¹ verknüpft sind.

$$|\nu_l\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{lj} |\nu_j\rangle \quad \text{mit } l = e, \mu, \tau \quad (2.2)$$

Bei der Entstehung eines Neutrinos durch einen schwachen Prozeß besitzt es einen definierten Flavour-Zustand $|\nu_l\rangle$. Die zeitliche Entwicklung eines Neutrinos der Energie E_ν läßt sich durch eine ebene Welle beschreiben:

$$|\nu(t, r)\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{lj} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - p_j r)} |\nu_j\rangle \quad (2.3)$$

wobei r der Abstand vom Entstehungsort in Richtung des Impulses p_i ist. Unter der Annahme einer sehr kleinen Neutrinomasse ($m_{\nu_j} \ll E_\nu$) kann man die relativistische Energie-Impuls-Beziehung in erster Näherung schreiben als:

$$p_j = \frac{1}{c} \sqrt{E_\nu^2 - m_{\nu_j}^2 c^4} \approx \frac{1}{c} \left(E_\nu - \frac{m_{\nu_j}^2 c^4}{2E_\nu} \right) \quad (2.4)$$

Für die Oszillations-Wahrscheinlichkeit P , zur Zeit t im Abstand r ein Neutrino des Flavour-Zustandes l' zu finden, erhält man damit:

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = |\langle \nu_{l'} | \nu(t, r) \rangle|^2 = \left| \sum_{j=1}^3 U_{lj} U_{l'j}^* \cdot e^{-i \frac{m_{\nu_j}^2 c^4 \cdot r}{2\hbar c E_\nu}} \right|^2 \quad (2.5)$$

Neutrino-Oszillation kann man sich im Prinzip so vorstellen, daß sich die drei Masseneigenzustände unterschiedlich schnell bewegen und sich ihre Phasen in Abhängigkeit vom Ort r gegeneinander verschieben. Dadurch ändert sich gleichzeitig die Flavour-Zusammensetzung des Neutrinos.

Beschränkt man sich auf den einfachsten Fall, die Oszillation zwischen zwei Neutrinfamilien (KARMEN: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$), so läßt sich die Mischungsmatrix schreiben als:

$$\mathbf{U} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

¹Die Komponenten von U_{lj} werden durch drei Eulerwinkel und eine komplexe Phase festgelegt.

mit dem Mischungswinkel Θ . Er entspricht dem Cabibbo-Winkel bei der Quark-Mischung. Für die Oszillations-Wahrscheinlichkeit erhält man dann nach Gleichung 2.5:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\Theta \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 \cdot r}{4\hbar c \cdot E_\nu} \right) \quad (2.7)$$

mit $\Delta m^2 = |m_{\nu_2}^2 - m_{\nu_1}^2|c^4$

Die Amplitude der Oszillation hängt vom Mischungswinkel Θ ab, während die Oszillationslänge L durch das Verhältnis $4\pi\hbar c E_\nu / \Delta m^2$ festgelegt wird (siehe Abb. 2.3). Ein Detektor, der einen bestimmten Abstand r von der Neutrinoquelle hat, besitzt für einen festen $\sin^2 2\Theta$ Wert unterschiedliche Sensitivitäten für verschiedene Oszillationslängen. Da die Energie der Neutrinos normalerweise durch die Quelle vorgegeben ist, variiert L nur in Abhängigkeit von Δm^2 . Ergebnisse von Oszillationsexperimenten werden darum meist in sogenannten *Sensitivitätsplots* über den untersuchten Parameterbereich von Δm^2 und $\sin^2 2\Theta$ dargestellt.

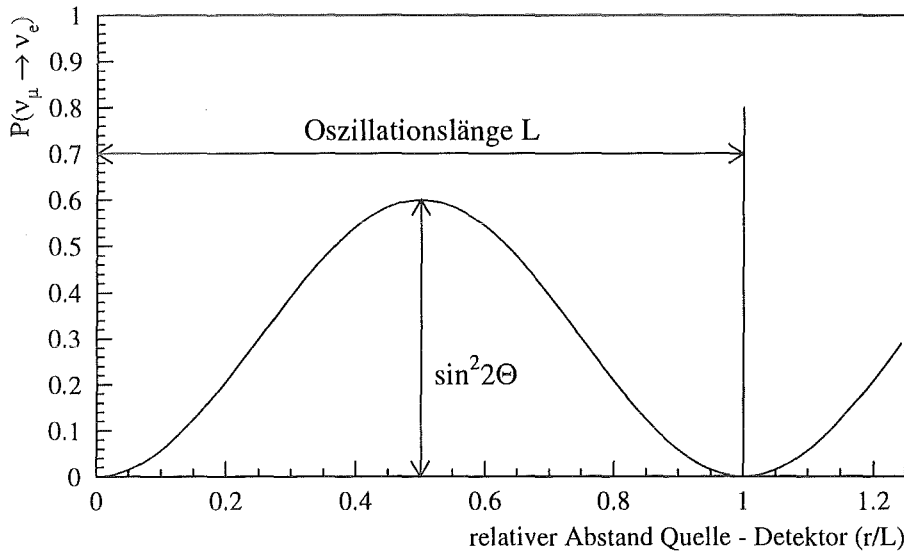


Abbildung 2.3: Oszillations-Wahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ in Abhängigkeit vom Ort r .

Wurden keine Oszillationsereignisse gefunden, so wird der Parameterbereich im Sensitivitätsplot gekennzeichnet, der mit 90% CL² ausgeschlossen werden kann (siehe Abb. 2.4). Wurde dagegen eine positive Evidenz für Oszillationen gefunden, läßt sich aus der reinen Anzahl der beobachteten Ereignisse nur ein Parameterband festlegen, in dem sich die erlaubten Δm^2 und $\sin^2 2\Theta$ Werte bewegen. Eine weitere Einschränkung des Parameterbereichs von Δm^2 erhält man dann, wenn die Neutrinos nicht monoenergetisch, sondern mit einem kontinuierlichen Energiespektrum emittiert werden. Neutrinos mit verschiedenen Energien besitzen auch unterschiedliche Oszillationslängen, wodurch sich die Form des Energiespektrums des beobachteten Neutrino-Flavours mit dem Abstand zur Quelle ändert.

Es gibt zwei Arten von Oszillationsexperimenten. *Disappearance-Experimente* suchen nach einer verminderten Zählrate in einem bekannten Neutrinofluß. *Appearance-Experimente* suchen dagegen nach Neutrino-Flavours, die im ursprünglichen Neutrinospektrum nicht vorhanden sind.

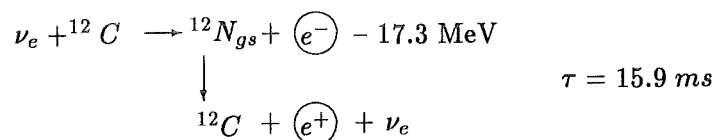
²Confidence Level

Neutrinoexperimente an Kernreaktoren sind typische *Disappearance-Experimente*. Im Gegensatz zu Beschleuniger-Neutrinos haben Reaktor-Neutrinos recht kleine Energien ($E_\nu < 8 \text{ MeV}$). Dadurch kann ein Reaktorexperiment bei gleicher Oszillationslänge kleinere Massenquadrate Δm^2 ausschließen [Ach95]. Da diese Experimente nach einer Verringerung der erwarteten Neutrinorate suchen, ist ihre Ausschlußgrenze für $\sin^2 2\Theta$ durch die Genauigkeit begrenzt, mit der man den Neutrinofluß bestimmen kann ($\pm 2.8\%$). Die Grenze liegt etwa eine Größenordnung über den Werten von Beschleuniger-Experimenten, die als *Appearance-Experiment* deutlich sensitiver auf kleine Oszillations-Wahrscheinlichkeiten sind. Der Neutrinofluß eines Reaktors ist kontinuierlich. Darum ist die Untergrundreduktion auf Grund einer klaren Zeitstruktur, wie sie zum Beispiel beim ISIS-Beschleuniger gegeben ist, nicht möglich. Dies wird jedoch durch den um mehrere Größenordnungen höheren Fluß der Reaktor-Neutrinos kompensiert. So hat zum Beispiel der Reaktor in *Bugey* einen Fluß von $5 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e/s$, während ISIS einen Fluß von $5 \cdot 10^{13} \nu/s$ für jede der drei produzierten Neutrinoarten aufweist.

KARMEN ist ein typisches Appearance-Experiment, das nach Oszillationen vom Typ $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ sucht. ISIS produziert zwar auch ν_e 's, doch kann die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ nicht beobachtet werden, da die Neutrinoenergie unter der Produktionsschwelle von Myonen liegt. Neueste Auswertungen sind zu finden in [Arm95], [Eit95] und [Rap95].

Appearance-Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Die Myon-Neutrinos aus dem Pionzerfall im ISIS-Target sind monoenergetisch, mit einer Energie von 29.8 MeV. Elektron-Neutrinos aus der Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ können zeitlich gut von den ν_e aus dem μ^+ -Zerfall getrennt werden (siehe Abb. 2.1.b). Sie werden im KARMEN-Detektor mit Hilfe des monoenergetischen Elektrons ($E_e = E_{\nu_e} - Q = 12.5 \text{ MeV}$) aus dem inversen β -Zerfalls von ^{12}C und dem sequentiellen Positron aus dem anschließenden Stickstoffzerfall nachgewiesen:



Das zeitlich und räumlich korrelierte Auftreten des Elektrons und des Positrons erlaubt eine effektive Untergrund-Unterdrückung. Die Sensitivität auf Oszillationsereignisse wird vor allem durch die Rate der "echten" ν_e -Ereignisse aus dem μ^+ -Zerfall im Target begrenzt. Normiert man die Rate der Oszillationsereignisse im ν_μ -Zeitfenster auf die gemessene Rate im späteren ν_e -Zeitfenster (siehe Abb. 2.1.c), so kann man die Oszillationsparameter unabhängig vom Neutrinofluß und Wirkungsquerschnitt bestimmen. Die neusten Oszillationslimits von KARMEN sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

Appearance-Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Die Myon-Antineutrinos aus dem μ^+ -Zerfall im ISIS-Target werden mit einem kontinuierlichen Energiespektrum zwischen 0 und 52.8 MeV mit der bekannten 2.2 μs -Zeitstruktur des Myonzerfalls emittiert. Die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation wird über den Neutrinoeinfang am Proton nachgewiesen:

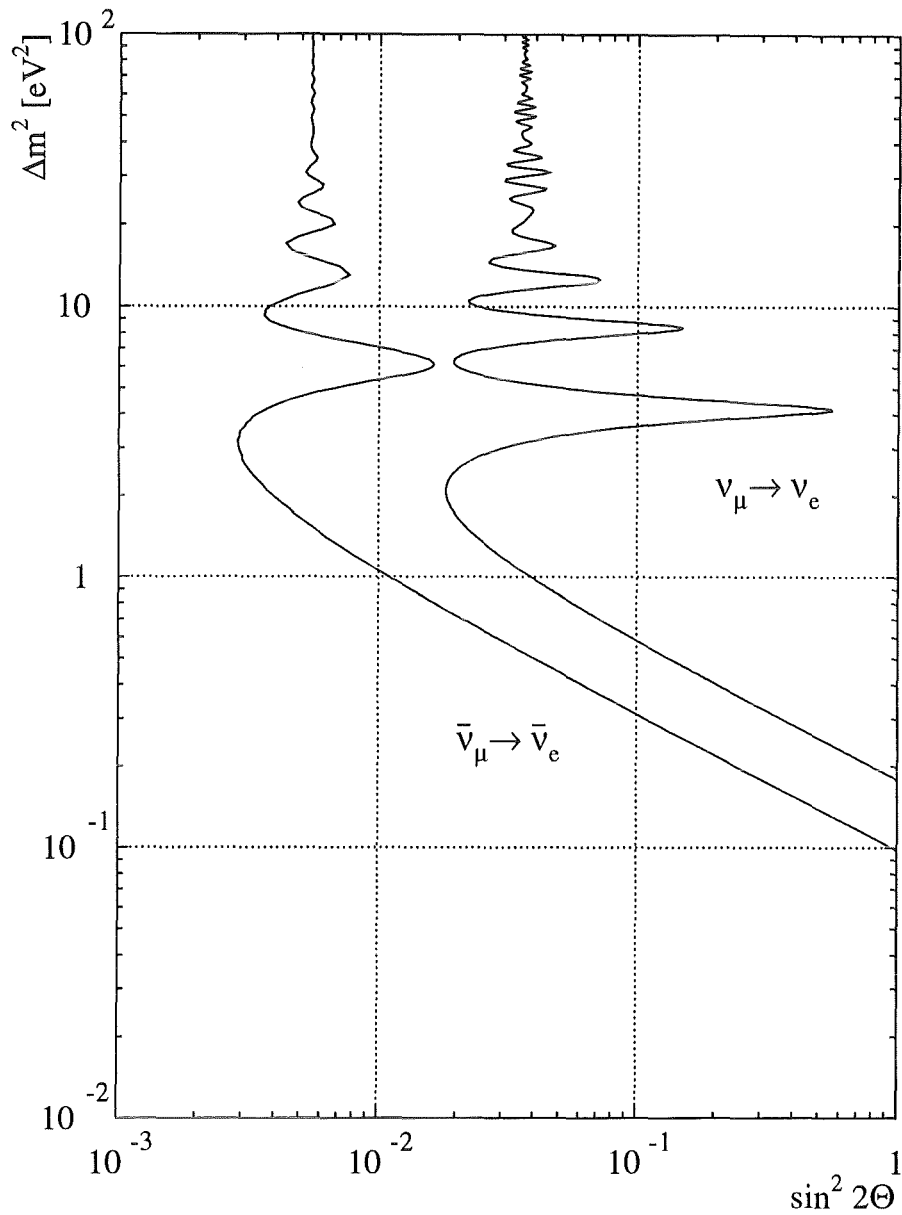
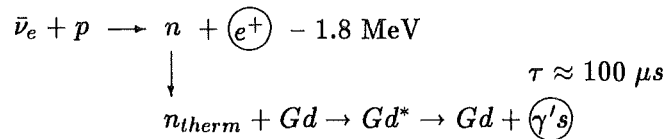


Abbildung 2.4: KARMEN-Oszillationslimits für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [Eit95] und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [Rap95] Oszillationen. Der Parameterbereich rechts von den Kurven kann mit 90% CL ausgeschlossen werden.



Auf Grund des kleinen Q -Wertes der Reaktion werden Positronen mit Energien bis zu 51 MeV erzeugt. Als sequentielle Nachweisreaktion dient der Einfang der thermalisierten Neutronen an Gadolinium. Die Neutronen benötigen nach ihrer Erzeugung im Mittel etwa $100 \mu s$, bis sie im KARMEN-Szintillator

thermalisiert und von einem Gadoliniumkern eingefangen worden sind. Der angeregte Gadoliniumkern emittiert im Mittel drei γ 's mit einer Summenenergie von 8 MeV.

Der flußgemittelten Wirkungsquerschnitt für den Neutrinoeinfang am Proton ist mit $\langle\sigma\rangle = 0.94 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ [Rap95] etwa zehnmal so groß wie der Wirkungsquerschnitt für den oben beschriebenen inversen β -Zerfall am Kohlenstoff. Darum ist auch die Empfindlichkeit des KARMEN-Detektors für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation um den gleichen Faktor größer. Den Untergrund für die Nachweisreaktion bilden neben dem zeitlich konstanten kosmischen Untergrund auch strahlkorrelierte Neutrinoereaktionen. Dazu gehört die weiter unten beschriebene *charged current* Reaktion der ν_e . Außerdem gibt es im Target einen Anteil von 0.04% π^- -Zerfälle relativ zu den π^+ -Zerfällen. Der nachfolgende μ^- -Zerfall liefert eine $\bar{\nu}_e$ -Beimischung zu den anderen Neutrino-Flavours, die eine untere Grenze für die Sensitivität von KARMEN darstellt. Die neusten Limits für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

2.2.2 Neutrino-Kern-Reaktionen

Mit dem KARMEN-Detektor können in erster Linie inelastische Neutrino-Kern-Streuungen durch *charged current* (CC) und *neutral current* (NC) Wechselwirkung an den ^{12}C -Kernen des Szintillators untersucht werden. Die integralen und differentiellen Wirkungsquerschnitte, die aus diesen Messungen hervorgehen, erlauben einerseits den Vergleich mit den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle für die Kernmatrixelemente. Andererseits sind diese Wirkungsquerschnitte auch deshalb von besonderem Interesse, da in jedem normalen Flüssigszintillator ^{12}C -Kerne enthalten sind [Kub94]. In der Neutrino-Astrophysik dienen diese Szintillatoren als aktives Targetmaterial für großvolumige Detektoren (z.B. MACRO [Bar93], LVD [Agl93]), die unter anderem nach Supernova-Neutrinos suchen, die während des Gravitationskollapses eines massereichen Sterns innerhalb weniger Sekunden entstehen. Supernova-Neutrinos haben ähnliche Energien, wie die von KARMEN untersuchten Neutrinos aus dem π^+ und μ^+ -Zerfall.

In die Berechnung des Wirkungsquerschnittes geht das semileptonische Übergangsmatrixelement \mathcal{M} ein, das durch Fermis Strom-Strom-Ansatz gegeben ist als:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j^l J^h \quad (2.8)$$

mit der Fermi-Kopplungskonstanten G_F^3 . Der leptonische Strom $j^l = \bar{\psi}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu$ kann im Rahmen des Standardmodells angegeben werden, während beim hadronischen schwachen Strom J^h die innere Struktur des Nukleons berücksichtigt werden muß. Der geladene, hadronische Strom ist rein linkshändig. Er kann in einen Vektoranteil und einen Axialvektoranteil aufgespalten werden ($J_{CC}^h = V - A$), die bei der theoretischen Untersuchung der semileptonischen schwachen Prozesse in der Regel getrennt behandelt werden. Der neutrale, hadronische Strom besitzt sowohl linkshändige, als auch rechtshändige Anteile. Die Beimischung der rechtshändigen Anteile wird durch den Weinbergwinkel Θ_W bestimmt: $J_{NC}^h = (1 - 2 \sin \Theta_W) V - A$ [Fug88].

Der ^{12}C -Kern ist Teil des $A = 12$ Isospintripletts $^{12}\text{B} - ^{12}\text{C}^* - ^{12}\text{N}$ mit $J^\pi T = 1^+ 1$ (siehe Abb. 2.5). Die Anregung des ^{12}C -Grundzustandes ($J^\pi T = 0^+ 0$) zu einem der drei Isospinzustände ($T = 1, T_3 = 0, \pm 1$) des Triplets ist immer mit einer definierten Änderung des Kernspins J und des Isospins T verbunden.

³Bei CC-Reaktionen wird G_F noch mit $\cos \Theta_C$ (Cabibbo-Winkel) multipliziert.

Bei der Untersuchung der neutrinoinduzierten Kernübergänge wirkt der ^{12}C -Kern darum als *Spin-Isospin-Filter*, mit dem sich speziell der isovektorielle und der axiale Anteil des schwachen hadronischen Stroms untersuchen lassen.

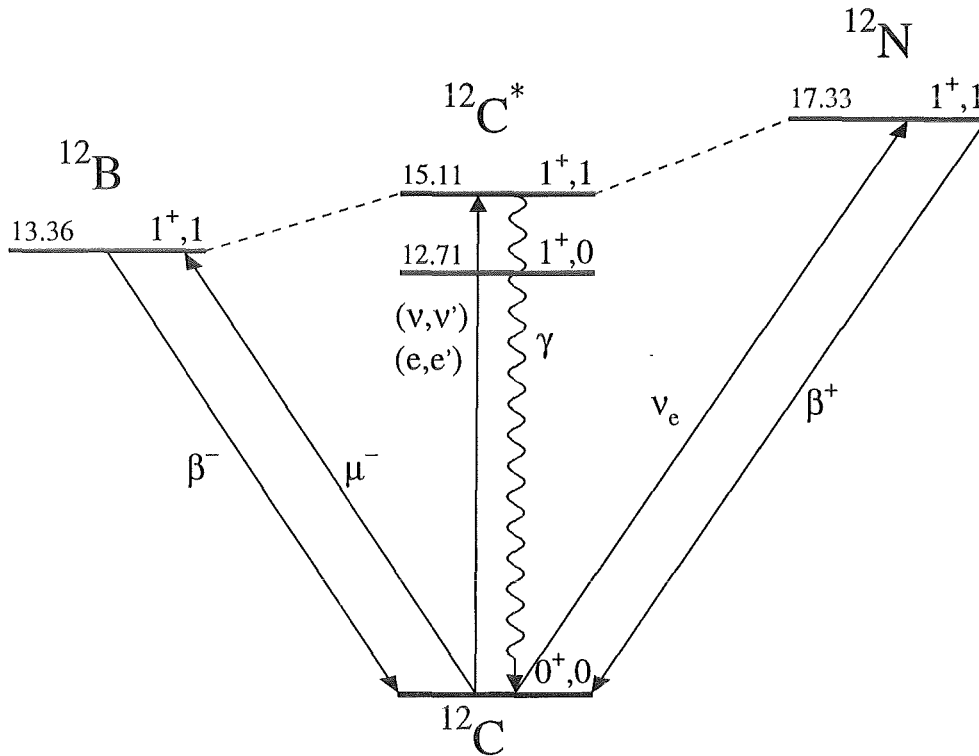


Abbildung 2.5: Das $A = 12$ Isospintriplett.

Die ladungsändernde CC-Anregung zum $^{12}\text{N}(1^+1)$ -Grundzustand wird nur durch Elektron-Neutrinos ausgelöst (inverser β -Zerfall). Die Myon-Neutrinos aus dem π^+ -Zerfall liegen unter der Schwelle für die (ν_μ, μ^-) Reaktion. Da im ISIS-Strahl keine Elektron-Antineutrinos produziert werden, kann der CC-Übergang zum $^{12}\text{B}(1^+1)$ -Grundzustand nur beobachtet werden, wenn er von gestoppten negativen kosmischen Myonen angeregt wird, die von einem ^{12}C -Kern eingefangen werden. Diese Reaktion wurde ebenfalls im Rahmen des KARMEN-Projekts eingehend untersucht [Gra92, Jan94].

Die NC-Anregung des ^{12}C -Grundzustandes zum 15.11 MeV-Niveau des $^{12}\text{C}(1^+1)$ -Zustandes kann durch Neutrinos aller Flavours ausgelöst werden. Die isovektorielle-axialvektorielle Anregung wird durch ein γ erkannt, das emittiert wird, wenn der Kern wieder in den Grundzustand übergeht. Der isoskalare-axialvektorielle Übergang zum 12.71 MeV-Niveau (1^+0) kann nach dem Standardmodell nicht durch den neutralen Strom angeregt werden. Nach Donnelly und Peccei [Don79] beträgt die Rate der Neutrino-Anregung des 12.71 MeV-Niveaus trotzdem etwa 0.5% der 15.11 MeV-Rate. Diese Anregung kommt von einer kleinen isovektoriellen Beimischung von 6%. Das 12.71 MeV-Niveau zerfällt jedoch zu 98% in ein α -Teilchen und ^8Be , das seinerseits wieder in zwei α 's zerfällt. Da α -Teilchen mit den hier vorkommenden Energien von wenigen MeV mit einem Szintillationsdetektor nicht nachgewiesen werden können, bleibt die Anregung des 12.71 MeV-Niveaus für den KARMEN-Detektor unsichtbar.

Um das Kernmatrixelement für die Anregung durch den geladenen und neutralen schwachen Strom zu berechnen, gibt es verschiedene Modelle, die der komplizierten inneren Struktur des Kerns durch eine geeignete Parametrisierung Rechnung tragen. Man unterscheidet im wesentlichen zwei Arten von Modellen. Das *Elementarteilchen-Modell* behandelt den Kern als einzelnes Teilchen, während sogenannte *mikroskopische Modelle* den Kern aus einzelnen Nukleonen zusammensetzen, die durch die schwache Wechselwirkung in höherenergetische Niveaus gehoben werden. Die Energieniveaus der angeregten Nukleonen werden dazu meist im Rahmen des Schalenmodells beschrieben. Im folgenden werden einige Modelle kurz vorgestellt und anschließend miteinander verglichen.

Elementarteilchen-Modell (EPM)

Das Elementarteilchen-Modell wurde zuerst von Kim und Primakoff und von Fujii und Yamaguchi eingeführt, um "klassische" schwache Prozesse, wie den β -Zerfall oder den Myoneinfang, zu beschreiben. Anstatt Kerne durch einzelne Nukleonen oder andere Konstituenten zu beschreiben, behandelt das EPM Kerne als punktförmige, "elementare" Teilchen mit definierten Quantenzahlen für Spin, Parität und Isospin. Das Kernmatrixelement eines untersuchten Prozesses kann durch nukleare Formfaktoren parametrisiert werden, deren q^2 -Abhängigkeit⁴ die Dynamik des Kerns enthält. Sofern diese Formfaktoren empirisch aus experimentellen Daten abgeleitet werden können, kann man modellunabhängige Vorhersagen für alle Observablen eines Überganges machen [Kub94].

Für das EPM werden einige Grundannahmen gemacht, mit deren Hilfe ein Teil der Formfaktoren festgelegt wird:

- exakte Isospinsymmetrie
- Erhaltung des Vektorstroms (CVC, *conserved vector current*)
- partielle Erhaltung des Axialvektorstroms (PCAC)

Das EPM wird in der Regel nur für die Berechnung von supererlaubten Übergängen verwendet, zu denen auch das $A = 12$ Triplett zählt. Für teilcheninstabile Zustände, wie zum Beispiel die angeregten $^{12}N^*$ -Zustände, wird die Zahl der benötigten Formfaktoren jedoch schnell unhandlich groß.

Für die Beschreibung des Wirkungsquerschnittes des durch geladene Ströme induzierten Übergangs von ^{12}C nach ^{12}N reichen vier Formfaktoren aus: $F_M(q^2)$, $F_A(q^2)$, $F_P(q^2)$ und $F_T(q^2)$. Der schwache magnetische Formfaktor $F_M(q^2)$, der pseudoskalare Formfaktor $F_P(q^2)$ und der tensorielle Formfaktor $F_T(q^2)$ tragen nur wenig zum Wirkungsquerschnitt bei. Er wird hauptsächlich durch den axialen Formfaktor $F_A(q^2)$ festgelegt. Die Formfaktoren erhält man nach Fukugita et al. [Fug88] in zwei Schritten. Zuerst wird der Wert für $q^2 = 0$ aus experimentellen Daten festgelegt und anschließend die q^2 -Abhängigkeit bestimmt, die für F_M , F_A und F_T näherungsweise die gleiche Form hat.

$F_A(0)$ und $F_T(0)$ werden aus dem mittleren ft -Wert der β -Zerfälle $^{12}B_{gs} \rightarrow ^{12}C_{gs}$ und $^{12}N_{gs} \rightarrow ^{12}C_{gs}$ und aus der Winkelverteilung der emittierten β -Teilchen berechnet. Dabei wird die exakte Isospin-Symmetrie des $A = 12$ -Triplets vorausgesetzt. Die tatsächlich beobachteten ft -Werte der beiden Zerfälle weisen jedoch leicht Unterschiede auf, die auf eine Verletzung der Isospin-Symmetrie zurückzuführen sind. Dies führt zu einem Fehler der Formfaktoren von etwa 6%. Dieser Fehler ist deutlich

⁴ q gibt den Vierer-Impulsübertrag durch die Wechselwirkung an.

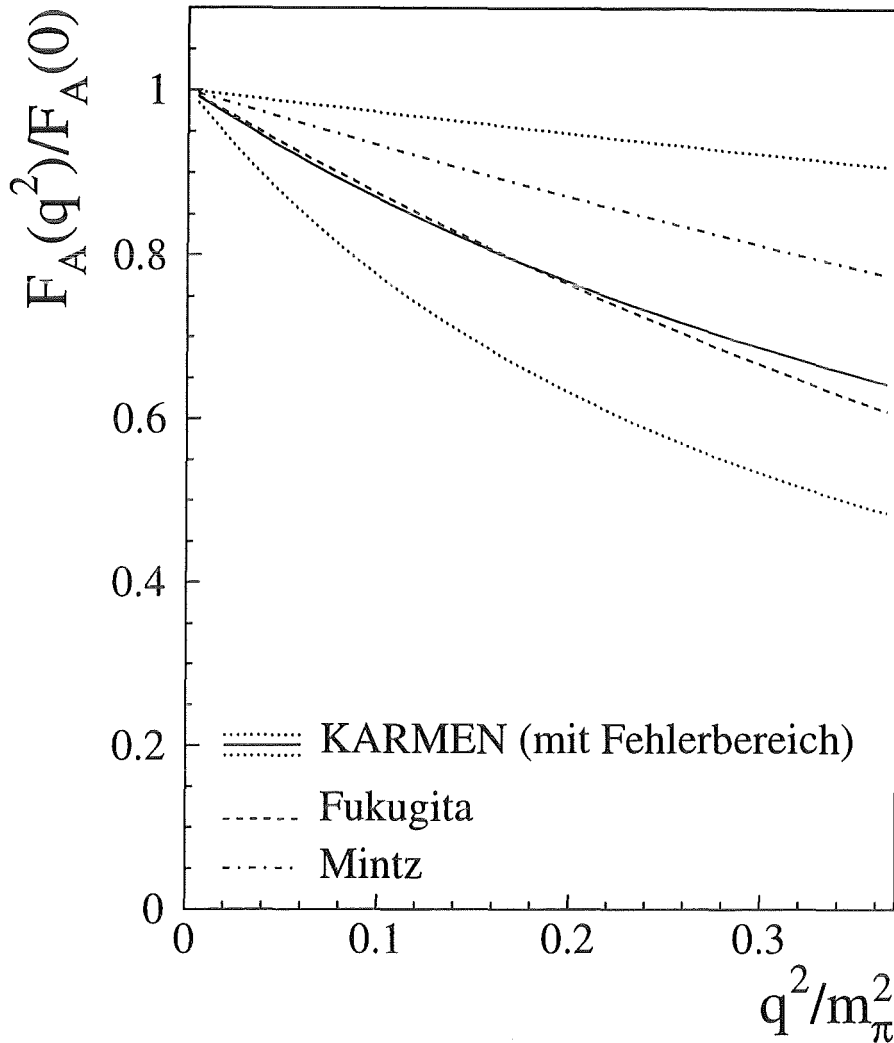


Abbildung 2.6: Gemessene und theoretische q^2 -Abhängigkeit des axialen Formfaktors der schwachen Wechselwirkung.

größer als der gesamte Beitrag von F_T (ca. 2% bei 15 MeV), der darum bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes vernachlässigt werden kann.

Der Beitrag von $F_P(0)$ ist proportional zum Quadrat der Masse des am Zerfall beteiligten Leptons. Da der hier untersuchte Energiebereich ($E_\nu < 53 \text{ MeV}$) unter der Myonschwelle liegt, kann auch F_P vernachlässigt werden.

$F_M(0)$ wird aus der Breite des γ -Zerfalls $^{12}\text{C}^*(1+1) \rightarrow ^{12}\text{C}_{gs} + \gamma(15.11 \text{ MeV})$ mit Hilfe der CVC-Hypothese ermittelt, die besagt, daß der schwache hadronische Vektorstrom unter der starken Wechselwirkung, in Analogie zur elektrischen Ladung, erhalten bleibt. Daraus folgt, daß $F_M(q^2) = \sqrt{2}\mu(q^2)$, mit dem elektromagnetischen Formfaktor $\mu(q^2)$, der aus Untersuchungen der ^{12}C -Elektronstreuung bekannt ist.

Experimentelle Werte für die q^2 -Abhängigkeit von F_A konnten bisher nur bei festen Werten von q^2 bestimmt werden (β -Zerfall: $q^2 = 0$; Myoneinfang an ^{12}C : $|q^2| = 0.424m_\pi^2$). Werte, die innerhalb dieses

Bereichs liegen, können aus dem theoretisch hergeleiteten Zusammenhang:

$$\frac{F_A(q^2)}{F_A(0)} \simeq \frac{F_M(q^2)}{F_M(0)} \quad (2.9)$$

mit einem Fehler von 10% abgeschätzt werden. Zusammen mit dem Fehler von $F_A(0)$ von 6%, können Wirkungsquerschnitte nach dem EPM mit einer Genauigkeit von 12% bestimmt werden. Durch die Messung des energieabhängigen Wirkungsquerschnittes der CC-Reaktion $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{gs} + e^-$ ist es KARMEN erstmals möglich, die q^2 -Abhängigkeit des axialen Formfaktors F_A (siehe Abb. 2.6) in einem für Supernova-Modelle wichtigen Energiebereich experimentell zu bestimmen [Bod94b, Hoe95].

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wird im wesentlichen durch den Phasenraumfaktor bestimmt, der im Energiebereich der ISIS *beam dump* Neutrinos typischerweise mit dem Quadrat der Energie des auslaufenden Leptons ($E_\nu - \omega$) skaliert:

$$\sigma \sim (E_\nu - \omega)^2 |\mathcal{M}|^2 \quad (2.10)$$

E_ν ist die Energie des einlaufenden Neutrinos und ω ist die Energiedifferenz der Kernzustände (NC: $\omega({}^{12}\text{C}^*) = 15.11$ MeV; CC: $\omega({}^{12}\text{N}_{gs}) = 17.3$ MeV). Das Quadrat des Matrixelementes \mathcal{M} wird durch die Formfaktoren F_A und F_M festgelegt:

$$|\mathcal{M}|^2 \simeq |F_A^2(q^2) \pm f_1 F_A(q^2) F_M(q^2) + f_2 F_M^2(q^2)| \quad (2.11)$$

Das positive Vorzeichen des Mischterms $F_A F_M$ gilt für Neutrinos, während das negative Vorzeichen für Antineutrinos gilt. Er beträgt für den hier untersuchten Energiebereich zwischen 5% und 15% des dominanten F_A^2 -Terms und führt für Antineutrinos zu einem entsprechend kleineren Wirkungsquerschnitt.

Auf Grund des unterschiedlichen Isospinfaktors ist der F_A -Anteil des Matrixelements für NC-Reaktionen um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner als für CC-Reaktionen. Daraus folgt die wichtige Beziehung für die Wirkungsquerschnitte des neutralen (σ^{NC}) und geladenen Stroms (σ^{CC}) bei *beam dump* Energien:

$$\sigma^{NC} \approx \frac{1}{2} \sigma^{CC} \quad (2.12)$$

ISIS liefert aus dem μ^+ -Zerfall gleichzeitig ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ mit gleicher Rate. Da KARMEN bei der NC-Anregung zum ${}^{12}\text{C}(1^+, 15.11 \text{ MeV})$ -Niveau nicht zwischen den beiden Neutrinoarten differenzieren kann, mißt es die Summe der beiden flußgemittelten Wirkungsquerschnitte $\langle \sigma_{\nu_e}^{NC} \rangle + \langle \sigma_{\bar{\nu}_\mu}^{NC} \rangle = \langle \sigma^{NC} \rangle$. Aus der e- μ -Universalität der neutralen Ströme folgt, das sich die Wirkungsquerschnitte nur durch das Vorzeichen des Mischterms $F_A F_M$ in Gleichung 2.11 unterscheiden sollten. Nimmt man außerdem die Beziehung 2.12 zu Hilfe, so kann man unabhängig vom Neutrinofluß⁵ das Verhältnis

$$R = \frac{\langle \sigma^{NC} \rangle}{\langle \sigma^{CC} \rangle} \approx 1 \quad (2.13)$$

bilden und damit die Annahme der e- μ -Universalität testen. $\langle \sigma^{CC} \rangle$ steht für den flußgemittelten Wirkungsquerschnitt der CC-Reaktion $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{gs} + e^-$.

Die Wirkungsquerschnitte für die neutrinoinduzierte Anregung von ${}^{12}\text{C}_{gs}$ zu einem der drei Zustände des $A = 12$ Isospin-Tripletts wurden von mehreren Autoren mit dem EPM berechnet [Fug88], [Min89], [Pou93], [Ber79]. In Tabelle 2.1 und 2.2 sind die theoretisch erwarteten flußgemittelten Wirkungsquerschnitte für die mit KARMEN beobachtbaren Reaktionen und die R -Werte verschiedener Autoren aufgelistet.

⁵Der Fluß kürzt sich heraus, da ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ mit identischen Raten erzeugt werden.

Donnelly–Walecka–Modell (DWM)

Das Donnelly–Walecka–Modell [Wal75, Don79, Don85, Mus94] zerlegt die Matrixelemente der neutrino-induzierten Kernübergänge im Rahmen einer *mikroskopischen* Beschreibung in eine Summe aus einzelnen Nukleon–Matrixelementen. Außerdem werden die Operatoren der Wechselwirkung durch eine Multipolentwicklung ersetzt, jeweils getrennt für den Vektor- und Axialvektoranteil des schwachen hadronischen Stromes. Für jeden Anteil gibt es vier Multipoloperatoren: den Coulomb–Operator, den longitudinal elektrischen, transversal elektrischen und transversal magnetischen Operator. Mit der CVC–Hypothese läßt sich ein Operator des Vektorstroms einsparen, so daß nur noch sieben Operatoren benötigt werden, um die Kernübergänge zu beschreiben.

Um die Vielteilchen–Kernmatrixelemente der Multipoloperatoren zu berechnen, werden im Rahmen der *mikroskopischen* Beschreibung der hadronischen Ströme die Nukleon–Matrixelemente ähnlich dem EPM mit Hilfe von Formfaktoren parametrisiert, die experimentell zum Beispiel durch die Untersuchung der Elektronstreuung am Proton oder Deuteron festgelegt werden können. Die Wellenfunktionen der Nukleonen werden in der Basis der Einteilchen–Zustände des *Schalenmodells* beschrieben.

Für den Kern wird vorausgesetzt, daß für den betrachteten Impulsübertrag die semileptonischen schwachen und elektromagnetischen Operatoren der Vielteilchen–Matrixelemente mit ausreichender Genauigkeit durch “Einkörper”–Operatoren angenähert werden können. Erst für Impulsüberträge $q > 500$ MeV/c werden die dominanten Einkörper–Terme durch Zweikörper–Mesonaustausch signifikant beeinflußt.

Die Einteilchen–Matrixelemente $\langle \alpha' | \mathcal{O} | \alpha \rangle$ der Multipoloperatoren \mathcal{O} werden bei der Summation mit numerischen Koeffizienten, den Einkörper–Dichtematrixelementen $\psi_{J_i T_i}^{(f_i)}(\alpha, \alpha')$, gewichtet [Mus94]:

$$\langle J_f; T_f | \hat{\mathcal{O}}_{\mathcal{J}; \mathcal{T}}(q) | J_i; T_i \rangle = \sum_{\alpha, \alpha'} \langle \alpha' | \hat{\mathcal{O}}_{\mathcal{J}; \mathcal{T}}(q) | \alpha \rangle \psi_{J_i T_i}^{(f_i)}(\alpha, \alpha') \quad (2.14)$$

J_i, J_f, T_i und T_f sind die Spins und Isospins der Anfangs- und Endzustände. Die Nukleon–Wellenfunktionen $|\alpha\rangle$ werden entsprechend den Quantenzahlen des Schalenmodells nach der Bindungsenergie, dem Bahndrehimpuls, dem Gesamtdrehimpuls und den zugehörigen Projektionen charakterisiert. Für beliebig komplexe Kernzustände können die exakten Matrixelemente jedes Einkörper–Multipoloperators als Linearkombination von unendlich vielen, entsprechend gewichteten Einteilchen–Matrixelementen ausgedrückt werden. Darum ist das DWM, im Gegensatz zum EPM, in der Lage auch angeregte Endzustände eines Übergangs zu beschreiben.

Im Idealfall werden Größe und q^2 –Abhängigkeit von Kernmatrixelementen der Multipoloperatoren durch die Untersuchung von Elektron–Kern–Streuungen bestimmt. Anschließend werden die Multipolmatrixelemente durch (bekannte) Einteilchen–Matrixelemente parametrisiert, um die Elemente der Einkörper–Dichtematrix $\psi_{J_i T_i}^{(f_i)}(\alpha, \alpha')$ zu erhalten. Besitzt man erst einmal die Dichtematrix, so kann man den zweiten Schritt umkehren und mit den passenden Einteilchen–Matrixelementen Vorhersagen für beliebige andere Übergänge machen. In der praktischen Anwendung dieser Methode kommt es jedoch häufig vor, daß die experimentell zugänglichen Daten nicht ausreichen, um einen kompletten Satz an Dichtematrixelementen zu bestimmen. In diesem Fall muß auf eine Kombination von Modellrechnungen (z.B. Schalenmodell) und experimentellen Daten zurückgegriffen werden.

In der Praxis versucht man die Summation auf wenige, handhabbare Koeffizienten zu beschränken. Im Energiebereich der ISIS–Neutrinos kann die Näherung des *Long Wavelength Limits* (LWL) angewandt

werden, das für niedrige Impulsüberträge⁶ $q \ll Q_F$ gilt. Im LWL tragen nur noch drei der sieben Multipoloperatoren signifikant bei, wobei ein Operator nur zur elastischen Streuung beiträgt. Die beiden anderen Operatoren sind außerdem zueinander proportional, so daß nur noch ein Operator übrig bleibt.

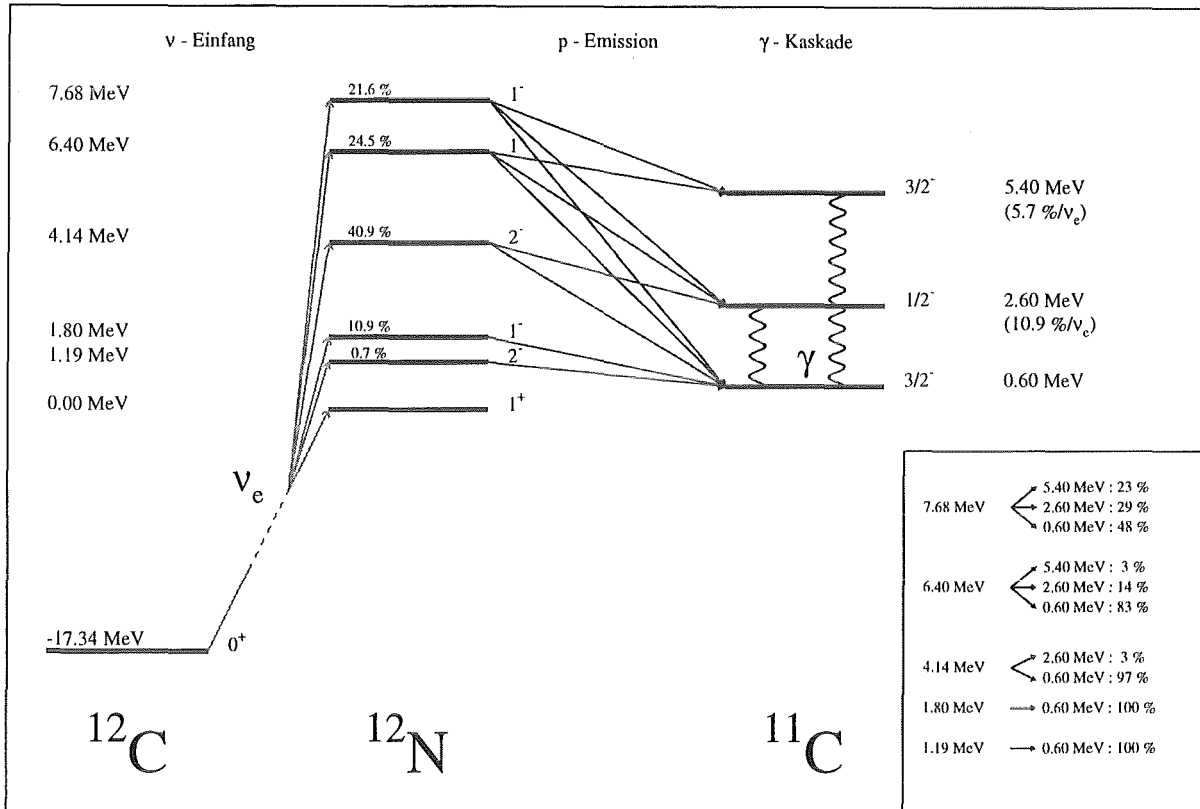


Abbildung 2.7: Anregung und Zerfall der angeregten $^{12}N^*$ -Niveaus [Tie93]. Im KAR-MEN-Detektor wird die Summe der Energien der Elektronen (inverser β -Zerfall) und der γ 's nachgewiesen. Die emittierten Protonen erzeugen dagegen nur wenig Szintillationslicht.

Für den Fall des Übergangs vom ^{12}C -Grundzustand zum $A = 12$ -Isospintriplett berechnete Donnelly et al. den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt. Für die NC-Anregung $^{12}C(\nu, \nu')^{12}C^*$ erhielt er die Beziehung [Don79]:

$$\sigma^{NC} = 1.08 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \left(\frac{E_\nu - \omega}{M_N} \right)^2 \beta_A^2 \quad (2.15)$$

mit der Nukleonmasse M_N , der Energie des einlaufenden Neutrinos E_ν und dem Energieübertrag $\omega = 15.11$ MeV. Die isovektor-axialvektorielle Kopplungskonstante β_A kann mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten bestimmt und mit der Vorhersage des Standardmodells ($\beta_A = 1$) verglichen werden. Der Wirkungsquerschnitt des DWM zeigt die gleiche Energieabhängigkeit wie der Wirkungsquerschnitt

⁶Fermi-Impuls $Q_F \approx 250 \text{ MeV}/c$

des EPM. Auch für die CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, e^-)^{12}\text{N}_{gs}$ erhält man die gleiche Beziehung wie beim EPM:

$$\sigma^{NC} \approx \frac{1}{2} \sigma^{CC} \quad (2.16)$$

wobei die Massendifferenz $\omega = 17.3$ MeV ist. In Tabelle 2.1 und 2.2 sind nicht nur die Resultate für die Übergänge zum $A = 12$ -Isospintriplett aufgelistet, sondern auch der inklusive Wirkungsquerschnitt zu angeregten Stickstoffzuständen (siehe Abb. 2.7), die im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurden.

Continuum Random Phase Approximation (CRPA)

Die *Random Phase Approximation* ist ebenfalls ein *mikroskopisches* Modell. Die Grundlage für die Beschreibung der Zustände der einzelnen Nukleonen bildet auch hier das Schalenmodell, in dem die Nukleonen des Kerns näherungsweise als voneinander unabhängige Teilchen in einem gemeinsamen Potential beschrieben werden. Die RPA ist eine fortgeschrittene *Teilchen-Loch-Theorie*. Sie berücksichtigt Grundzustandskorrelationen zwischen den Nukleonen, die zu einer beträchtlichen Erhöhung der elektromagnetischen Übergangsraten führen [Row70, Bub91, Kol92].

Der Grundzustand eines Kerns kann durch das selbstkonsistente Hartree-Fock-Verfahren, das noch Restwechselwirkungen zwischen den Nukleonen berücksichtigt, sehr gut beschrieben werden. Diese Methode beschreibt am besten Kerne mit geschlossenen Schalen, wie zum Beispiel ^{12}C oder ^{16}O . Betrachtet man den Grundzustand als Teilchen-Loch-Vakuum, so kann man angeregte Zustände des Kerns als kohärente Überlagerung aller möglichen Teilchen-Loch-Zustände (T-L) auffassen. Die Kernanregung wird dabei als Linearkombination von T-L-Zuständen mit beliebiger Phase zueinander beschrieben. Das Problem besteht unter anderem darin, die richtigen Gewichtungsfaktoren, die sogenannten RPA-Amplituden (ähnlich der Einkörper-Dichtematrix im DWM), für die einzelnen T-L-Zustände zu bestimmen, die zu einem angeregten Zustand beitragen. Für die Berechnung des Übergangsmatrixelementes wird der schwache hadronische Strom, wie im DWM, durch eine Multipolentwicklung parametrisiert.

Mit der Continuum-RPA lassen sich neben den diskreten Endzuständen auch Übergänge zu Zuständen berechnen, die oberhalb der Teilchenemissionsschwelle im Kontinuum liegen. Diese Methode wurde von Kolbe et al. [Kol92, Kol94] verwendet, um die neutrino-induzierte Anregung des ^{12}C -Kerns bei kleinen und mittleren Energien zu berechnen. Das Modell liefert eine gute Beschreibung der Riesenresonanzen in leichten Kernen, die den Wirkungsquerschnitt bei niederenergetischer Neutrino-Kern-Streuung dominieren. Die Resultate dieser Rechnungen sind in Tabelle 2.1 und 2.2 aufgeführt.

Vergleich der Modellrechnungen für ^{12}C

Der für die Anwendung wichtigste Unterschied zwischen dem EPM und mikroskopischen Modellen ist die Möglichkeit mikroskopischer Modelle auch Übergänge in angeregte, teilcheninstabile Endzustände zu beschreiben. In Tabelle 2.1 und 2.2 sind die mit verschiedenen theoretischen Modellen berechneten Wirkungsquerschnitte der im KARMEN-Detektor beobachtbaren Neutrino- ^{12}C -Reaktionen für geladene bzw. neutrale schwache Ströme aufgelistet. Die Fehler der einzelnen Rechnungen liegen bei etwa 10%. Die Wirkungsquerschnitte wurden mit den bekannten Energieverteilungen der ISIS-Neutrinos (siehe Abb. 2.1) über den Fluß gemittelt. Für die *Charged Current* Anregung sind die Wirkungsquerschnitte zum Stickstoff-Grundzustand und zu angeregten Stickstoffzuständen getrennt angegeben, da beide Reaktionen im KARMEN-Detektor unterschieden werden können. Die Übergänge zu

Autor	Modell	$\langle\sigma\rangle^{CC}$ in 10^{-42} cm ²		μ -e-Universalität $R = \langle\sigma\rangle^{NC} / \langle\sigma\rangle^{CC}$	Ref.
		$^{12}C(\nu_e, e^-) ^{12}N_{gs}$	$^{12}C(\nu_e, e^-) ^{12}N^*$		
Fukugita	EPM	9.2	—	1.08	[Fug88]
Mintz	EPM	9.0	—	1.18	[Min89]
Donnelly	LWL	9.4	3.7	1.27	[Don91]
Kolbe	CRPA	9.3	6.3	1.13	[Kol94]

Tabelle 2.1: Theoretische, flußgemittelte *Charged Current* Wirkungsquerschnitte $\langle\sigma\rangle^{CC}$ verschiedener Autoren und Modelle.

angeregten Zuständen können von den mikroskopischen Modellen berechnet werden, während das Elementarteilchen-Modell nur Vorhersagen für den Grundzustand zuläßt. Das erwartete Verhältnis

$$R = \frac{\langle\sigma(^{12}C(\nu, \nu') ^{12}C^*)\rangle^{NC}}{\langle\sigma(^{12}C(\nu_e, e^-) ^{12}N_{gs})\rangle^{CC}} \quad (2.17)$$

für den Test der μ -e-Universalität ist ebenfalls in Tabelle 2.1 angegeben. In Abbildung 2.9 sind die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der CC-Anregung zum ^{12}N -Grundzustand in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie dargestellt.

Autor	Modell	$\langle\sigma\rangle^{NC}$ in 10^{-42} cm ² der Reaktion $^{12}C(\nu, \nu') ^{12}C^*$				Ref.
		$\langle\sigma\rangle^{NC}(\nu_e)$	$\langle\sigma\rangle^{NC}(\bar{\nu}_\mu)$	$\langle\sigma\rangle^{NC}(\nu_e + \bar{\nu}_\mu)$	$\langle\sigma\rangle^{NC}(\nu_\mu)$	
Bernabéu	EPM	4.6	5.7	10.3	—	[Ber79]
Fukugita	EPM	4.5	5.4	9.9	2.74	[Fug88]
Minz	EPM	4.9	5.8	10.6	2.70	[Pou90]
Donnelly	LWL	4.7	7.2	11.9	2.64	[Don91]
Parthasarathy	Shell	4.7	5.2	9.9	2.59	[Par94]
Kolbe	CRPA	4.6	5.9	10.5	2.80	[Kol94]

Tabelle 2.2: Theoretische, flußgemittelte *Neutral Current* Wirkungsquerschnitte $\langle\sigma\rangle^{NC}$ verschiedener Autoren und Modelle (*Shell* bezeichnet ein mikroskopisches Modell im Rahmen des Schalenmodells). Die ersten beiden Wirkungsquerschnitte zeigen die Werte der beiden Neutrinos aus dem Myonzerfall. Die nächste Spalte zeigt die eigentliche Meßgröße, die Summe der beiden Neutrinoereaktionen. In der vierten Spalte steht der Wert für die Myonneutrinos aus dem prompten Pionzerfall.

Tabelle 2.2 zeigt die gerechneten Wirkungsquerschnitte der *Neutral Current* Anregung zum 15.11 MeV-Niveau von ^{12}C durch Neutrinos aller Flavours. Der Wert der $\bar{\nu}_\mu$ -Anregung von Donnelly liegt etwas höher als die Ergebnisse anderer Autoren, da die benutzt LWL-Näherung im Grunde nur für niedrige Neutrinoenergien gültig ist. Am oberen Ende des $\bar{\nu}_\mu$ -Spektrums (52.8 MeV) wird darum der Wirkungsquerschnitt etwas überschätzt. Dies kann man in Abbildung 2.8, die den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie zeigt, gut erkennen. Man sieht auch die leicht Differenz

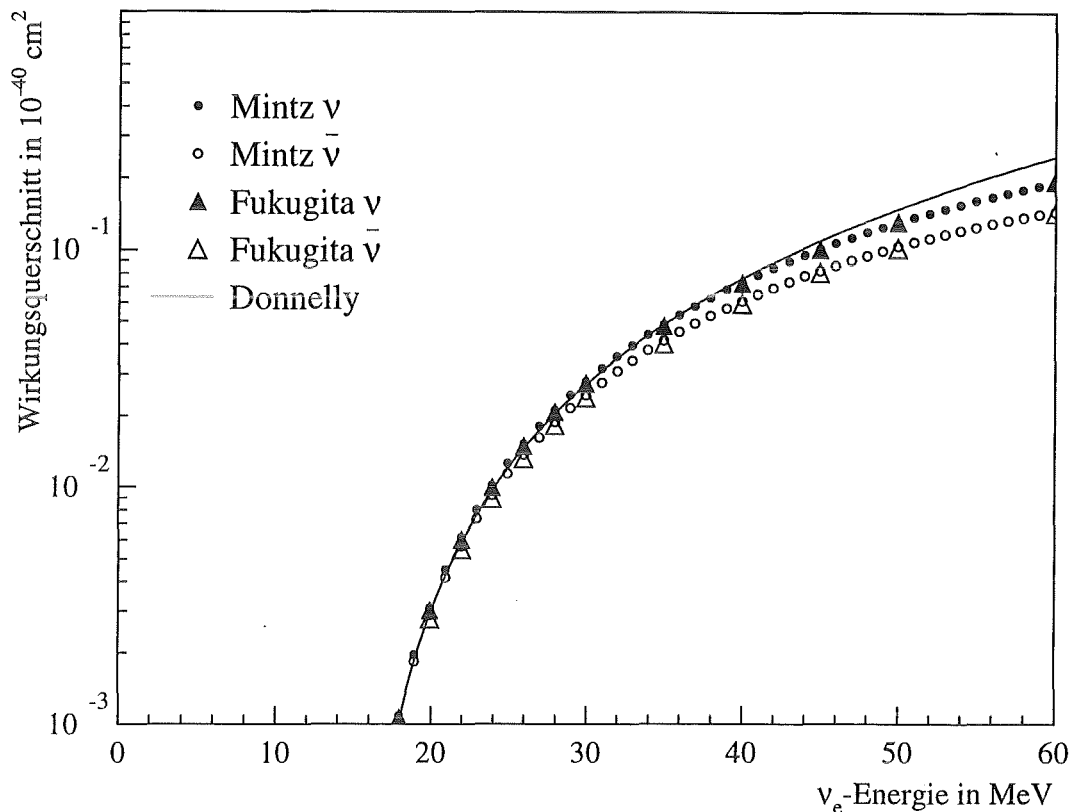


Abbildung 2.8: Theoretischer energieabhängiger *neutral current* Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$, getrennt für Neutrinos und Antineutrinos.

zwischen Neutrinos und Antineutrinos, die durch das Vorzeichen des Interferenzterms von axialem und magnetischem Formfaktor in Gleichung 2.11 herrührt. Die Rechnung von Donnelly unterscheidet nicht zwischen Neutrinos und Antineutrinos, weshalb nur eine Kurve eingezeichnet ist.

Charged Current Reaktionen mit ^{12}C im KARMEN-Detektor

Charged Current Reaktionen werden im KARMEN-Detektor nur von Elektronenneutrinos aus dem μ -Zerfall im ISIS-Target ausgelöst, da die Energie der Myonenneutrinos unter der Myonerzeugungsschwelle liegt. Die Elektronenneutrinos werden, wie bei der Suche nach Neutrinooszillationen, durch den inversen β -Zerfall $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ nachgewiesen. Der zeitliche Verlauf der Elektronen relativ zum Strahlpuls wird durch die Lebensdauer der Myonen im Target ($\tau = 2.2 \mu\text{s}$, Abb. 2.1) bestimmt. Man unterscheidet zwei Arten von Endzuständen, den Übergang zum Grundzustand und den Übergang zu einem angeregten Niveau des ^{12}N -Kerns.

Der *exklusive* Übergang zum Grundzustand $^{12}\text{N}_{gs}$ ist durch den nachfolgenden β^+ -Zerfall mit einer Lebensdauer von 15.9 ms zu erkennen:

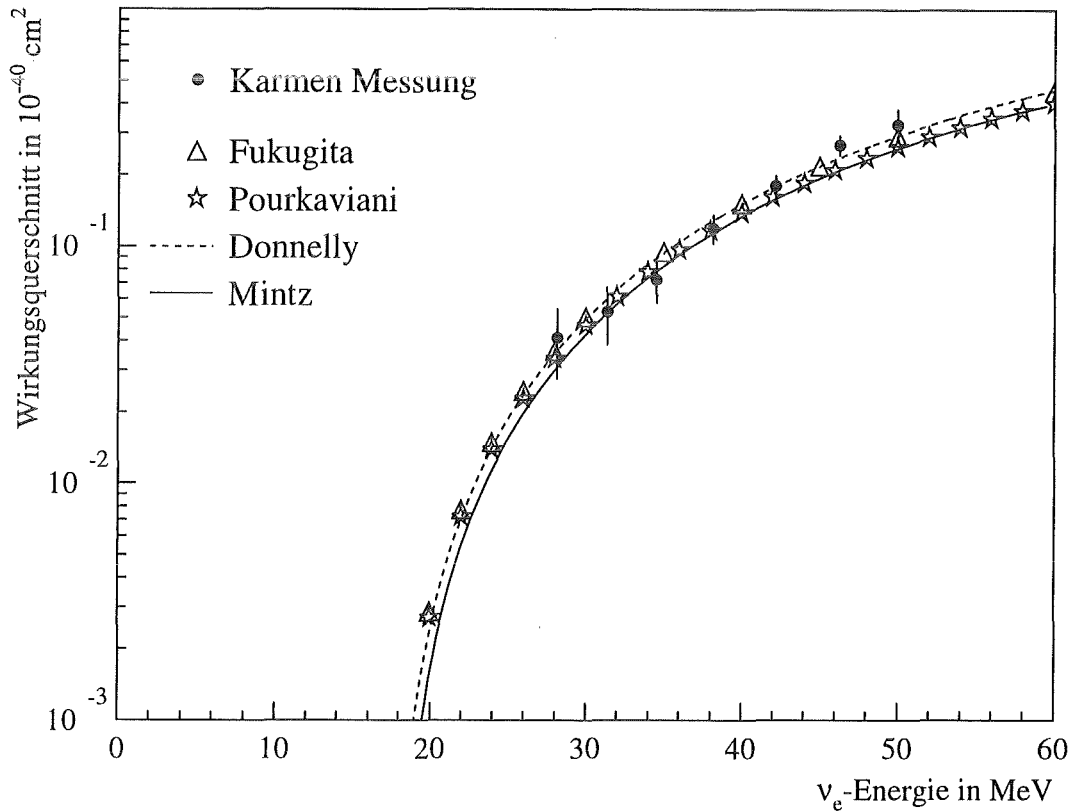
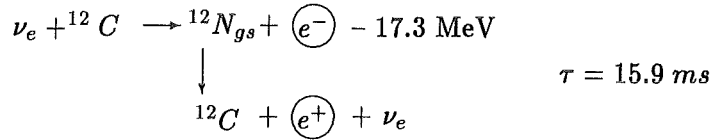


Abbildung 2.9: Von KARMEN gemessener energieabhängiger *charged current* Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{gs}$ im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen.

Die sequentielle Signatur des prompten Elektrons und des zeitlich verzögerten Positrons am gleichen Ort, erlaubt eine klare Identifizierung dieses Prozesses mit einer hohen Signal-zu-Untergrund Rate ($S : B = 35 : 1$). Die kinetische Energie des prompten Elektrons (E_e) wird die Neutrinoenergie ($E_{\nu_e} \leq 52.8 \text{ MeV}$) und den Q -Wert der Reaktion ($Q_{CC} = -17.3 \text{ MeV}$) festgelegt:

$$E_e = E_{\nu_e} + Q_{CC} \quad (2.18)$$

Die kinetische Energie des sequentiellen Positrons liegt zwischen 0 und 16.3 MeV. Abbildung 2.10 zeigt die Energie- und Zeitverteilungen der korrelierten Ereignisse [Kle94]. Der mit KARMEN gemessene, flußgemittelte Wirkungsquerschnitt der *exklusiven Reaktion* beträgt [Fai95]:

$$\langle \sigma_{gs}^{CC}(\nu_e) \rangle = 9.4 \pm 0.45(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.})$$

Er ist in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen der verschiedenen Modelle in Tabelle 2.1.

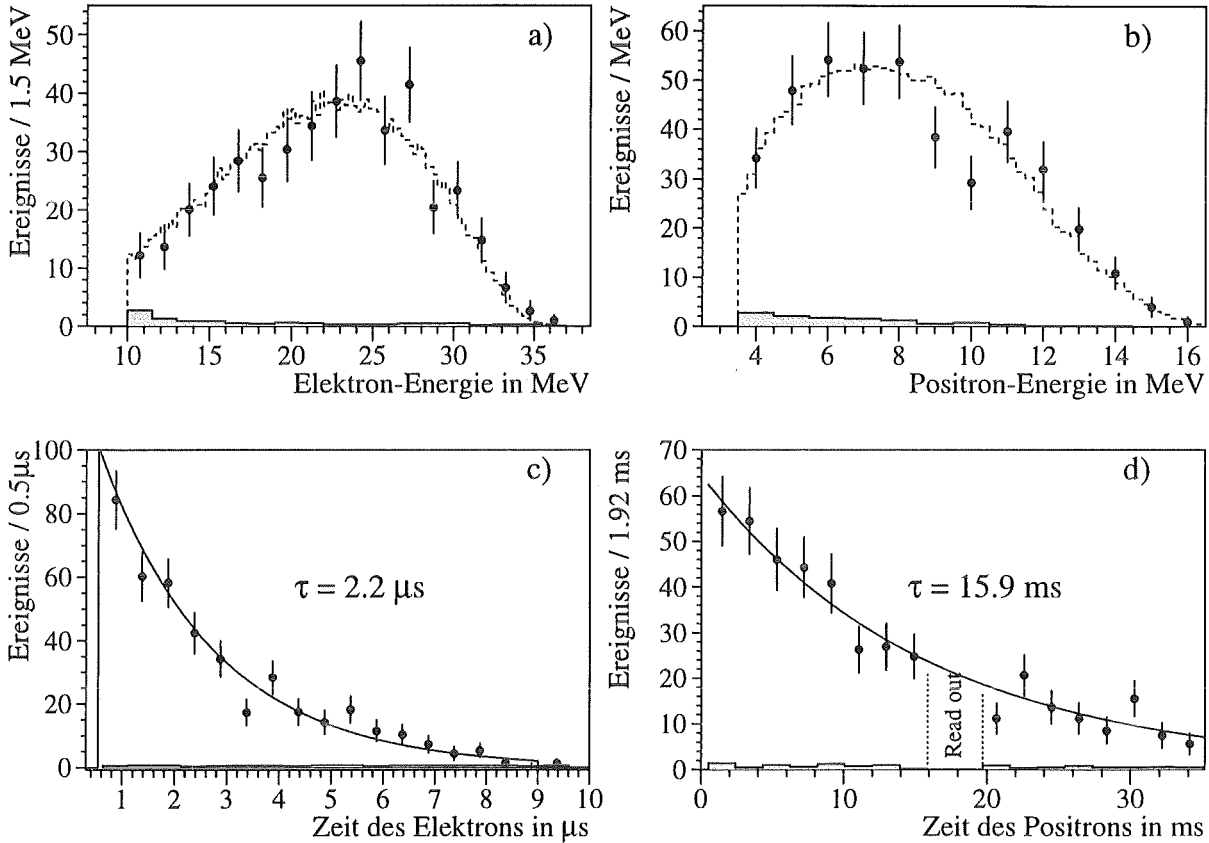
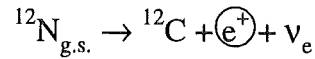
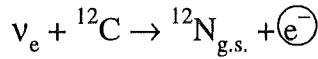


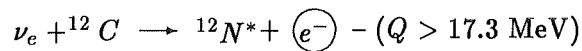
Abbildung 2.10: Energie- und Zeitspektren der sequentiellen Nachweisreaktion der *charged current* Anregung des Stickstoff-Grundzustandes. Die gestrichelten Linien stellen die Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort dar, zusammen mit den Meßpunkten von KARMEN. Die grau unterlegten Flächen repräsentieren den Untergrund.

Die feste kinematische Beziehung zwischen der Energie des Elektrons und des Neutrinos ermöglichte es der KARMEN-Gruppe erstmals den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie zu bestimmen [Woe92, Kle94]. Die nachgewiesene, sichtbare Energie des Elektrons stimmt jedoch nicht mit seiner tatsächlichen Energie überein, da die endliche Detektoraufösung und die Nachweisschwellen der Elektronik das gemessene Spektrum verzerren. Mit einer aufwendigen Entfaltungsprozedur, die über eine Monte-Carlo-Simulation die Detektorantwort berücksichtigt, kann jedoch die wahre Energieverteilung der Elektronen aus der gemessenen Energieverteilung zurückgerechnet werden. Das so erhaltene wahre Elektronenspektrum ist das Produkt aus dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt und dem energieabhängigen Fluß der Elektronenneutrinos. Da der Fluß aus der Kinematik des *Myonzerfalls in Ruhe* sehr genau bekannt ist (siehe Abb. 2.1), kann der energieabhängige Wirkungsquerschnitt der Reaktion bestimmt werden. Abbildung 2.9 zeigt das Resultat im Vergleich zu den theoretischen Voraussagen verschiedener Autoren.

Über die Form des energieabhängigen Wirkungsquerschnittes gelang es erstmals die q^2 -Abhängigkeit

des axialen Formfaktors (siehe Gleichung 2.11) zu bestimmen [Hoe95]. Der Verlauf ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

Verzichtet man auf die Bedingung der sequentiellen Signatur und sucht nur nach dem prompten Elektron, erhält man den *inklusive* Wirkungsquerschnitt. Er enthält sowohl die Übergänge zum Grundzustand, als auch zu angeregten Zuständen $^{12}\text{N}^*$ des Stickstoffkerns. Subtrahiert man die über die sequentielle Signatur erkannten Grundzustandsübergänge, bleiben die angeregten Zustände übrig:



Angeregte Stickstoffzustände (siehe Abb. 2.7) sind teilcheninstabil. Sie zerfallen zu nahezu 100% in $^{11}\text{C} + p$. Befindet sich der Kohlenstoffkern in einem angeregten Zustand, so gibt er die Energie durch Emission eines γ 's ab, das im KARMEN-Detektor nachgewiesen wird. Da diese Prozesse sehr schnell ablaufen, werden sie zeitlich nicht getrennt, sondern zu einem einzigen Ereignis zusammengefaßt. Abbildung 2.11 zeigt die simulierte Detektorantwort der sichtbaren Energiedeposition.

Der resultierende Kern ist zwar β^+ -instabil, besitzt jedoch eine Lebensdauer von 41 min. Außerdem liegt die maximale Energie des Zerfallspositrons mit 1 MeV unter der Nachweisschwelle des KARMEN-Detektors. Der Übergang zu einem angeregten ^{12}N -Zustand kann darum nicht über eine Sequenz, sondern nur über eine sogenannte *Single Prong* Signatur nachgewiesen werden. Die angeregten Zustände sind nur der Beschreibung durch *mikroskopische* Modelle zugänglich. Tabelle 2.1 zeigt die theoretischen Vorhersagen für die Wirkungsquerschnitte, deren experimentelle Bestimmung in Kapitel 7 beschrieben wird.

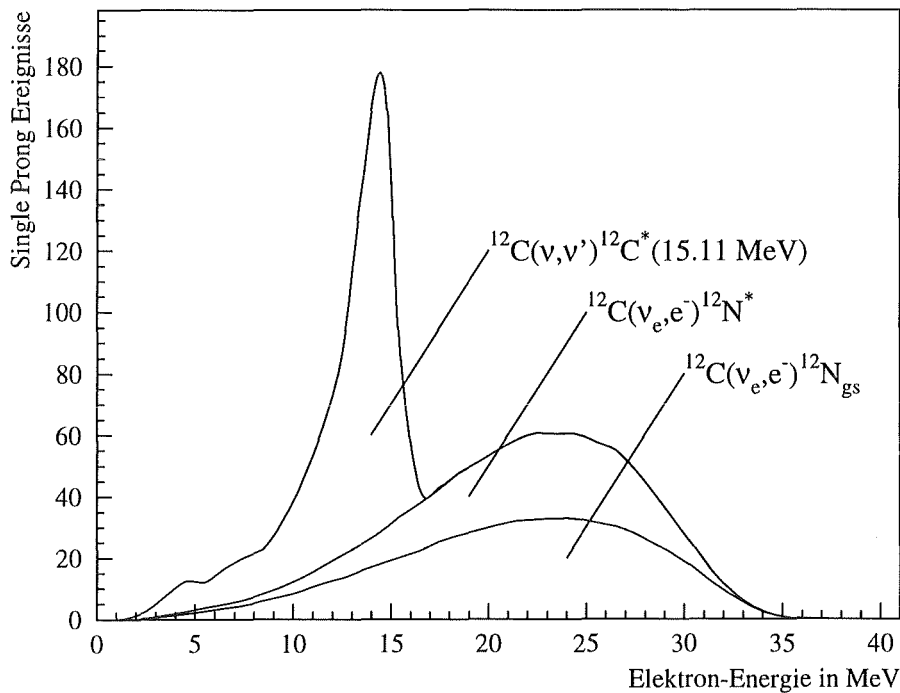
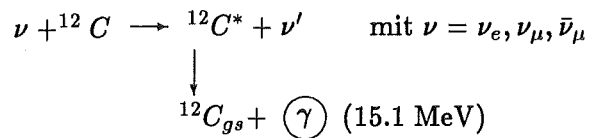


Abbildung 2.11: Simulierte Detektorantwort der *Single Prong* Ereignisse aus neutrinoinduzierten ^{12}C -Anregungen.

Neutral Current Anregung von ^{12}C im KARMEN-Detektor

Die *Neutral Current* Anregung des $^{12}\text{C}(1^+, 1; 15.11 \text{ MeV})$ -Niveaus kann durch alle drei von ISIS erzeugten Neutrino-Flavours erfolgen. Sie wird anhand des γ 's erkannt, das beim anschließenden Übergang des Kerns zum Grundzustand emittiert wird:



Die simulierte Detektorantwort des sogenannten *15 MeV-Peak* wird in Abbildung 2.11 gezeigt. In 92% der Fälle geht der Kern direkt in den Grundzustand über. Der Rest teilt sich in Übergänge zu verschiedenen angeregten Niveaus auf, die ihrerseits entweder weitere γ 's emittieren oder teilcheninstabil sind und zu $^8\text{Be} + \alpha$ zerfallen.

KARMEN konnte 1991 mit den Neutrinos aus dem Myonzerfall als erstes Experiment die Kernanregung durch neutrale Ströme nachweisen [Bod91, Ebe92]. Die NC-Anregung durch die monoenergetischen Myonneutrinos aus dem π^+ -Zerfall findet in den ersten 500 ns nach dem Strahl statt. Sie konnte vor kurzem erstmals eindeutig nachgewiesen werden [Ste95]. Der Wirkungsquerschnitt

$$\langle \sigma^{NC}(\nu_\mu) \rangle = 2.67 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})$$

stimmt gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Die theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

Die $\bar{\nu}_\mu$ und ν_e aus dem nachfolgenden Myonzerfall führen beide zur gleichen Anregung und können experimentell nicht unterschieden werden. Darum wird von KARMEN nur die Summe der beiden einzelnen, flußgemittelten Wirkungsquerschnitte angegeben. Diese Reaktion ist dem *Single Prong* Spektrum der CC-Reaktionen der Elektroneneutrinos überlagert. Die Analyse des *Single Prong* Spektrums wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und ist in Kapitel 7 beschrieben.

2.3 Der Detektor

Der KARMEN-Detektor steht in einem mittleren Abstand von 17.6 m vom ISIS-Target entfernt. Er ist von einem Bunker aus 7000 t Eisen umgeben, der sowohl kosmischen Untergrund als auch strahlkorrelierte Neutronen und Gammas abschirmen soll. Drei Wände des Bunkers sind jeweils 2 m dick, während die vierte, dem Haupt-Target abgewandte Seite, von einer fahrbaren, 600 t schweren Stahltür verschlossen wird. Die Tür ist 1.5 m dick, 5.9 m breit und 7.8 m hoch. Das Dach des Bunkers ist 2.9 m dick (siehe Abb. 2.12). Die Gesamtlänge des Bunkers beträgt 15.25 m, er ist 8.24 m breit und 9.94 m hoch.

Der KARMEN-Detektor ist ein modular aufgebautes Szintillations-Kalorimeter, das mit 56 t des organischen Flüssigszintillators *PPP*⁷ gefüllt ist. Die Lichtausbeute und Lichtabschwächung des Szintillators wurden speziell für die KARMEN-Geometrie optimiert [Rem83, Wol90]. Der gesamte Detektor wiegt 300 t. Er kann auf Luftkissen aus dem Bunker herausgefahren werden, wodurch es möglich war, die gesamte Montage außerhalb des engen Bunkers durchzuführen.

⁷75% Paraffinöl, 25% Pseudocumol und 2 g/l PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin)

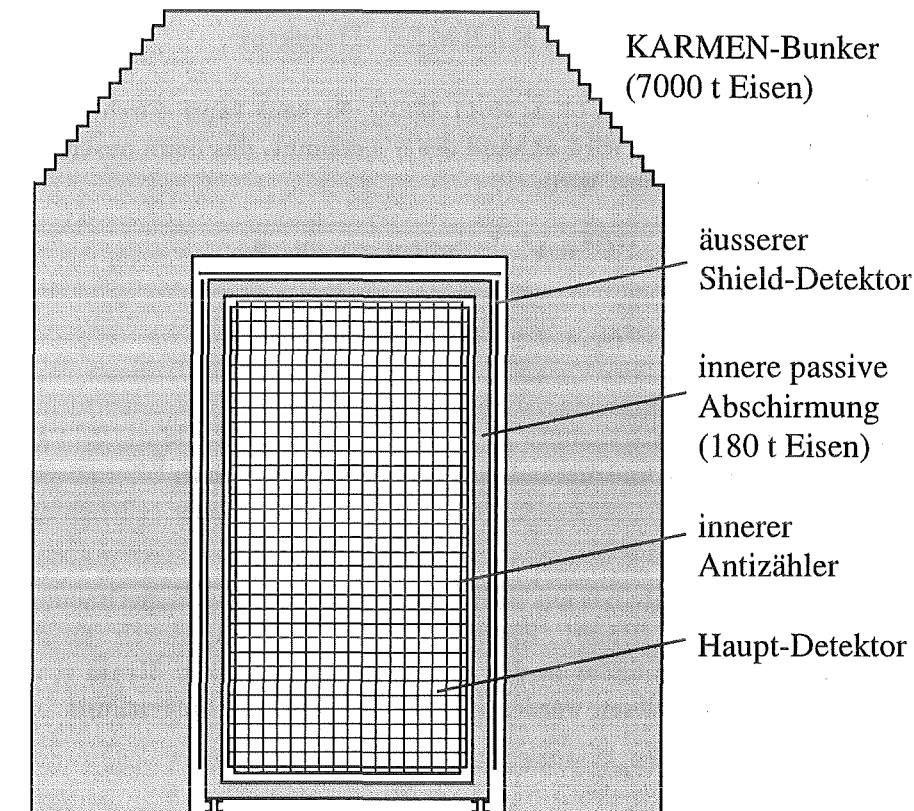


Abbildung 2.12: Skizze des KARMEN-Bunkers mit dem Detektor.

Der Detektor besteht aus dem *Hauptdetektor* und dem *inneren Antizähler* im Inneren des Szintillatortanks, der von einer passiven, 18 cm dicken Eisenabschirmung umgeben wird, die hauptsächlich als Schutz gegen Bremsstrahlungs-Gammas aus den Bunkerwänden gedacht ist (siehe Abb. 2.13). Die Aussenseite des Detektors wird an fünf Seiten von einer zweiten Antizählerlage bedeckt, dem *Shield-Detektor*.

Das Szintillatorvolumen von 65 m^3 im Inneren des Tanks wird von einer Segmentierung aus Doppel-Plexiglasplatten (2.5 m^3 oder 4% des aktiven Volumens) in 512 *Hauptdetektor*-Module und in 96 Module des *inneren Antizählers* unterteilt. Die Doppelplatten der Segmentierung werden aus je zwei 1.75 m langen und 1.5 mm starken Plexiglasplatten gebildet, die entlang ihres Randes mit einem Epoxid-Kleber (Double Bubble Orange, Epoweld) luftdicht verbunden wurden. Die zwischen den Platten eingeschlossene Luft führt zur Totalreflexion des Szintillationslichtes, das unter einem Winkel kleiner als 47° auf die Grenzschicht trifft.

Abbildung 2.14 zeigt den Blick in ein Hauptdetektor-Modul durch ein offenes Photomultiplier-Loch in der Stirnwand des Tanks. Die Vielfachreflexionen der beiden Photomultiplier-Öffnungen am entgegengesetzten Ende verdeutlichen den Vorteil einer totalreflektierenden Wand. Besonders für Ereignisse, die weiter entfernt vom Modulende auftreten, wird das meiste Licht, das die Photomultiplier erreicht, über mehrere Reflexionen an den Modulwänden geleitet. Sein Anteil überwiegt deutlich den Anteil an direktem Licht.

In jedem Luftspalt befindet sich zusätzlich noch eine Papierbahn, die das Überkoppeln von Szintillati-

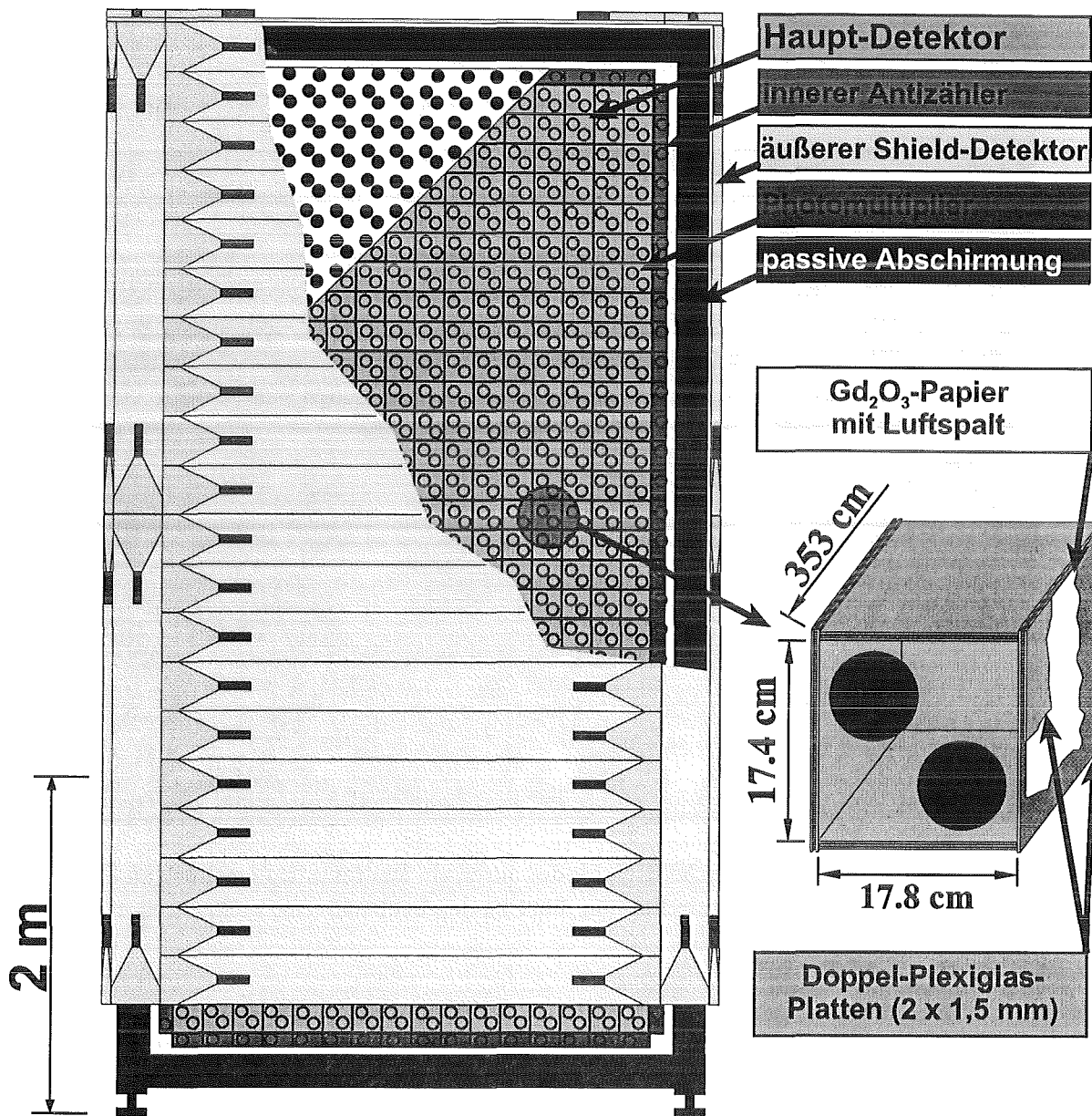


Abbildung 2.13: Skizze des KARMEN-Detektor.

onsicht in benachbarte Module verhindern soll. Das Papier zwischen Hauptdetektor-Modulen wurde mit Gd_2O_3 beschichtet, das dem Nachweis thermischer Neutronen über die Reaktion $Gd(n, \gamma)$ dient.

Der lichte Querschnitt eines Hauptdetektor-Moduls beträgt $17.8 \text{ cm} \times 17.4 \text{ cm}$, von vier Seiten eingerahmt von den 3 mm dicken Doppelplatten der Segmentierung. Es ist insgesamt 3.53 m lang. Von Stirnende zu Stirnende teilt sich diese Länge folgendermaßen auf: 9 mm Szintillator, 6 mm Doppelplexiglas, zwei jeweils 1.75 m lange Platten der Segmentierung, die in der Modulmitte aneinander gefügt sind und am Ende wieder 6 mm Doppelplexiglas und 9 mm Szintillator. Die 512 Hauptdetektor-Module sind in 16 Spalten und 32 Reihen angeordnet (siehe Abb. 2.15).

Der einlagige innere Antizähler, der vier Seiten des Detektors abdeckt, besteht aus je 32 Modulen an

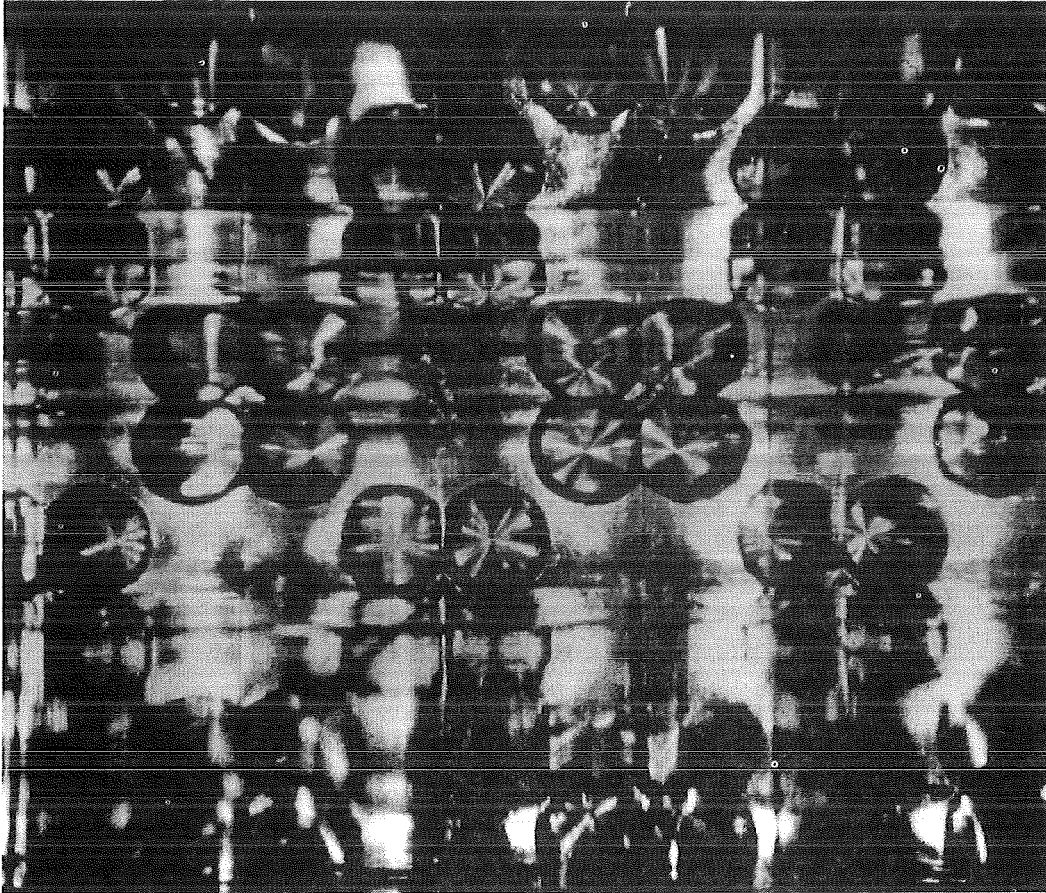


Abbildung 2.14: Blick in ein KARMEN-Modul durch ein Photomultiplier-Loch an einem Ende. Die Totalreflektion führt zu den beobachteten Vielfachreflexionen des fernen Endes.

der rechten und linken Seite (Querschnitt: $8 \text{ cm} \times 17.4 \text{ cm}$) und aus je 16 Modulen oben und unten (Querschnitt: $17.8 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$). Das gesamte mit Flüssigszintillator gefüllte Volumen des Tanks beträgt $353 \times 320 \times 596 \text{ cm}^3$.

Die oben erwähnten 6 mm dicken Doppel-Plexiglasplatten an beiden Stirnenden der Module halten jeweils eine von 9 Untereinheiten zusammen, aus denen die Segmentierung zusammengesetzt wurde. Eine Untereinheit reicht über die gesamte Breite des Detektors und ist vier Modulreihen hoch. Die 19 vertikalen Plexiglasplatten einer Untereinheit decken die gesamte Höhe in einem Stück ab. Die horizontale Einteilung besteht aus 64 Platten mit einer Breite von 17.8 cm (Hauptdetektor) und 8 Platten mit einer Breite von 8 cm (innerer Antizähler). Die oberste und unterste Untereinheit ist aus nur drei Modullagen aufgebaut: zwei Reihen mit Hauptdetektor-Modulen und einer Reihe mit Antizähler-Modulen. Die Schnittstellen, an denen die einzelnen Platten der Untereinheiten zusammenstoßen erlauben konstruktionsbedingt das Überkoppeln von Szintillationslicht in Nachbarmodule (siehe Abb. 4.10). Dieser Effekt wird in Kapitel 4 genauer untersucht. Seine Korrektur ist ein wichtiger Bestandteil der Energiekalibration.

Der Ursprung des *Koordinatensystems*, mit dem die KARMEN-Geometrie beschrieben wird, befindet

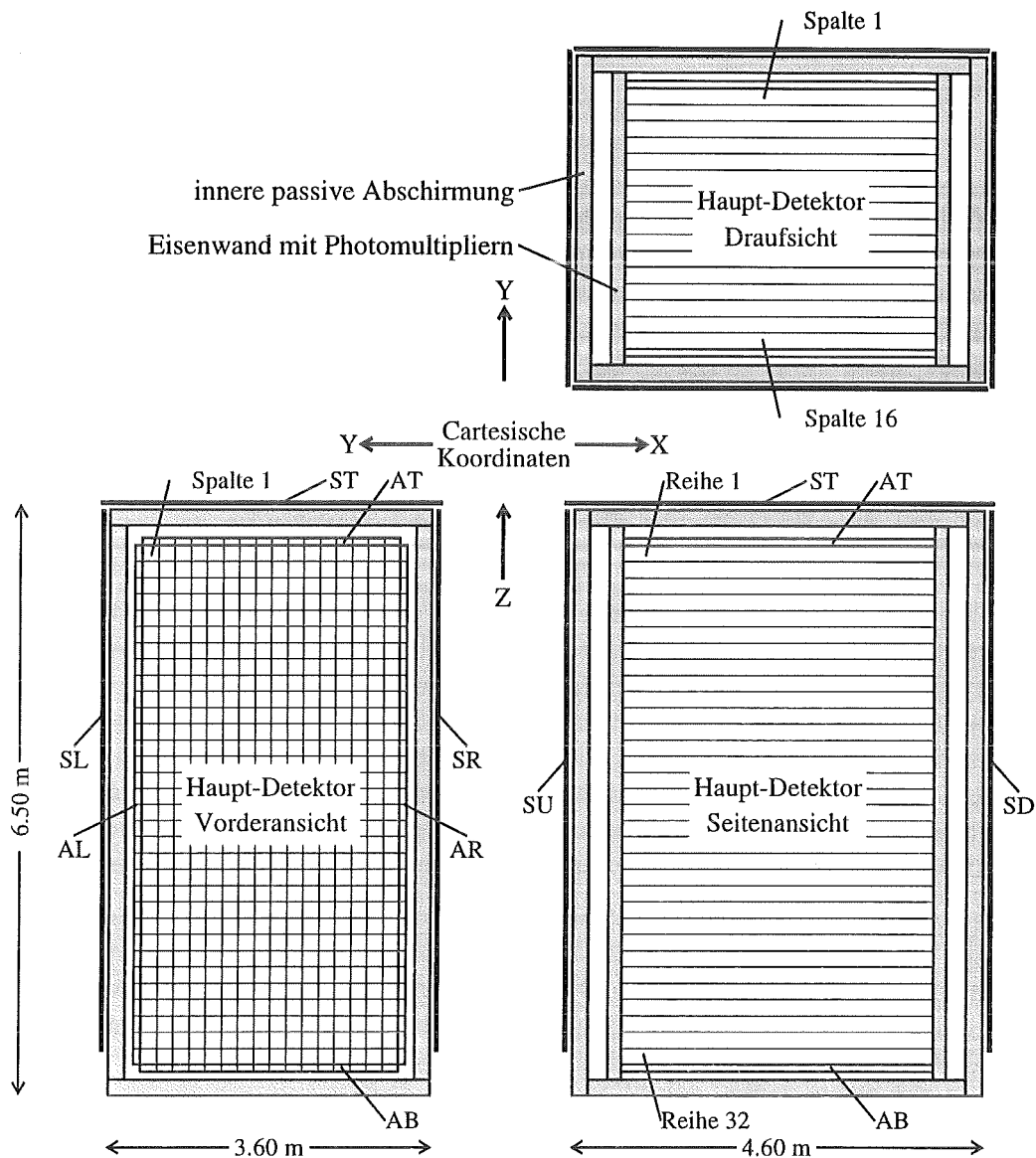


Abbildung 2.15: Ansicht des KARMEN-Detektors in drei Projektionen (AT: Anti Top, AL: Anti Left, AR: Anti Right, AB: Anti Bottom, ST: Shield Top, SL: Shield Left, SR: Shield Right, SU: Shield Upstream, SD: Shield Downstream).

sich in der Mitte des Detektors. Die x -Achse läuft entlang der Modulachse von *upstream*⁸ (-176.5 cm) nach *downstream* (+176.5 cm). Die y -Achse verläuft von rechts nach links und die z -Achse von unten nach oben. Das *Haupt-Target* von ISIS liegt in diesem Koordinatensystem bei $x = -1756$ cm, $y = +162$ cm und $z = -151$ cm.

Die Lage eines Moduls in der y/z -Ebene wird in der Regel durch die Spalten- und Reihenummer gekennzeichnet. Aus historischen Gründen läuft die Nummerierung dabei entgegen der y und z Richtung

⁸ *Upstream* bezeichnet die dem Haupt-Target zugewandte Seite, *Downstream* bezeichnet die abgewandte Seite.

von links nach rechts, bzw. von oben nach unten. Der Zusammenhang zwischen Spalten und Reihen und y und z ist durch die folgende Beziehung gegeben:

$$y = (8.5 - \text{Spalte}) \cdot 18.1 \text{ cm} \quad (2.19)$$

$$z = (16.5 - \text{Reihe}) \cdot 17.7 \text{ cm} \quad (2.20)$$

Eine dritte Möglichkeit ein Modul zu kennzeichnen ist die Moduladresse, die durch die Lage der zugehörigen Analogelektronik in den sogenannten *ASTERIX*-Crates bestimmt wird. Die fortlaufende Nummerierung ist in Tabelle 2.3 aufgelistet. In der KARMEN-Datenstruktur werden Moduldaten zusammen mit ihrer Moduladresse abgespeichert.

Jedes KARMEN-Modul besitzt an beiden Stirnenden Photomultiplier, mit denen die Energie, der Ort und der Zeitpunkt eines Szintillationsblitzes gemessen werden, der von einem ionisierenden Teilchen ausgelöst wurde. Die Energie wird aus der Summe der Photomultiplier-Signale mit Hilfe von ortsabhängigen Kalibrationskurven bestimmt. Der Ort entlang der Modulachse (x) wird aus der Zeitdifferenz (dt) zwischen dem Eintreffen der Signale von beiden Modulenden an der Analogelektronik berechnet.

Hauptdetektor-Module werden an jedem Ende von einem passiv gekoppelten Photomultiplier-Paar (3"-Röhren, VALVO XP 3462) ausgelesen. Durch die Kombination von zwei Röhren erhält man eine größere aktive Fläche (24% der Stirnfläche), ohne die bessere Zeitauflösung der kleinen Röhre zu verlieren. Ein weiterer wichtiger Vorteil liegt in der hohen Stabilität des Systems beim Ausfall eines Photomultipliers. Wäre das Modulende mit nur einer Röhre bestückt, würde deren Ausfall den Verlust des gesamten Moduls bedeuten. Bei zwei Röhren kann das verringerte Ausgangssignal durch eine erhöhte Versorgungsspannung der verbleibenden Röhre weitgehend kompensiert werden. Die nur halb so großen Module des inneren Antizählers besitzen nur einen Photomultiplier an jedem Ende.

Der *Shield-Detektor* bedeckt fünf Seiten des Szintillatortanks: oben, rechts, links, *upstream* und *downstream*. Er ist aus 136 Plastikszintillatoren aus NE 110 aufgebaut [Bod88], mit einem Querschnitt von $30 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ und Längen zwischen 240 cm und 309.5 cm. Auch die Shield-Module werden von beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen. Die 2"-Röhren (EMI 9813 KB) sind über Plexiglas-Lichtleiter, die das Licht um 180° umlenken, mit den Szintillator verbunden (siehe Abb. 2.16).

2.4 Die Elektronik

Die KARMEN-Elektronik läßt sich in vier Hauptkomponenten einteilen, die eng miteinander verknüpft sind:

- Die **Front-End Elektronik** und die ADC's⁹ verarbeiten die Analogsignale der Photomultiplier.
- Das **Triggersystem** entscheidet, ob ein Ereignis von den ADC's konvertiert, oder verworfen und die Elektronik mit einem *Fast Clear* Signal zurückgesetzt wird.
- Das **Datenaufnahmesystem** wird von zwei ACC's¹⁰ in CAMAC-Crates und einem LSI 11/73 Rechner gesteuert, der auch für die Speicherung der Daten verantwortlich ist.

⁹ Analogue to Digital Converter

¹⁰ Auxiliary Crate Controller mit integriertem Front-End-Rechner

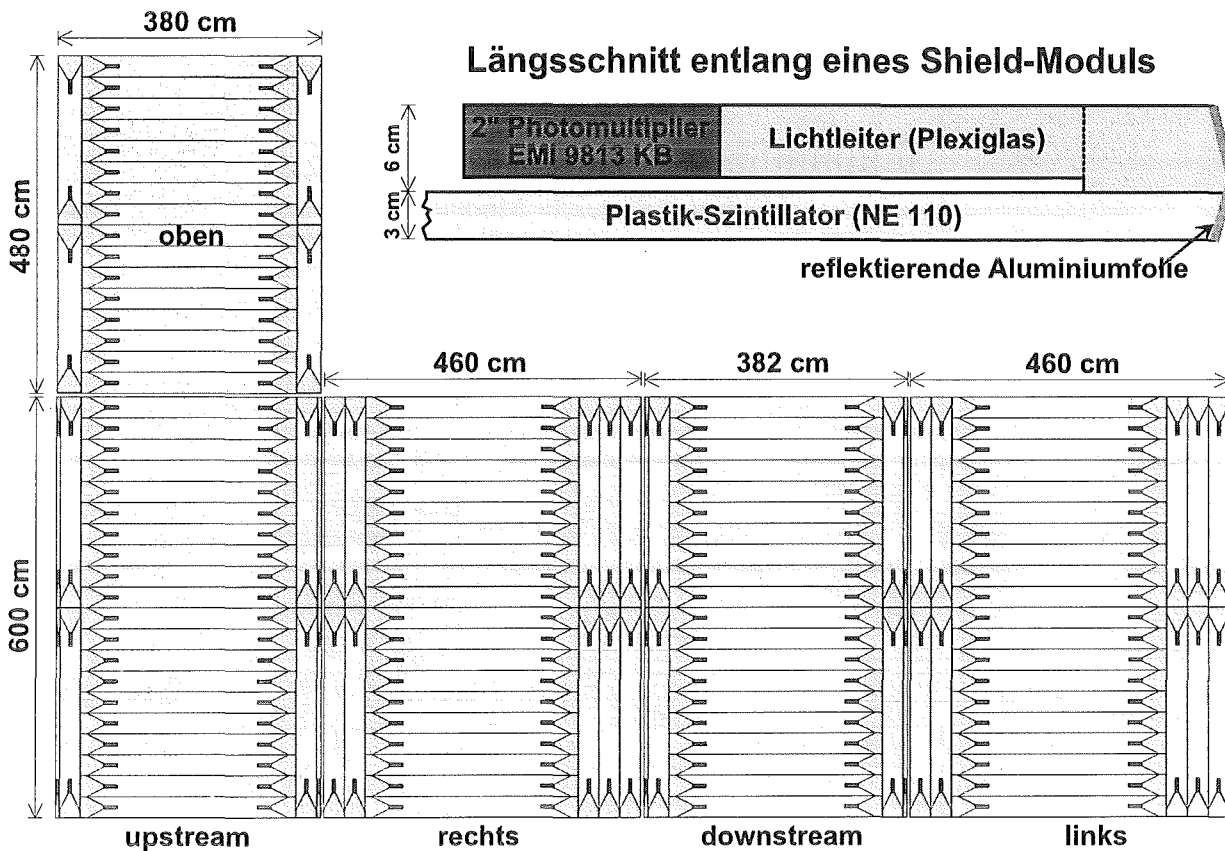


Abbildung 2.16: Anordnung der Module des KARMEN Shield-Detektors an allen fünf Seiten des Detektortanks, die von ihm bedeckt werden.

- **SCEPTU¹¹** ist ein programmierbarer Test-Pulser, der eine Vielzahl von Tests für den Analogteil der KARMEN-Elektronik erlaubt.

Eine schematische Darstellung der einzelnen Komponenten ist in Abbildung 2.17 zu sehen.

2.4.1 Analogelektronik

Jedes Ereignis in einem KARMEN-Modul induziert ein Signal in den Photomultipliern an seinen beiden Enden. Die Anoden-Signale der Photomultiplier A_U und A_D werden über 75Ω Koaxialkabel zur *Front-End* Elektronik des Moduls geleitet, die sich auf einer sogenannten **ASTERIX¹²**-Karte befindet. Auf jeder dieser Karten befinden sich die Schaltungen für vier Module. Der gesamte KARMEN-Detektor wird von 190 **ASTERIX**-Karten versorgt. Abbildung 2.18 zeigt ein vereinfachtes Schema einer **ASTERIX**-Karte.

Die beiden Analogsignale eines Moduls werden zuerst auf zwei *Leading-Edge* Diskriminatoren geführt. Auf Grund unterschiedlicher Kabellängen trifft das *Downstream*-Signal A_D 50 ns früher an seinem

¹¹ Software Controlled Event Pattern Test Unit

¹² Analogue Signal and Time Range Integrator and multipleXer

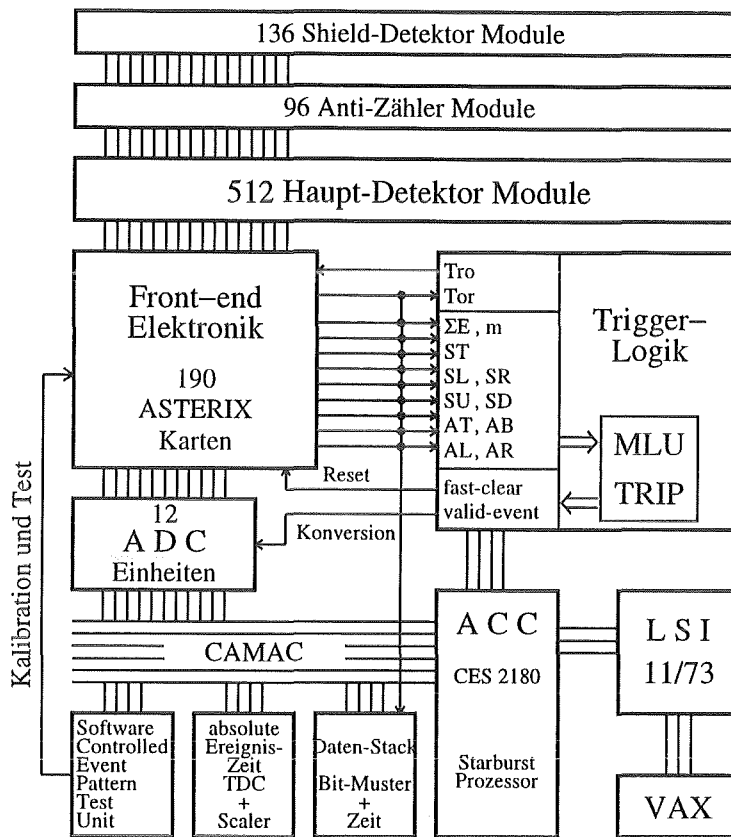


Abbildung 2.17: Schema der KARMEN-Elektronik.

Diskriminator ein, als das *Upstream*-Signal A_U . Ein Ereignis wird von ASTERIX dann als *Valid Event*¹³ akzeptiert, wenn beide Signale innerhalb einer Koinzidenzzeit von 190 ns über die Diskriminatorschwelle kommen. Der Zeitpunkt der Koinzidenz wird immer durch das später eintreffende *Upstream-Signal* bestimmt. Dieses legt damit auch die Absolutzeit des Ansprechens des Moduls fest. Aus den A_U - A_D -Koinzidenzen aller angesprochenen Module eines Ereignisses wird durch eine *Oder*-Verknüpfung das sogenannte t_{or} -Signal gebildet. Über das t_{or} -Signal wird die Ereigniszeit definiert. Daher müssen die Eigenschaften der *Upstream-Photomultiplier* für die Zeitkalibration (Kapitel 5) genau bekannt sein.

Der erste Trigger eines *Downstream*-Diskriminators startet die Ladungsintegration der Anodenpulse gleichzeitig für alle vier Module der ASTERIX-Karte [Woc89]. Die *Upstream*- und *Downstream*-Signale werden getrennt verarbeitet. Am Ende der Integration stehen für jedes Modul zwei Spannungen zur Verfügung, die entweder von den ADC's konvertiert werden, oder durch ein *Fast Clear* Signal des Triggers gelöscht werden. Die beiden Werte werden E_U und E_D genannt und repräsentieren die im Modul deponierte Energie.

Die Position eines Ereignisses entlang der Modulachse x wird aus der Zeitdifferenz dt zwischen dem Ansprechen der beiden *Leading-Edge* Diskriminatoren bestimmt. Das *Downstream*-Signal startet den dt -TAC,¹⁴ der solange einen Kondensator mit einem konstanten Strom auflädt, bis er von dem um 50 ± 22 ns später eintreffenden *Upstream-Signal* gestoppt wird.

¹³ gültiges Ereignis

¹⁴ Time to Analogue Converter

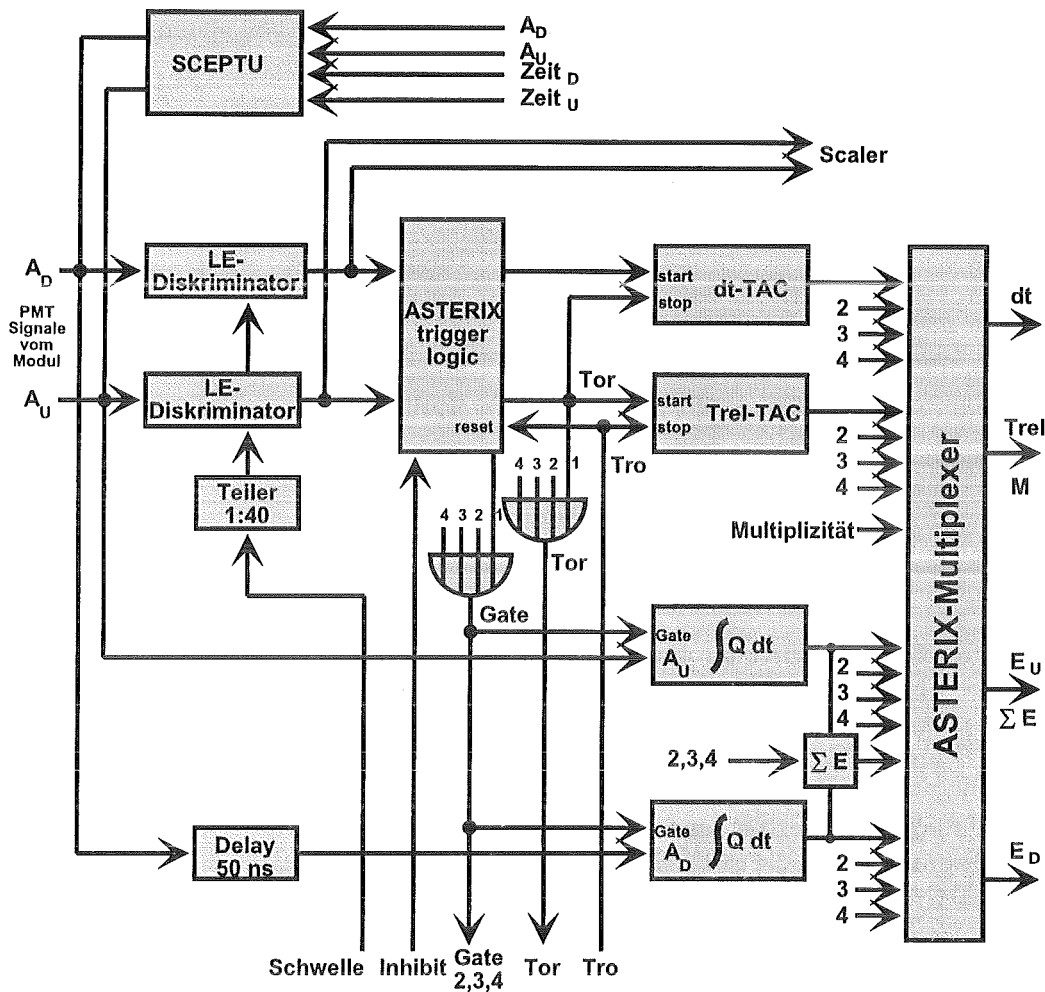


Abbildung 2.18: Schema einer ASTERIX-Karte für ein Modul. Auf jeder ASTERIX-Karte befinden sich die Schaltkreise für vier Module.

Mit dem durch den Upstream-Diskriminator ausgelösten t_{or} -Signal wird ein weiterer TAC gestartet, der T_{rel} -TAC. Gestoppt wird er durch das t_{ro} -Signal, das aus der Oder-Verknüpfung sämtlicher t_{or} -Signale gebildet und anschließend, um ca. 92 ns verzögert, wieder zu den einzelnen ASTERIX-Karten zurückgeführt wird. Der individuelle Start und der gemeinsame Stop von T_{rel} ist damit ein Mass für die *relative Zeit* eines Moduls innerhalb eines Ereignisses. Über die Reihenfolge des Ansprechens verschiedener Module kann damit zum Beispiel die Richtung und Geschwindigkeit eines hochenergetischen Myons im Detektor bestimmt werden.

Alle vier Signale eines Moduls (E_U , E_D , dt und T_{rel}) werden von 10-Bit ADC's konvertiert und in der KARMEN-Datenstruktur zusammen mit der Moduladresse in fünf 16-Bit Worten abgespeichert.

Bevor jedoch die vier Signale eines Moduls konvertiert werden, muß die Trigger-Elektronik entscheiden, ob das Ereignis in eine der vorgegebenen Ereignisklassen paßt, oder nicht. Dazu liefern die ASTERIX-Karten zwei weitere Analogsignale: die Summenenergie ΣE und die Modul-Multiplizität M . Beide Signale werden für die einzelnen Detektorteile (Hauptdetektor, Anti(left), ...) passiv addiert und in verschiedenen Stufen der Triggerlogik verwendet. Da jede ASTERIX-Karte nur vier Analog-Ausgänge

besitzt, werden ΣE , M und die Signale der vier Module nacheinander von einem Multiplexer auf diese Leitungen gelegt.

Adressbereich	Crate	Detektorteil
0 ... 511	1A ... 1D	
	2A ... 2D	Hauptdetektor
512 ... 543	3A	Anti(left)
544 ... 575	3A	Anti(right)
576 ... 603	3B	Shield(top)
608 ... 623	3B	Anti(top)
624 ... 639	3B	Anti(bottom)
640 ... 669	3C	Shield(left)
672 ... 701	3C	Shield(right)
704 ... 735	3D	Shield(upstream)
736 ... 767	3D	Shield(downstream)

Tabelle 2.3: Moduladressen für verschiedene Detektorteile. Einige Adressen der Anti- und Shield-Crates sind nicht belegt.

Die *Front-End* Elektronik besteht aus 12 ASTERIX-Crates (19" Euro-Crates, 6HE). Acht Crates versorgen den Hauptdetektor, die restlichen vier Crates sind für den Antizähler und den Shield-Detektor zuständig. Jedes Crate enthält 16 ASTERIX-Karten (64 Module), einen *Analog-Treiber*, ein *ADC-Interface*, einen *Single-End-Scaler* und eine *SCEPTU-Einheit*. Die Adresse eines Moduls leitet sich aus der Lage der Elektronik auf der Karte (0, 1, 2, 3), der Position der Karte im Crate (0, 4, 8, ...), und der Basisadresse des Crates (0, 64, 128, ...) ab. In Tabelle 2.3 sind die Adressbereiche der einzelnen Detektorteile aufgeführt.

Jedes ASTERIX-Crate ist über seinen *Analog-Treiber* mit einer eigenen CAMAC ADC-Einheit (HDI-52/9.10) verbunden. Jede ADC-Einheit enthält vier 10-Bit ADC's (AD 579), jeweils einen für E_U , E_D , dt und T_{rel} . Die Signale der Module mit einer gültigen Koinzidenz werden in der Reihenfolge ihrer Adresse mit Hilfe der Multiplexer auf den ASTERIX-Karten zu den ADC's durchgeschaltet und konvertiert. Die Steuerung der Multiplexer wird für jedes Crate unabhängig von einem *ADC-Interface* (HDI-106/2) übernommen. Abhängig von der Anzahl der angesprochenen Module in einem Crate muß eine ADC-Einheit bis zu 64 Konversionszyklen pro Ereignis durchlaufen. Jeder Konversionszyklus dauert $3.16 \mu s$. Zusammen mit der Zeit, die die Triggerlogik zur Entscheidung und zur Einleitung der Konversion benötigt ($1.80 \mu s$) läßt sich die daraus folgende Totzeit berechnen als:

$$\text{Totzeit} = 1.8 \mu s + 3.16 \mu s \cdot \text{Konversionen} \quad (2.21)$$

Um die Totzeit durch ADC-Konversionen möglichst gering zu halten, wurde eine spezielle Verteilung der Moduladressen über die Reihen und Spalten des Hauptdetektors entwickelt [Woc89], die benachbarte Module immer unterschiedlichen ASTERIX-Crates zuordnet. Abbildung 2.19 zeigt die Anordnung der Adressen in der linken, oberen Ecke des Detektors.

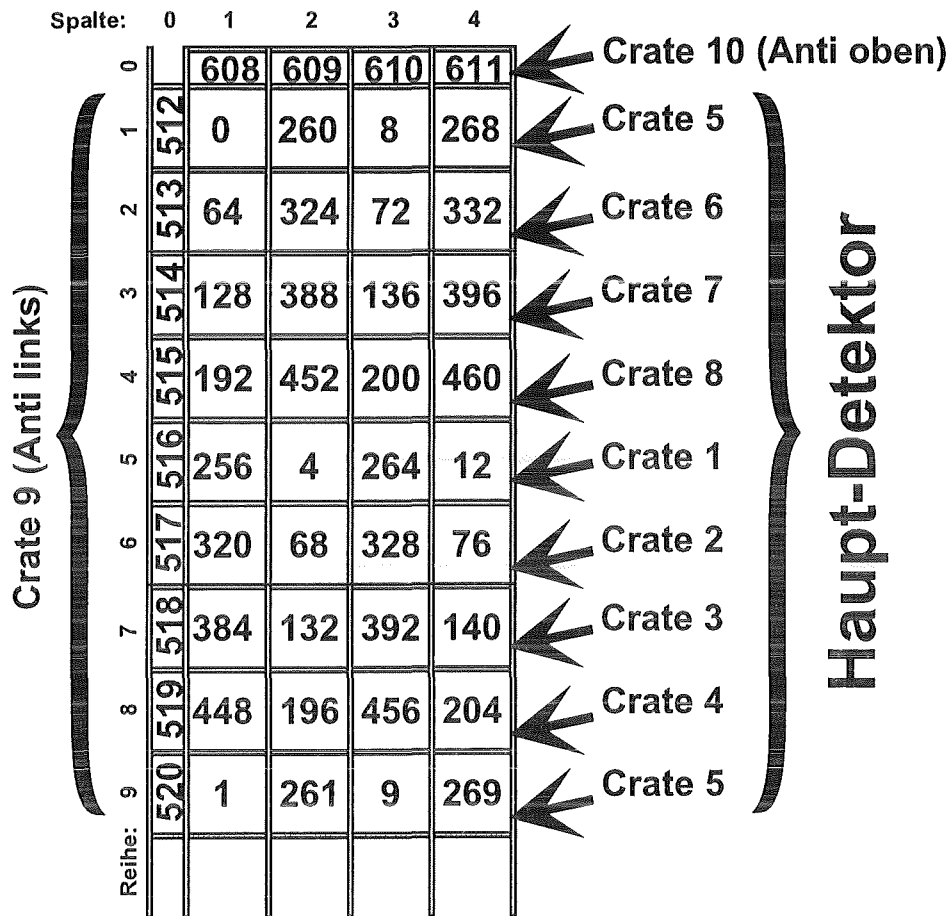


Abbildung 2.19: Anordnung der Moduladressen für einige Reihen und Spalten des Hauptdetektors in der linken oberen Ecke des Detektortanks.

2.4.2 Trigger

Der KARMEN Hardware-Trigger besteht aus vier Stufen, von denen jede in der Lage ist die Elektronik über ein *Fast Clear* Signal zurückzusetzen:

- **ASTERIX:** modulweise Koinzidenz beider Modulenden.
- **MLU-Interface:** 12 Diskriminatoren für verschiedene Detektorsignale (ΣE , M).
- **MLU:**¹⁵ programmierbarer Trigger mit 13 logischen Eingängen und 8 Ausgängen.
- **TRIP:**¹⁶ programmierbare Matrix für ΣE und M des Hauptdetektors.

Durchläuft ein Ereignis alle vier Stufen, ohne ein *Fast Clear* auszulösen, wird die Konversion eingeleitet. Die KARMEN-Elektronik ist in der Lage innerhalb einer Strahlperiode (16.35 ms) bis zu 16 Ereignisse zu konvertieren. Die Anzahl der Ereignisse wird durch die Anzahl der verfügbaren TDC-Kanäle und

¹⁵ Memory Lookup Unit

¹⁶ TRIGGER Processor

den Speicher der ADC-Einheiten begrenzt. Am Ende jeder Strahlperiode werden alle aufgenommenen Daten innerhalb von 3.65 ms von zwei ACCs ausgelesen. Die fünfte Stufe, der **Software-Trigger**, greift erst nach der Datenauslese auf die Daten zu. Er trifft die letzte Entscheidung, ob ein Ereignis gespeichert oder verworfen wird.

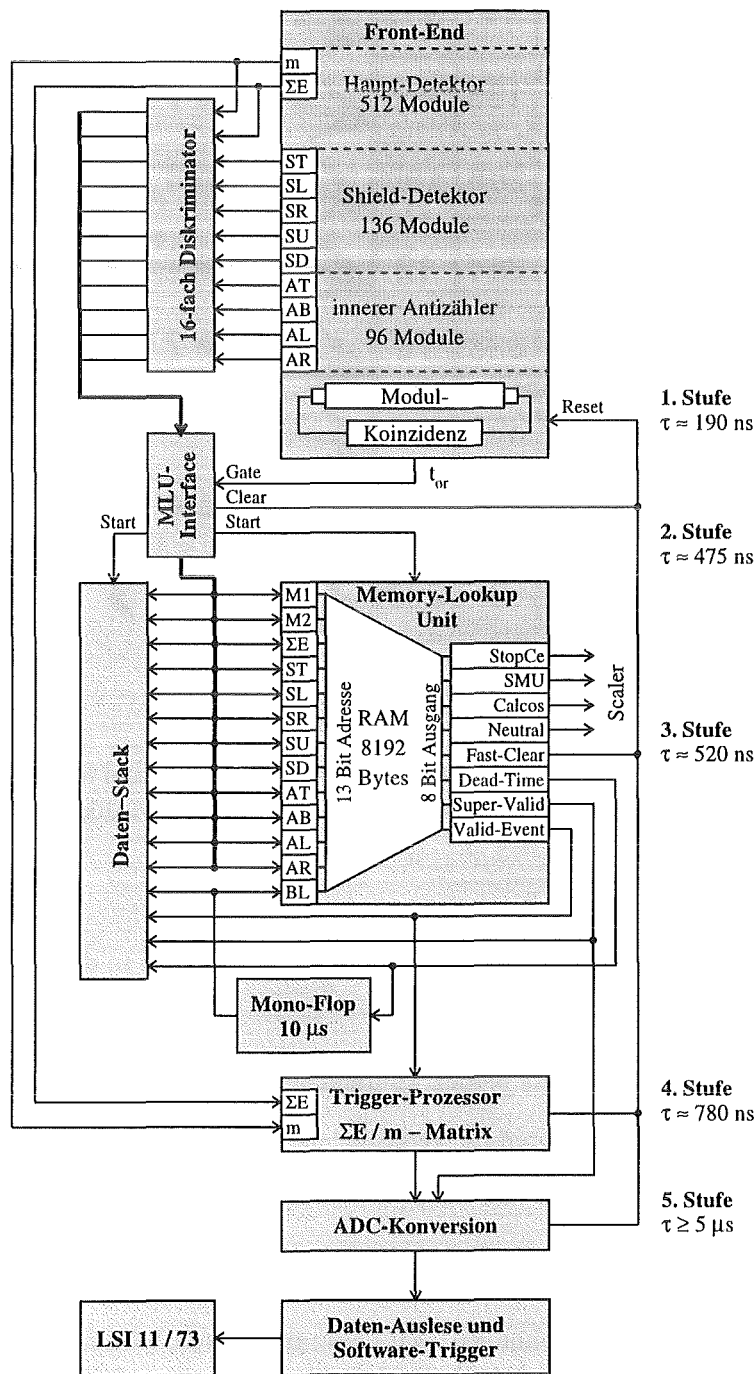


Abbildung 2.20: Schema des KARMEN-Trigger.

ASTERIX-Karte

Der erste Schritt jeder Trigger-Entscheidung wird auf der ASTERIX-Karte gemacht. Die Amplituden der Signale von beiden Modulenden müssen innerhalb von 190 ns über die Schwelle der *Leading-Edge* Diskriminatoren kommen. Andernfalls wird die gesamte ASTERIX-Karte zurückgesetzt, was bedeutet, daß die aufintegrierten Anodenpulse und die TAC's entladen und für das nächste Ereignis vorbereitet werden.

Die unabhängigen Triggerraten der Upstream- und Downstream-Diskriminatoren können mit einem *Single-End-Scaler* aufgenommen werden. Während eines normalen Experiment-Runs wird dies einmal täglich durchgeführt, um die Zuverlässigkeit der ASTERIX-Karten zu prüfen und um defekte Photomultiplier zu finden.

Die Schwellenspannungen werden von programmierbaren DAC's¹⁷ geliefert. Die tatsächlich vom DAC ausgegebene Spannung wird auf den ASTERIX-Karten um einen Faktor 40 abgeschwächt, bevor sie zu den Diskriminatoren kommt. Die Schwelle eines Hauptdetektor-Moduls beträgt 15 mV (siehe Tabelle A.1) und entspricht einer deponierten Energie von etwa 2 MeV.

Ist die Koinzidenzbedingung für ein Modul erfüllt, wird das logische t_{or} -Signal erzeugt. Die t_{or} -Signale werden zuerst auf der ASTERIX-Karte *verodert*. Anschließend werden alle 16 ASTERIX- t_{or} eines Crates im ADC-Interface zusammengefaßt. Zum Schluß werden die 12 t_{or} -Signale der einzelnen ASTERIX-Crates *verodert*. Das resultierende Signal wird einerseits als TDC-Stop für die Ereigniszeit verwendet, andererseits wird es als t_{ro} -Signal mit einer Verzögerung von etwa 92 ns zu den ASTERIX-Karten zurückgeführt, um die T_{rel} -TDC's zu stoppen. Gleichzeitig wird ein von t_{ro} abgeleitetes *Inhibit*-Signal erzeugt, das auf allen ASTERIX-Karten ein weiteres Ansprechen eines Downstream-Diskriminators verhindert. Damit kann ein Ereignis nur solche Module enthalten, die innerhalb von 92 ns nach der ersten Modul-Koinzidenz ansprechen.

MLU und Daten-Stack

Der MLU-Trigger besteht aus drei Teilen: einem programmierbaren 16-fach Diskriminator, dem MLU-Interface sowie der MLU-Einheit (LeCroy Model 2372). Er entscheidet innerhalb von 60 ns anhand von 13 Eingangssignalen über die Konversion eines Ereignisses. Zwölf davon sind Analogsignale, die das Muster eines Ereignisses in den verschiedenen Detektorteilen repräsentieren, während das 13. Signal ein Totzeit-Flag ist (BL), das die Konversion bestimmter Ereignisklassen unterdrückt. Das Ergebnis der MLU-Analyse wird über 8 Ausgangsleitungen an den Rest der Elektronik weitergegeben. Tabelle 2.4 gibt einen Überblick über die Funktion der einzelnen Ein- und Ausgangsleitungen.

Der programmierbare *Leading-Edge* Diskriminator vergleicht die 12 Analogsignale aus den verschiedenen Detektorteilen mit den in Tabelle A.3 aufgeführten Schwellen und gibt das Ergebnis an das MLU-Interface weiter. Die Eingangssignale setzen sich zusammen aus:

- zwei Multiplizitätssignalen des Hauptdetektors (MWL, MCG),
- der Summenenergie des Hauptdetektors (ΣE),
- fünf Summenenergiewerten für jede Seite des Shield-Detektors (ST, SL, SR, SU, SD) und

¹⁷Digital to Analogue Converter

Name	ein/aus	MLU- Bit	Stack- Bit	Funktion
MWL	ein	0	0	Multiplizität M des Hauptdetektors.
MCG	ein	1	1	Multiplizität M des Hauptdetektors.
EC	ein	2	2	Summenenergie ΣE des Hauptdetektors.
ST	ein	3	3	ein Shield(top)Modul hat getriggert.
SL	ein	4	4	ein Shield(left) Modul hat getriggert.
SR	ein	5	5	ein Shield(right) Modul hat getriggert.
SU	ein	6	6	ein Shield(upstream) Modul hat getriggert.
SD	ein	7	7	ein Shield(downstream) Modul hat getriggert.
AT	ein	8	8	ein Anti(top) Modul hat getriggert.
AB	ein	9	9	ein Anti(bottom) Modul hat getriggert.
AL	ein	10	10	ein Anti(left) Modul hat getriggert.
AR	ein	11	11	ein Anti(right) Modul hat getriggert.
BL	ein	12	12	“Blank MLU”: kein “Valid Event” außer SMU’s.
S0	aus	0	—	Scaler 0: gestoppte Myonen und kosmische Schauer.
S1	aus	1	—	Scaler 1: gestoppte Myonen (SMU)
S2	aus	2	—	Scaler 2: Kalibrations-Myonen (<i>Calcos</i>)
S3	aus	3	—	Scaler 3: neutrale Ereignisse (<i>Neutrals</i>)
VE	aus	4	13	“Valid Event”: wird zur Konversion freigegeben.
SVE	aus	5	14	“Super Valid Event”, TRIP wird umgangen.
DEAD	aus	6	15	10 μ s Totzeit für <i>Calcos</i> und <i>Neutrals</i>
CLEAR	aus	7	—	“Fast Clear” für die Front-End Elektronik.

Tabelle 2.4: Beschreibung der Ein- und Ausgangsleitungen der MLU und die Definition der Bits des *Daten-Stacks* seit Run 32. Ältere Definitionen sind in Anhang A.2 aufgeführt.

- vier Summenenergiewerten für die Antizählerseiten (AT, AB, AL, AR).

Das MLU-Interface überprüft für jedes t_{or} -Signal, ob wenigstens ein Diskriminator angesprochen hat. Falls nicht, wird ein *Fast Clear* ausgelöst, das sämtliche ASTERIX-Karten löscht und für das nächste Ereignis vorbereitet. Ereignisse, die vom MLU-Interface verworfen werden, nennen wir *Below Threshold Events*. Hat ein Diskriminator angesprochen, wird die MLU aktiviert.

Die MLU ist eine Speicher-Einheit mit 8192 Bytes (8 Bit) frei adressierbarem Speicher. Die 13 Eingangsleitungen bilden die Adresse, deren Inhalt auf den 8 Ausgangsleitungen ausgegeben wird. Der Inhalt der Speicherstellen wurde vor dem Start des Experimentes berechnet und über CAMAC-Bus in die MLU geschrieben. In dem Definitionsfile für die Software, die den Inhalt der MLU-Logik berechnet, werden verschiedene Ereignisklassen definiert [Gra92]:

- **Neutrals** sind Ereignisse, bei denen nur Module des Hauptdetektors, jedoch keine Module des Antizählers oder Shield-Detektors angesprochen haben. Nur diese Ereignisse werden für die Neutrino-Auswertung verwendet.

- **Calcos**¹⁸ sind Myonen, die den Hauptdetektor entweder vertikal (VERCOS) oder horizontal (HORCOS) durchdringen. Diese Ereignisse werden für die Kalibration des Detektors benötigt. Die MLU-Definition für *Calcos* ist jedoch nicht sehr scharf, so daß weitere Schnitte durch den TRIP und den Software-Trigger notwendig sind.
- **SMU's**¹⁹ sind Myonen, die im Detektor gestoppt wurden. Sie werden daran erkannt, daß der Hauptdetektor zusammen mit nur einer Seite des Antizählers oder Shield-Detektors angesprochen hat.
- alle Ereignisse mit anderen Mustern werden von der MLU gelöscht.

Entsprechend dem Ereignistyp, der von der MLU-Logik gefunden wurde, werden die 8 Ausgangsleitungen gesetzt. Die vier wichtigsten Signale haben folgende Bedeutung:

- **Fast Clear** löscht alle ASTERIX-Karten für das nächste Ereignis.
- **Deadtime** startet ein 10 μ s langes Signal, das am BL-Eingang der MLU anliegt und die Konversion von allen Ereignissen mit Ausnahme der SMU's verhindert. *Deadtime* wird durch jedes Myon ausgelöst, das anhand seines Musters erkannt wird. Dadurch sollen besonders Michelelektronen aus dem nachfolgenden Zerfall des Myons unterdrückt werden. Das 10 μ s Signal wird von einem *nicht* retriggerbaren Mono-Flop erzeugt. Dies bedeutet, daß Myonen, die innerhalb einer *Deadtime*-Periode in den Detektor eindringen, keine weitere Totzeit auslösen.
- **Super Valid** Ereignisse starten sofort die Konversion und umgehen dabei die nächste Triggerstufe, den TRIP. Dieses Signal wurde erst im Juli 1991 eingeführt und wird für SMU's gesetzt. Das Signal wird in den Test-Eingang des TRIP's geführt, von wo es zusammen mit dem TRIP-Wort in die Datenstruktur übernommen wird.
- **Valid Event** startet die nächste Stufe des Triggers, den TRIP. In normalen Neutrino-Runs wird es von *Neutrals*, *Calcos* und *SMU's* gesetzt. Die MLU-Logik setzt entweder ein *Fast Clear* oder ein *Valid Event* Signal.

Jedes Ereignis, das von der MLU bearbeitet wird, erhält einen Eintrag im **Daten-Stack**. Der *Daten-Stack* besteht aus zwei CAMAC Speichermodulen mit einer Kapazität von jeweils 256 16-Bit Worten. Bei jeder MLU-Aktion werden alle 13 Eingangsbits und drei Ausgangsbits (siehe Tabelle 2.4) der MLU in das erste Wort geschrieben. Gleichzeitig wird in der zweiten Stack-Einheit der aktuelle Stand eines mit 4 MHz betriebenen 16-Bit Zählers gespeichert. Der Zähler wird zu Beginn jeder Strahlperiode zusammen mit allen anderen KARMEN-TDC's zurückgesetzt. Sein aktueller Stand repräsentiert somit die Ereigniszeit in 250 ns-Einheiten. Im Laufe der Zeit wurden mehrere Änderungen in der MLU-Logik vorgenommen. Sie werden in Anhang A beschrieben.

TRIP

Der TRIP ist die letzte Stufe des Hardware-Triggers. Er konvertiert das Summenenergiesignal ΣE und die Multiplizität M des Hauptdetektors gleichzeitig mit zwei 6-Bit Flash-ADC's (20 ns Konversionszeit). ΣE und die obersten 5 Bit von M werden danach als Zeiger in eine 64×32 Matrix aus 12 Bit

¹⁸ CALibration COSmics

¹⁹ Stopped MUons

breiten Speicherzellen verwendet. Ist der Inhalt des angesprochenen Matrixelements 1, wird das Ereignis zur Konversion freigegeben, andernfalls wird ein *Fast Clear* durchgeführt.

Die ΣE und M Signale der acht ASTERIX-Crates des Hauptdetektors werden in zwei sogenannten ΣE - M -Compandern linear aufaddiert. Jeder *Compander* liefert mehrere Ausgangssignale sowohl für die MLU als auch für den TRIP. Die TRIP-Signale werden über einen nicht-linearen Verstärker auf die TRIP-ADC's gegeben und konvertiert. Abbildung 2.21 zeigt die Nicht-Linearität der TRIP-Signale, verglichen mit der tatsächlichen Energie und Multiplizität der Ereignisse.

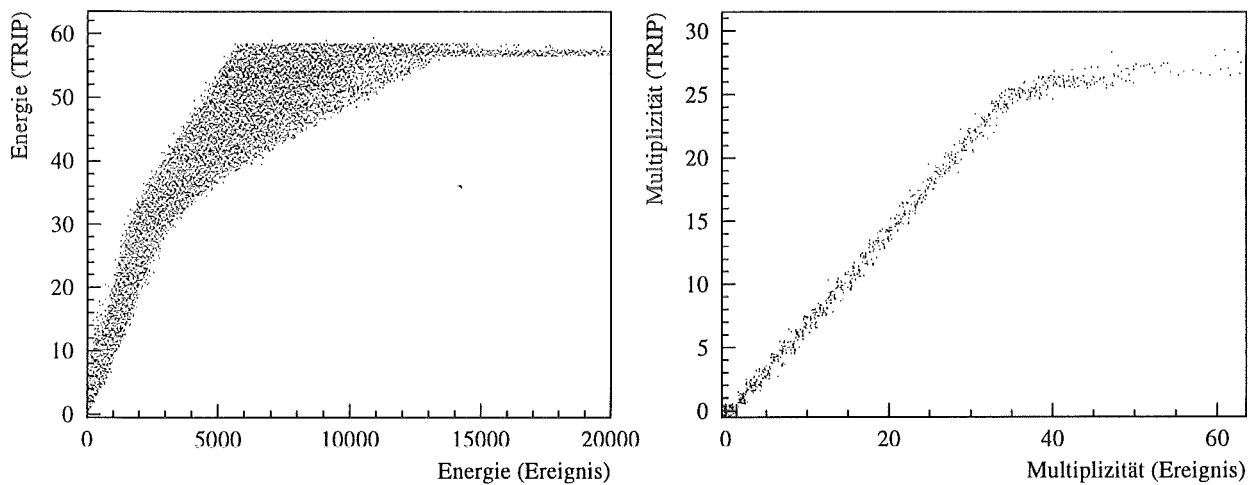


Abbildung 2.21: Nichtlinearität der ΣE - und Multiplizitätssignale, die vom TRIP konvertiert werden. Die Energie der Ereignisse ist in ADC-Kanälen gegeben, mit etwa 10 MeV/Kanal.

Jedes Matrixelement des TRIP kann eine Zahl zwischen 0 und 4095 enthalten. Fällt ein Ereignis in ein Matrixelement dessen Inhalt n größer als 1 ist, wird nur jedes n . Ereignis konvertiert. Damit kann die Rate bestimmter Ereignisklassen um einen Faktor n untersetzt werden. In normalen Neutrino-Runs wird von dieser Möglichkeit jedoch kein Gebrauch gemacht. Die Matrixelemente enthalten entweder eine 1 (Konversion) oder eine 0 (*Fast Clear*).

Der TRIP enthält zwei dieser Matrizen: eine für *Neutral* Ereignisse, die andere für *Calcos* Ereignisse. Zu Beginn jeder Strahlperiode wird die *Neutral*-Matrix verwendet. Wenn der TRIP zwischen $-200 \mu\text{s}$ und $+100 \mu\text{s}$ relativ zum Strahl ein Ereignis akzeptiert, wird die *Neutral*-Matrix auch für den Rest der Strahlperiode benutzt; sie wird dann als *Neutral Period* bezeichnet. Andernfalls wird auf die *Calcos*-Matrix umgeschaltet. Die damit aufgenommene *Cosmic Period* enthält durchgehende Myonen, die für die Kalibration des Detektors benötigt werden. Abbildung 2.22 zeigt beide Matrizen zusammen mit den Ereignisraten der einzelnen Matrixelemente.

Zeitstruktur einer Strahlperiode

Die Basis der Zeitstruktur von KARMEN-Daten ist die **Strahlperiode**, die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden ISIS-Protonenpulsen (20 ms). ISIS liefert zwei 50 Hz-Signale, die den Start einer neuen Strahlperiode kennzeichnen:

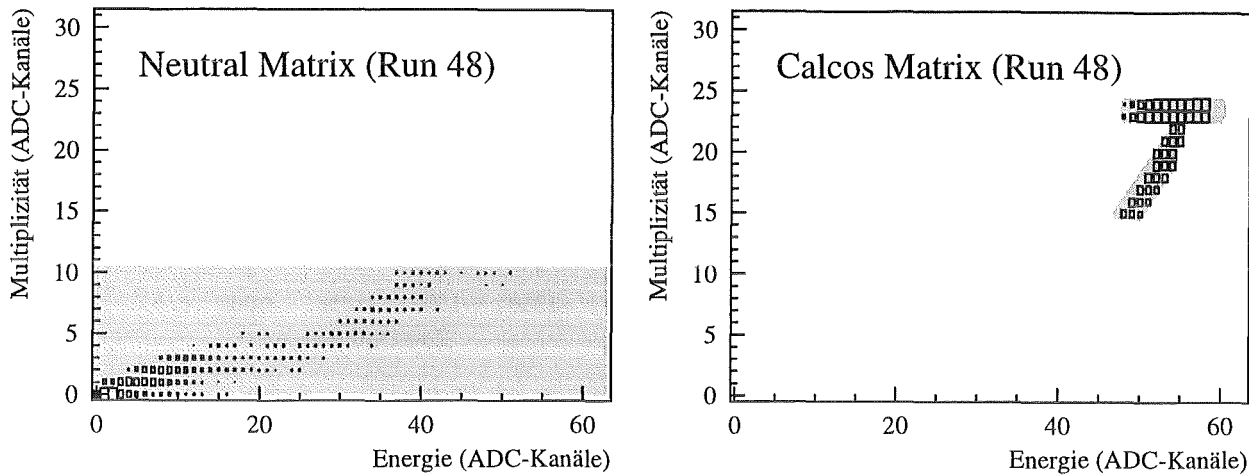


Abbildung 2.22: TRIP-Matrizen für *Neutral* und *Calcos* Ereignisse. Ereignisse, die in den grauen Bereich fallen werden vom TRIP akzeptiert. Die Größe der darübergelegten Rechtecke entspricht dem Logarithmus der Zählrate für das entsprechende Matrixelement.

- **Extract Request** signalisiert die Extraktion des Protonen-Doppelpulses innerhalb des nächsten Synchrotronumlaufes. Das Signal variiert um etwa 1400 ns gegenüber der tatsächlichen Extraktion des Strahls (siehe Abb. 2.23.a).
- **Extract Trigger** markiert die tatsächliche Extraktion durch den Kicker-Magneten. Dieses Signal variiert nur um etwa 5 ns gegenüber der Extraktion des ersten Protons (siehe Abb. 2.23.b). Es wird vom Software-Trigger als *Beam-On*-Indikator benutzt.

Das Timing der KARMEN-Elektronik wird durch einen programmierbaren, achtfachen CAMAC-Timer (siehe Tabelle 2.5) mit einer Auflösung von einer μs gesteuert. Er wird durch das *Extract Request* Signal gestartet, das immer kommt, solange die *ISIS-Master-Clock* läuft. Trotz seiner besseren Genauigkeit wird nicht das *Extract Trigger* Signal verwendet, da dieses nur produziert wird, wenn tatsächlich Protonen auf das *ISIS-Target* geschossen werden.

Jede Strahlperiode wird durch den 8-fach CAMAC-Timer in verschiedene Bereiche unterteilt. Eine Strahlperiode beginnt etwa $604 \mu\text{s}$ vor der erwarteten Extraktion der Protonen. Sie wird durch das Ausgangssignal von Timer 7 eingeleitet, der von *Extract Request* der vorangehenden Strahlperiode gestartet wurde. Das Signal startet vier TDC's, mit denen verschiedene Zeiten innerhalb der Strahlperiode gemessen werden (siehe Kapitel 5).

Timer 7 startet zusätzlich einen Gate-Generator, der ein $400 \mu\text{s}$ langes Vetosignal an den BL-Eingang (Totzeit) der MLU anlegt. Dadurch wird die Konversion von *Neutral* Ereignissen unterdrückt, wogegen SMU's und Stack-Einträge für die Untergrunderkennung aufgenommen werden. Timer 8 setzt den Gate-Generator $200 \mu\text{s}$ vor dem Strahl wieder zurück und startet damit die normale Datenaufnahme. Die folgenden $300 \mu\text{s}$ werden *promptes Fenster* genannt. Während dieser Zeit wird TRIP-Matrix 0 (*Neutrals*) benutzt. Wird ein Ereignis vom TRIP akzeptiert, wird die gesamte restliche Strahlperiode als *Neutral Period* aufgenommen. Fällt kein Ereignis ins prompte Fenster, schaltet Timer 3 das Triggerbit auf 1, wodurch im TRIP die *Calcos*-Matrix verwendet wird.

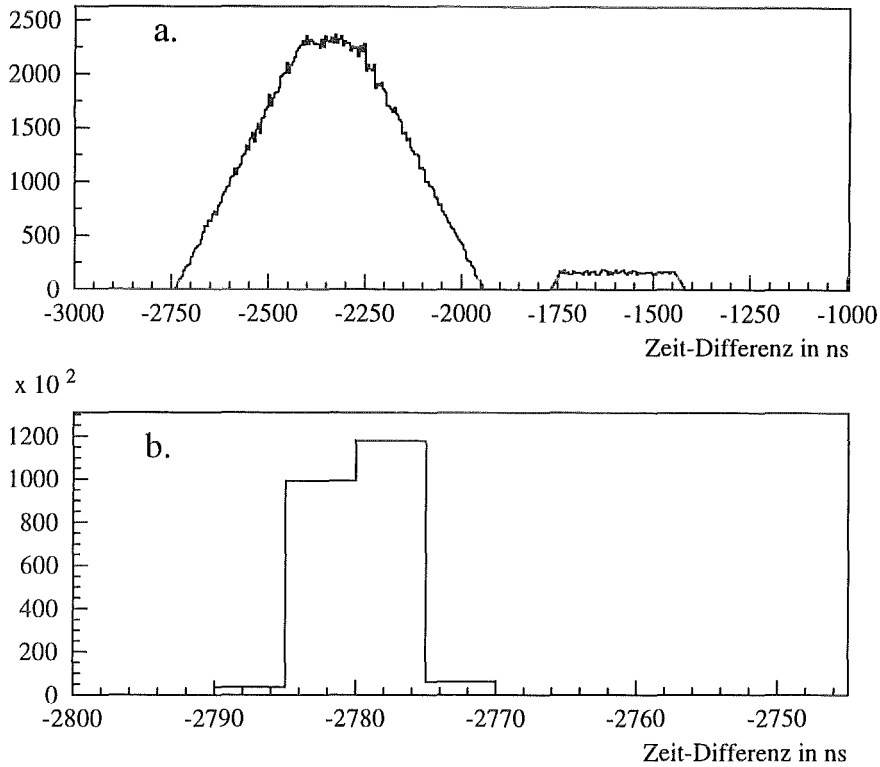


Abbildung 2.23: Zeit-Jitter der ISIS Zeit-Signale. a: *Extract Request* – *Extract Trigger*, b: *Extract Trigger* – *TDC2_{BPM}*. Alle drei Zeiten wurden mit *TDC2* gemessen.

Timer	Zeit in μs	Bedeutung des Timer-Signals
1	1	T_0 stoppt $TDC2_{T_0}$.
2	10	Laser-Trigger für Test-Messungen.
3	101	Ende des <i>Neutral</i> -Fensters, Start des <i>Calcos</i> -Fensters.
4	15750	Ende der Datennahme; Start der Datenauslese.
5	19291	bereitet den ACC für die nächste Strahlperiode vor.
6	19391	Reset aller ASTERIX-Karten.
7	19401	gemeinsamer Start der TDC's für die nächste Strahlperiode.
8	19801	Start des Neutrino-Zeitfensters der nächsten Strahlperiode.

Tabelle 2.5: Bedeutung der Timer-Werte des KARMEN-Triggers. Der gemeinsame Start aller acht Timer wird durch das *Extract Request* Signal von ISIS ausgelöst.

Triggerbit 1 kann jedoch vom Software-Trigger verhindert werden, wodurch die gesamte Strahlperiode mit der *Neutral*-Matrix aufgenommen wird, egal ob ein Ereignis ins prompte Fenster fiel oder nicht. Diese Art von Strahlperioden werden *Second Beam Periods* genannt. Sie wurden eingeführt, um über zwei Strahlperioden hinweg (40 ms) sequentielle Ereignisse aus β -Zerfällen zu messen, deren Lebensdauer mehrere Millisekunden beträgt. Ein Beispiel für einen solchen Zerfall bildet der ^{12}N -Zerfall, der

als sequentielle Reaktion bei der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Identifikation eine wichtige Rolle spielt. Eine *Second Beam Period* wird vom Software-Trigger eingeleitet, wenn ein neutrales Ereignis zwischen $-200 \mu\text{s}$ und $+50 \mu\text{s}$ im prompten Fenster auftritt. Darum nennt man dieses Fenster auch *Software Prompt Window*, während das Zeitfenster von $-200 \mu\text{s}$ und $+100 \mu\text{s}$ als *Hardware Prompt Window* bezeichnet wird.

Nach $15750 \mu\text{s}$ wird die Datenaufnahme von Timer 4 gestoppt. Während der folgenden 3.5 ms werden die gemessenen Daten vom ACC aus den CAMAC-Einheiten ausgelesen, vom Software-Trigger ausgewertet und am Ende zur LSI 11/73 übertragen, wo sie gespeichert werden. Danach leiten Timer 5 und 6 die Initialisierung der Hardware und Software für den Start der nächsten Strahlperiode ein.

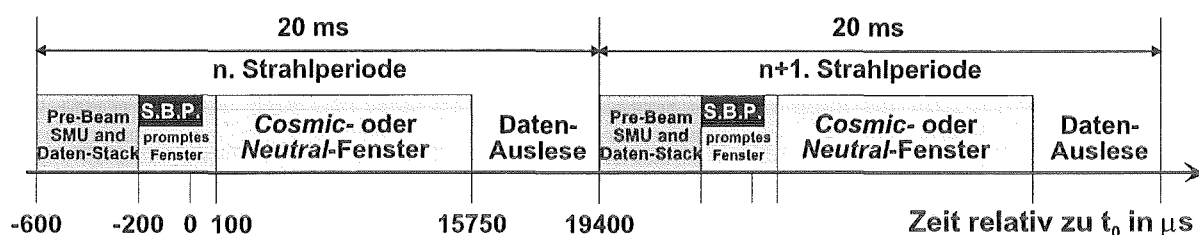


Abbildung 2.24: Zeitfenster in einer Strahlperiode. Wenn ein Ereignis im *prompten Fenster* zwischen -200 und $+50 \mu\text{s}$ auftritt, wird die folgende Strahlperiode als *Second Beam Period* mit Trigger-Bit = 0 aufgenommen.

Software-Trigger

Daten, die die Elektronik während einer Strahlperiode aufnimmt, werden in den verschiedenen CAMAC-Einheiten (ADC's, Daten-Stack, TRIP, TDC's) zwischengespeichert. Die Kapazität dieser Speicher reicht jedoch nur für die Daten einer Strahlperiode. Deshalb müssen sie am Ende jeder Strahlperiode ausgelesen und zurückgesetzt werden. Diese Aufgabe übernehmen zwei ACCs (Auxilliary Crate Controller CES 2180). Während der erste ACC die Daten der verschiedenen CAMAC-Einheiten (TDCs, Daten-Stack, BPM-Monitor, TRIP) über den normalen CAMAC-Bus ausliest, liest der zweite ACC über ein *High-Speed-Read-Modul*²⁰ die Moduldaten aus den 12 CAMAC-ADCs aus. War die Datenmenge zu groß, um während des Auslesezeitraums von 3.5 ms gelesen zu werden, so wird die nächste Strahlperiode nicht gestartet, sondern zur kompletten Auslesen der Daten verwendet. Dieser sehr seltene Fall tritt nur beim Auslesen der Moduldaten auf (ACC 2) und führt zu einer zusätzlichen Totzeit von weniger als 0.5% . Die Protonen, die während solcher Strahlperioden auf das Haupt-Target treffen, werden nicht zur Gesamtladung addiert. Vor Mai 1992 hatte diese Quelle für Totzeit eine Größe von einigen Prozent erreicht, da zu dieser Zeit nur ein ACC eingesetzt wurde, der sowohl die CAMAC-Einheiten, als auch die ADC-Daten auslesen mußte. Mittlerweile teilen sich zwei ACC die Arbeit. Diese Maßnahme verringerte die Totzeit durch zu lange Auslesezeiten um einen Faktor fünf.

Nachdem der erste ACC alle Daten ausgelesen hat, werden sie zuerst vom *Software-Trigger*, einem Assembler-Programm, das im ACC läuft, analysiert. Der *Software-Trigger* prüft zuerst, welche Ereignisklassen in der Strahlperiode vertreten sind. Die einzelnen Klassen werden anhand des *Triggerbits* und des *Testbits* im zugehörigen TRIP-Wort erkannt. Wird ein *Neutral*-Ereignis gefunden, wird die

²⁰Eigenentwicklung des HPE, KfK

gesamte Strahlperiode als *Neutral Period* gekennzeichnet. Enthält sie *Calcos*-Ereignisse, wird sie zur *Cosmic Period*. Werden weder *Neutrals* noch *Calcos* gefunden, wird die Strahlperiode nicht gespeichert.

SMU-Ereignisse mit *Testbit* 1 werden in jeder Strahlperiode analysiert und in ein Kurzformat aus drei 16-Bit Worten umgewandelt. Darin sind der Ort dt und die Adresse des Moduls enthalten, in dem die Spur des gestoppten Myons endet. Außerdem wird die Zeit mit einer Auflösung von 2048 ns und einige Statusbits mit Informationen über Ansprecher benachbarter Module, sowie die Anzahl der getriggerten Hauptdetektor-Module darin gespeichert [Gra92]. In einer Strahlperiode treten im Mittel drei bis vier *SMU*'s auf. Jede *Neutral Period* enthält in ihrer Datenstruktur ein sogenanntes *SMU-Array*, in dem die *SMU*-Worte der aktuellen, sowie der fünf vorangehenden Strahlperioden gespeichert werden.

In *Neutral Periods* wird neben der Ereignisklasse noch geprüft, ob ein Ereignis in das Zeitfenster für *Second Beam Periods* (SBP) fällt. In diesem Fall wird ein Bit in einem CAMAC-Output-Register gesetzt, das *Triggerbit* 1 für die nachfolgende Strahlperiode verhindert. Das SBP-Fenster erstreckt sich zwischen 400 μ s und 650 μ s. Da die TDC's von *Extract Request* der vorangehenden Strahlperiode etwa 600 μ s vor t_0 gestartet werden, erstreckt sich dieses sogenannte *Software prompte Fenster* von -200 μ s bis +50 μ s relativ zum Strahl. Nach dem Auslesen aller Daten und der SBP-Entscheidung kann die Elektronik für die nächste Strahlperiode vorbereitet werden. Danach hat der *Software-Trigger* für seine weiteren Aufgaben im Prinzip bis zum Ende der nächsten Strahlperiode Zeit.

Calcos-Ereignisse werden eingehender analysiert als *Neutrals*. Der Software-Trigger muß feststellen, ob die Myonenspur innerhalb einer Spalte (*VERCOS*) oder Reihe (*HORCOS*) des Hauptdetektors verlief. Die vom Hardware-Trigger akzeptierten *Calcos* werden durch diese restriktive Bedingung des Software-Triggers auf 10% reduziert.

Nachdem die Triggerentscheidungen abgeschlossen sind, wird die Experimentstatistik aktualisiert und die Daten formatiert. Danach werden die formatierten Daten zur LSI 11/73 übertragen und auf Festplatte oder Magnetband geschrieben. In den Anfangszeiten von KARMEN fielen pro Tag etwa 70 MByte Daten an. Heute (1995) werden pro Tag etwa 500 MByte aufgenommen. Diese deutliche Erhöhung der Datenrate wurde im Laufe der Jahre durch verbesserte Elektronik, größere Festplatten, niedrigere Schwellen und mehr Detailinformationen (z. B. *SMU*'s ab Run 30) schrittweise erreicht.

2.4.3 Der Testpulser SCEPTU

SCEPTU ist ein programmierbarer Testpulser. Mit ihm können Rechteckpulse mit einstellbarer Amplitude und Länge in die Upstream- (A_U) und Downstream-Eingänge (A_D) jeder einzelnen ASTERIX-Karte eingespeist werden. Zusätzlich läßt sich der zeitliche Abstand zwischen der Ankunft des Downstream-Pulses und des Upstream-Pulses variieren, womit verschiedene Ereignisorte (dt) simuliert werden können. Mit SCEPTU wird normalerweise nur ein ASTERIX-Crate pro Messung angesprochen. Für einen Test der T_{rel} -TAC's hat man jedoch die Möglichkeit ein zweites Crate um eine frei einstellbare Zeit vor dem zu testenden Crate zu triggern, um ein definiertes t_{ro} -Signal auszulösen.

SCEPTU wird von OBELIX [Gem88] kontrolliert, einem Programm, das auf der LSI 11/73 läuft und direkten Zugriff auf alle CAMAC-Einheiten der KARMEN-Elektronik ermöglicht. Obelix stellt eine Reihe von Kommandos für die automatische Kalibration der *Front-End*-Elektronik zur Verfügung. Mit ihnen lassen sich *Pedestal* und Verstärkungsfaktor für alle vier Analogsignale eines Moduls (E_U , E_D , dt und T_{rel}) messen. *Pedestals* werden in ADC-Kanälen angegeben. Sie entsprechen dem ADC-Kanal, der anspricht, wenn die ADC-Konversion ohne Signal getriggert wird. Der Verstärkungsfaktor wird

in Kanal/V oder Kanal/ns angegeben. Einige dieser von OBELIX gemessenen Werte werden für die Kalibration des Detektors benötigt und werden in den entsprechenden Kapiteln genauer erklärt.

2.5 Der Laser-Kalibrationsmonitor

Ein Laser-Kalibrationssystem bietet neben SCEPTU eine zweite Möglichkeit, die Eigenschaften der einzelnen Detektorteile zu testen. Das Lasersystem besteht aus einem gepulsten Stickstoff-Laser,²¹ der 3 ns breite UV-Pulse (337 nm) mit einer Rate von 10 Hz liefert. Das UV-Licht wird über einen Diffusor auf bis zu 12 Quarz-Lichtleiter verteilt, die zu verschiedenen Detektorteilen führen. Die Intensität des Laserlichtes kann über den Abstand zwischen der Diffusorscheibe und den Enden der Lichtleiter gesteuert werden. Mit kleinen Lochmasken aus Messing kann der Strahl für beliebige Kombinationen von Lichtleitern ein- bzw. ausgeblendet werden.

Die 12 Lichtleiter teilen sich folgendermaßen auf: ein Lichtleiter von 127.8 m Länge führt zu dem kleinen Čerenkov-Zähler in der Nähe des μ SR-Targets. Er wird für die Zeit-Kalibration benötigt (siehe Kapitel 5). Ein Test-Lichtleiter mit frei zugänglichem Ende wird für Untersuchungen der Lichtleiter-Eigenschaften benötigt, wie zum Beispiel der Messung der Lichtgeschwindigkeit im Lichtleiter. Ein weiterer Lichtleiter führt direkt zum Downstream-Ende des Moduls 234 (Spalte 11, Reihe 20). Über ihn können direkt UV-Pulse hoher Intensität in den Szintillator des Moduls eingeschossen werden.

Die restlichen 9 Quarz-Lichtleiter führen zu sogenannten *Licht-Splittern*, die das Licht über bis zu 350 Plastik-Lichtleiter auf die einzelnen KARMEN-Module verteilen. Ein *Splitter* besteht aus einem kleinen, mit dem KARMEN-Szintillator PPP gefüllten Glasgefäß, in das von oben der Quarz-Lichtleiter eingeführt wird. Das Laserlicht regt die Flüssigkeit zur Photolumineszenz an. Das Licht besitzt das gleiche Emissionsspektrum wie Szintillationslicht, das in einem KARMEN-Modul durch ein ionisierendes Teilchen erzeugt wurde. Auf Grund der Kürze der Laserpulse (3 ns) ist auch die Pulsform des emittierten Lichtes einem Szintillationspuls ähnlich, wodurch das Lasersystem zur Simulation von Ereignissen in einem KARMEN-Modul verwendet werden kann.

Von jedem *Splitter* führen 3.5 m lange Plastik-Lichtleiter zu den Modulenden. Die Lichtleiterenden sind horizontal um das Szintillatorgefäß des *Splitters* angeordnet, damit sie nur das Fluoreszenzlicht, jedoch nicht das senkrecht einfallende UV-Licht des Lasers sehen. An den Modulenden werden die Lichtleiter durch kleine PVC-Schläuche an der Außenseite der Photomultiplier bis an das Quarzglasfenster herangeführt, durch das die Photomultiplier in den Detektortank sehen.

Der gesamte Detektortank, mit Hauptdetektor und innerem Antizähler, wird von vier *Splittern* versorgt, getrennt nach oberer und unterer Detektorhälfte, sowie nach dem Upstream- und Downstream-Ende der Module. Die restlichen fünf *Splitter* versorgen jeweils eine Seite des Shield-Detektors.

Das Laser-Kalibrationssystem wird für verschiedene Untersuchungen der Moduleigenschaften eingesetzt. Dazu zählen Tests der Energie-Pedestals, die Energie- und Ortsauflösung einzelner Module, sowie die Messung der Walk-Verschiebung des Ortes. Eine wichtige Aufgabe des Laser-Systems ist die Messung der Zeitdifferenz zwischen dem Ansprechen des Čerenkov-Zählers und eines KARMEN-Moduls. Dieser Wert ist ein essentieller Bestandteil der absoluten Zeiteichung eines Ereignisses relativ zur *beam-on-target* Zeit und wird in Kapitel 5 eingehend beschrieben. Detaillierte Beschreibungen des mechanischen Aufbaus des Lasersystems und die mit ihm gewonnenen Erkenntnisse von den Detektoreigenschaften sind in [Hes87] und [Dod93] zu finden.

²¹Modell VSL-337, Laser Science, Inc., Cambridge, MA. 02139, USA

2.6 Die KARMEN-Datenstruktur

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Struktur eines KARMEN-Datenfiles, um einige Begriffe verständlicher zu machen, die im Laufe dieser Arbeit häufiger verwendet werden. Die von der Elektronik gemessenen Daten werden in sequentiellen Files von etwa 150 MByte Länge auf einer Festplatte abgelegt. Die einzelnen Files werden anhand von zwei fortlaufenden Nummern unterschieden, der **Run-Nummer** und der **File-Nummer**. Zu jedem Run gehören bis zu 99 Files, die sich durch ihre File-Nummer zwischen 1 und 99 unterscheiden. Die Run-Nummer wird für jeden neuen ISIS-User-Run erhöht. Außerdem wird sie erhöht, wenn alle 99 Files voll sind, oder wenn Änderungen in den Meßbedingungen (Beam on/off, Elektronikänderungen) auftreten.

Die Experimentdaten in einem File sind in **Beam Periods** unterteilt, die jeweils die Daten einer 20 ms langen Strahlperiode enthalten. Jede *Beam Period* besteht aus einem *Header* und bis zu 16 *Events*. In jedem *Header* werden verschiedene Statusinformationen, Zeiten von TDC2, SMU-Daten, BPM-Daten und Stack-Daten abgespeichert, die für die Analyse aller Ereignisse der Strahlperiode benötigt werden.

Die *Events* oder Ereignisse enthalten alle Daten, die nach einer gültigen Trigger-Entscheidung konvertiert wurden. Ein *Event* besteht aus einem *Header* und den Moduldaten. Der *Header* enthält wieder verschiedene Statusinformationen, sowie die mit dem *Multi-Hit-TDC0/1* gemessene *Event-Zeit*.

Die **Moduldaten** werden für jedes Modul abgespeichert, das ein gültiges t_{or} -Signal erzeugt hat. Die Anzahl der innerhalb eines *Events* getriggerten Module nennt man **Multiplizität** des Ereignisses. Für jedes dieser Module wird ein Block von fünf 16-Bit Worten abgespeichert. Er enthält die *Moduladresse*, die beiden Ladungsintegrale für die Photomultiplier-Signale der Modulenden (*Energie: E_U, E_D*), die Zeitdifferenz zwischen beiden Modulenden (*Ort: DT*) und die Relativzeit des Modultriggers innerhalb des Ereignisses (*T_{rel}*). Alle Werte werden in Einheiten von ADC-Kanälen abgespeichert, so wie sie von der Elektronik geliefert werden. Erst die Kalibration berechnet in der *off-line* Auswertung aus diesen Zahlenwerten sinnvolle physikalische Größen.

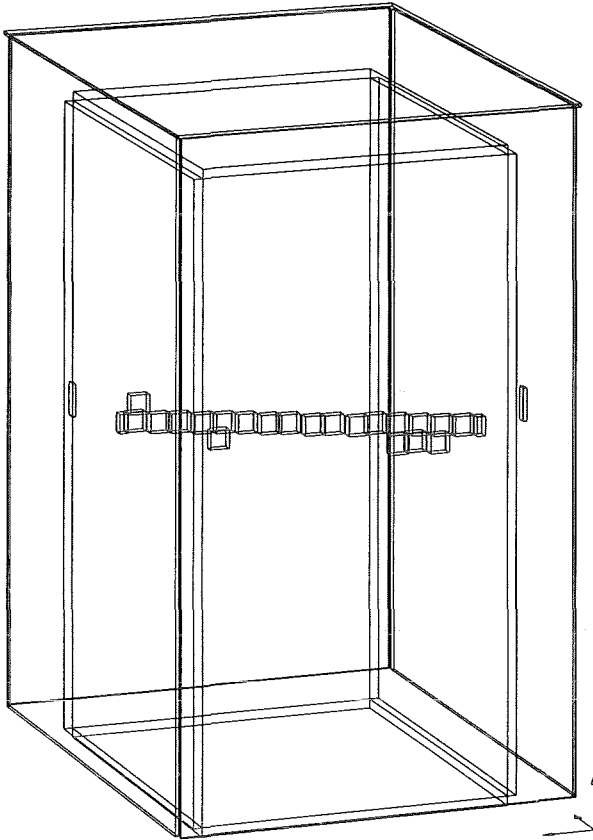
2.7 Kalibration des KARMEN-Detektors

Das Ziel der Kalibration ist es, dem KARMEN-Auswerter zu helfen, aus der Vielzahl elektronischer Daten (z.B. TDC-Kanäle oder ADC-Kanäle), die mit jedem Ereignis abgespeichert werden, physikalisch verwertbare Größen zu erhalten. Die Kalibration hat drei Schwerpunkte:

- Ortskalibration
- Energiekalibration
- Zeitkalibration

Die Kalibration besteht aus zwei Teilen: den Anwender-Routinen, die in einer Programmbibliothek, der *KARMEN-Library*, zusammengefaßt sind und etwa 60 einzelnen Programmen für die Erzeugung der Eichparameter [Wol95]. Der normale Auswerter hat in der Regel nichts mit der Erzeugung der Eichparameter zu tun. Sie werden am Ende eines Meß-Runs einmal erzeugt und stehen dann allen Auswertern zur Verfügung. KARMEN-Daten werden mit Fortran-Programmen ausgewertet, die jeder Auswerter entsprechend seiner speziellen Fragestellung schreibt. Das Hauptprogramm für die Handhabung der

a. Horizontal Cosmic



b. Vertical Cosmic

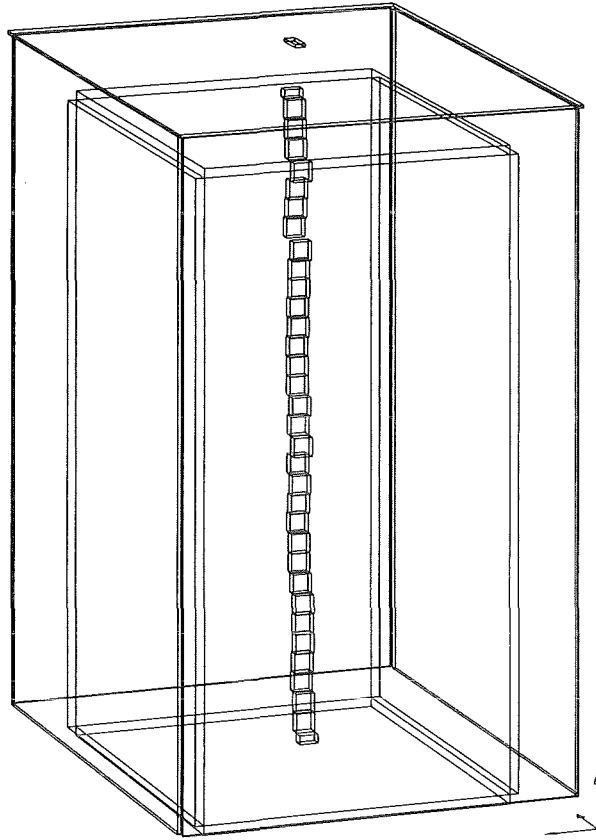


Abbildung 2.25: Myonenspuren im KARMEN-Detektor, die für die Kalibration verwendet werden (*Calibration Cosmics*).

Experiment-Daten ist vorgegeben [Pli92]. Der Auswerter muß nur noch seine eigenen Subroutinen dazulinken, in denen zum Beispiel Histogramme gefüllt und in denen die Daten kalibriert werden. In der Regel werden dazu einige Routinen aus der *KARMEN-Library* aufgerufen, so daß sich der Auswerter nicht um die Details der Kalibration kümmern muß. Die Kalibrations-Routinen wurden so aufgebaut, daß man schon mit dem Aufruf von drei Subroutinen eine komplette Datenauswertung durchführen kann. Es stehen jedoch genügend Detailroutinen zur Verfügung, um jede Ebene der Kalibration zu beeinflussen.

Zusätzlich werden dem Auswerter verschiedene Statusinformationen zur Verfügung gestellt, die ihm Auskunft über die aktuelle Strahlperiode oder ein spezielles Ereignis geben. Dazu gehören zum Beispiel der Typ eines Ereignisses (*Neutral* oder *Calcos*) oder die Anzahl der getriggerten Module in den drei Teildetektoren. Außerdem wird für jedes Modul ein 32 Bit breites Statuswort angelegt, an dem immer der aktuelle Zustand eines Moduls abgelesen werden kann. Diese sogenannte *Error-Liste* wird für jedes neue Experiment-File aktualisiert. Mit seiner Hilfe kann zum Beispiel erkannt werden, ob und welche der Doppel-Plexiglasplatten der Segmentierung defekt ist, oder ob noch alle Photomultiplier einwandfrei funktionieren.

Als defekt werden Doppel-Plexiglasplatten bezeichnet, die Risse in der Klebefuge aufweisen, die beide Platten am Rand zusammenhält. Durch das damit verbundene Leck kann Szintillatorflüssigkeit in den Luftspalt eindringen, was zu einem Verlust der Totalreflexion führt und mit einer deutlichen Verringerung der Lichtausbeute des betroffenen Moduls einhergeht. Der Verlust der Totalreflexion führt zudem zu einem verstärkten Überkoppeln des Szintillationslichtes in Nachbarmodule. Das Erkennen und die Korrektur der damit verbundenen Effekte sind ein wichtiger Bestandteil der Energiekalibration und werden in Kapitel 4 eingehend behandelt.

Wenn in den folgenden Kapiteln über die Bestimmung der Eichparameter von defekten Modulen die Rede ist, bezieht sich dies immer auf die in der *Error-Liste* gespeicherten Informationen, die in den Auswerteprogrammen verwendet werden. Fehlerfrei bedeutet, daß alle Bits auf 0 gesetzt sind. Eine komplette Liste der *Error-Bits* ist in Anhang B.1 zu finden.

Die folgenden Kapitel beschreiben die Prinzipien der verschiedenen Kalibrationen. Es wird beschrieben, wie die Eichparameter gewonnen werden und wie sie anschließend in den Anwender-Routinen angewandt werden. Bei der Bestimmung der Eichparameter wird zuerst jedes einzelne der 744 KARMEN-Module individuell kalibriert. Anschließend werden jedoch auch die Einflüsse der Nachbarmodule, wie zum Beispiel das Überkoppeln von Szintillationslicht, berücksichtigt.

Die Meßgenauigkeit oder Auflösung des Detektors wird nicht nur durch die Fähigkeiten der Hardware bestimmt, sondern auch durch die Qualität der Kalibration. Die Genauigkeit der Kalibration wird zum einen durch den Fehler begrenzt, mit dem die zu messenden Eichparameter bestimmt werden können, zum anderen durch den Rechenaufwand, der betrieben werden muß um bessere Algorithmen anzuwenden. Die Kalibration des KARMEN-Detektors wuchs mit den immer schnelleren Rechnermodellen, die zur Auswertung zur Verfügung standen, zusehens an. Die heutige Auswertedauer hat sich dadurch nicht sehr verringert, da die Komplexität der Auswertemethoden die gewonnene Geschwindigkeit wieder kompensiert. In den folgenden Kapiteln werden deshalb nicht nur die Methoden der Kalibration vorgestellt, sondern auch ihre Schwachpunkte aufgezeigt und falls möglich Verbesserungen für zukünftige Auswertungen vorgeschlagen.

Die meisten Eichparameter werden mit Hilfe von *Calibration Cosmics* bestimmt. Darunter versteht man Myonen, die den gesamten Detektor innerhalb einer senkrechten Spalte oder einer horizontalen Reihe durchqueren und ihn am gegenüberliegenden Ende wieder verlassen (siehe Abb. 2.25). Für die Ortskalibration werden außerdem beliebige Myonenspuren verwendet, die nur durch eine minimale Eindringtiefe in den Hauptdetektor beschränkt werden.

Kapitel 3

Ortskalibration

Die Position eines Ereignisses in einem KARMEN-Modul wird durch drei Zahlen beschrieben: die Reihen- und Spaltennummer des Moduls, sowie den Ort x entlang der Modulachse. Die Position x wird aus der Laufzeitdifferenz dt des Szintillationslichtes zu den Photomultipliern an beiden Modulenden berechnet. Besonders höherenergetische Teilchen deponieren ihre Energie jedoch nicht nur in einem Modul, sondern verteilen sie über mehrere Module.

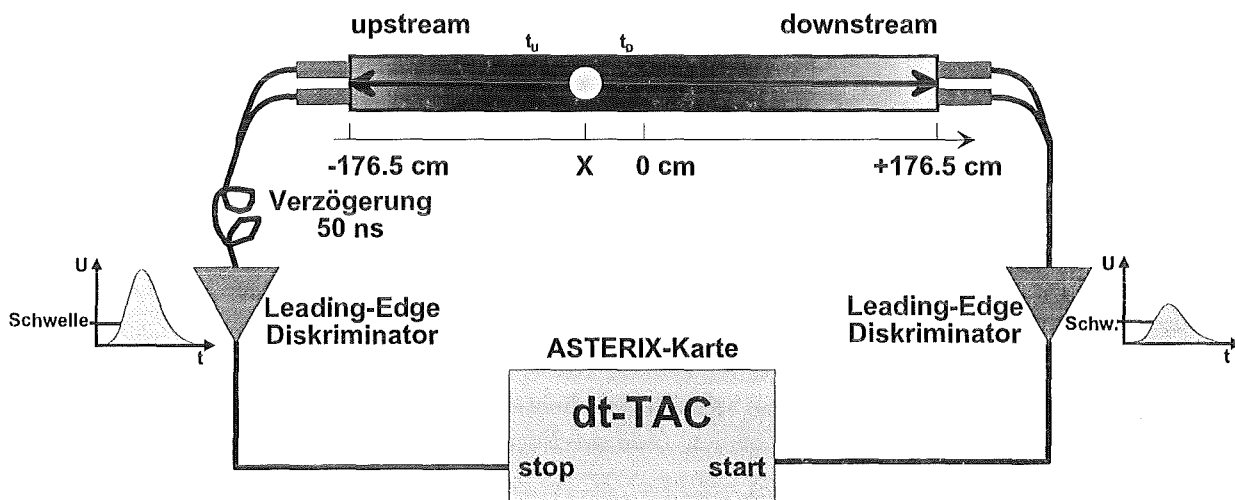


Abbildung 3.1: Schema der Ortsmessung (dt) entlang der Längsachse x eines Moduls.

Alle Module, die innerhalb von 92 ns nach dem ersten Modultrigger ansprechen, werden von der KARMEN-Elektronik zu einem einzigen Ereignis oder *Event* zusammengefasst. In der *off-line* Analyse des *Events* wird der Ort aus dem energiegewichteten Mittelwert der Einzelmodule gebildet:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^M x_i \cdot E_i}{\sum_{i=1}^M E_i} \quad (3.1)$$

wobei M die Anzahl getriggelter Module oder *Multiplizität* des *Events* ist. In gleicher Weise wird der energiegewichtete Mittelwert für die Reihen- und Spaltennummern gebildet.

Die Modulachsen einiger Module des Shield-Detektors verlaufen nicht entlang der x -Achse des KAR-MEN-Koordinatensystems (siehe Tabelle 3.1). Der Einfachheit halber wird jedoch in den folgenden Kapiteln der Ort entlang der Modulachse immer mit x bezeichnet. Die Aufgabe der Ortskalibration ist es, aus den gemessenen dt -Werten den Ort x zu berechnen und die dafür notwendigen Eichparameter zu liefern.

Position	Typ	Länge	Querschnitt	Richtung	Start-PMT	Stop-PMT
Hauptdetektor	1	353.0 cm	18.1 × 17.7 cm	x	down	up
Anti(left,right)	2	353.0 cm	8.0 × 17.7 cm	x	down	up
Anti(top,bottom)	3	353.0 cm	18.1 × 8.0 cm	x	down	up
Shield(l.,r.) hori.	4	309.5 cm	30.0 × 3.0 cm	x	down	up
Shield(l.,r.) vert.	5	300.0 cm	30.0 × 3.0 cm	z	bottom	top
Shield(up,down) hori.	6	309.5 cm	30.0 × 3.0 cm	y	right	left
Shield(up,down) vert.	7	300.0 cm	30.0 × 3.0 cm	z	bottom	top
Shield(up,down) vert.	8	300.0 cm	6.0 × 3.0 cm	z	bottom	top
Shield(top) entlang y	9	309.5 cm	30.0 × 3.0 cm	y	right	left
Shield(top) entlang x	10	240.0 cm	35.0 × 3.0 cm	x	down	up

Tabelle 3.1: Liste der verschiedenen Modultypen und die Position der Photomultiplier (PMT).

3.1 Messung von dt

Der dt -Wert, der mit dem dt -TAC auf der ASTERIX-Karte gemessen wird, setzt sich aus der tatsächlichen Laufzeitdifferenz ($t_{up} - t_{down}$) des Szintillationslichtes nach beiden Modulenden, einer *Walk*-Verschiebung ($W_{up} - W_{down}$) durch die beiden *Leading-Edge*-Diskriminatoren, sowie einer konstanten Zeitverschiebung t_{const} zusammen:

$$dt = t_{up} - t_{down} + W_{up} - W_{down} + t_{const} \quad (3.2)$$

Das Startsignal für den dt -TAC wird immer vom Downstream-Diskriminator geliefert, während das verzögert eintreffende Upstream-Signal den TAC stoppt (siehe Abb. 3.1).

Die Zeit t_{const} beträgt etwa 50 ns und wird hauptsächlich durch die um 13 m längeren Upstream-Signalkabel verursacht. Einen Anteil von einigen Nanosekunden tragen auch die unterschiedlichen Laufzeiten der Elektronen entlang der Dynodenketten der Photomultiplier bei.

Die mittlere Laufzeitdifferenz des Szintillationslichtes ist annähernd proportional zum Ort x im Szintillator, an dem das nachgewiesene Teilchen seine Energie deponiert hat. Durch die totalreflektierenden Modulwände bleibt der Öffnungswinkel des Lichtkegels, der das Modulende erreicht über die gesamte Modullänge nahezu konstant. Dadurch ist auch die mittlere Geschwindigkeit des Szintillationslichtes

c_{sz} in einem KARMEN-Modul konstant und kann mit einem mittleren Reflektionswinkel $\langle \Theta \rangle = 38^\circ$ und dem Brechungsindex $n_{sz} = 1.47$ der Szintillatorflüssigkeit geschrieben werden als:

$$c_{sz} = \frac{c_0}{n_{sz}} \cdot \cos\langle \Theta \rangle = 16 \frac{cm}{ns} \quad (3.3)$$

Der $\cos\langle \Theta \rangle$ Term beschreibt in dieser Gleichung lediglich die, im Vergleich zum direkten Weg, längere Strecke, die das mehrfach reflektierte Licht im Modul zurücklegen muß. Mit den Positionen x_{up} und x_{down} der beiden Photomultiplierpaare an den Modulenden läßt sich die Laufzeitdifferenz für den Ort x schreiben als:

$$t_{up} - t_{down} = \frac{x - x_{up}}{c_{sz}} - \frac{x - x_{down}}{-c_{sz}} = \left(x - \frac{x_{up} + x_{down}}{2} \right) \cdot \frac{2}{c_{sz}} \quad (3.4)$$

In einem realen KARMEN-Modul ist diese einfache Näherung jedoch nicht exakt erfüllt. Mehrere Effekte wirken dem entgegen:

- **Amplituden-Walk** durch die *Leading-Edge*-Diskriminatoren,
- **Anstiegs-Walk** durch eine ortsabhängige Pulsformänderung,
- **Lichtabsorption** im Szintillator und
- **defekte Module**, deren Wände ihre Fähigkeit zur Totalreflexion teilweise verloren haben.

In den auf den ASTERIX-Karten verwendeten *Leading-Edge*-Diskriminatoren wird das Ausgangssignal ausgelöst, wenn die Spannung des Eingangssignals einen fest vorgegebenen Schwellenwert überschreitet. Da für einen festen Ort die Amplitude eines Szintillationspulses sich proportional zu der im Szintillator deponierten Energie ändert, wird die Schwelle – abhängig von der Energie – zu verschiedenen Zeiten überschritten (siehe Abb. 3.2.a). Diese energieabhängige Verschiebung des Triggerzeitpunktes nennt man *Amplituden-Walk*.

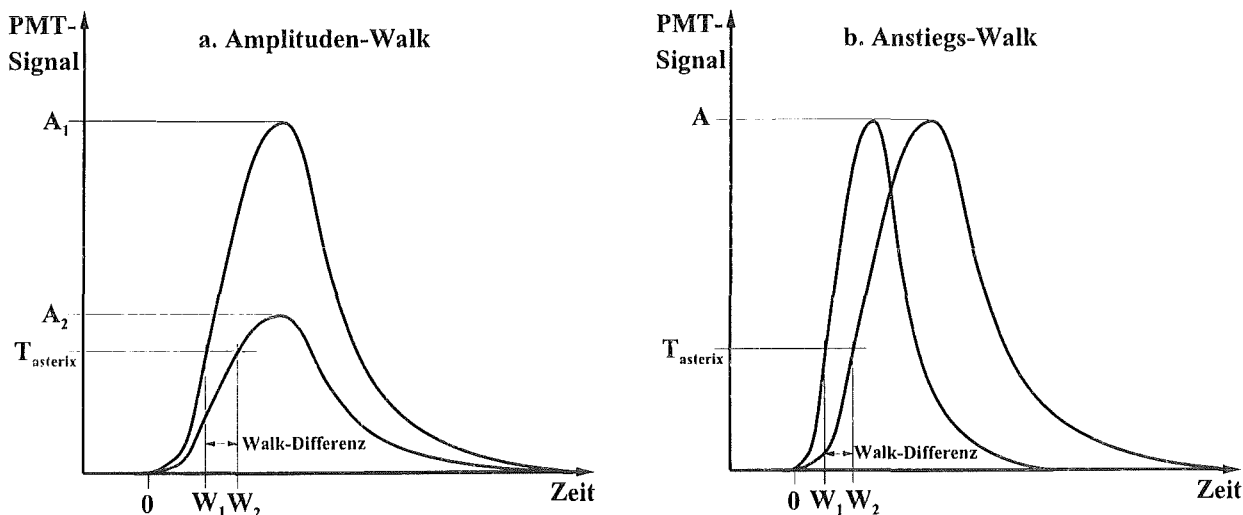


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des (a.) Amplituden-Walks und des (b.) Anstiegs-Walks.

Für verschiedene Orte ändert sich jedoch zusätzlich die Form des Lichtpulses, der am Photomultiplier eintrifft. Je weiter ein Ereignis vom Photomultiplier entfernt ist, desto größer wird die Laufzeitdifferenz zwischen Photonen, die unter verschiedenen Winkeln Θ relativ zur Modulachse emittiert werden. Dadurch wird die ansteigende Flanke des Pulses in die Länge gezogen (siehe Abb. 3.2.b). Diesen Effekt nennt man *Anstiegs-Walk* [Mit92].

Ein Teil des Lichtes erreicht jedoch die Photomultiplier nicht. Es wird entlang seines Weges durch die Szintillatorflüssigkeit absorbiert. Die wellenlängenabhängige Absorption wird durch eine Exponentialfunktion beschrieben, die von der stoffspezifischen Abschwächlänge $\Lambda(\lambda)$, der Wellenlänge λ und dem Lichtweg $\frac{x}{\cos \Theta}$ abhängt:

$$I(\lambda, x, \Theta) = I_0(\lambda, \Theta) \cdot e^{\frac{-x}{\Lambda(\lambda) \cdot \cos \Theta}} \quad (3.5)$$

Die Größe $I_0(\lambda, \Theta)$ beschreibt die unter dem Winkel Θ emittierte Intensität, die entlang ihres Weges zum Photomultiplier auf den Wert $I(\lambda, x, \Theta)$ abgeschwächt wird. Je größer der Winkel ist, desto länger ist der Weg des Lichtes im Szintillator und desto stärker wird es abgeschwächt. Dadurch wird der oben beschriebene *Anstiegs-Walk* wieder verringert.

Die Form eines Szintillationspulses wird von einem Photomultiplier nicht unverändert weitergegeben. Auf seinem Weg von der Photokathode zur Anode wird der Puls zeitlich aufgefächert. Das Anodensignal kann in guter Näherung als Faltung des Eingangspulses mit einer Gaußfunktion beschrieben werden. Die Halbwertsbreite (FWHM) der Übertragungsfunktion beträgt für einen KARMEN-Photomultiplier 5 ns [Rap95]. Durch den relativ langen Anstieg der Gaußkurve nähert sich der Anstieg der Pulsflanken von verschiedenen Orten einander an, wodurch der Einfluß des *Anstiegs-Walks* weiter verringert wird.

Der Vollständigkeit halber soll hier noch ein dritter Walk-Effekt erwähnt werden, der *Ladungs-Walk* oder *Overdrive-Effekt*. Er macht sich bei Signalen bemerkbar, die gerade über die Diskriminator-Schwelle kommen. Ein Diskriminator benötigt eine gewisse Ladungsmenge, bevor er schaltet. Dadurch wird für kleine Signale in einem KARMEN-Diskriminator der Schaltvorgang um bis zu 0.6 ns verzögert. Der Einfluß auf die Ortsbestimmung ist jedoch so gering, daß er im folgenden vernachlässigt wird.

Wie in Gleichung 3.2 zu sehen, geht in die dt -Messung nur die *Differenz* des Upstream- und Downstream-Walks ein. Dadurch treten Walk-Verschiebungen vorallem in der Nähe der Modulenden auf, wo durch die Lichtabschwächung im Szintillator der Intensitätsunterschied zwischen den Photomultipliern am größten ist. Da Walk-Effekte mit wachsender Energie schnell kleiner werden, spielt die Walk-Korrektur vorallem für niederenergetische Ereignisse eine wichtige Rolle. Auf Grund des kleineren Signales ist der Walk-Effekt des weiter entfernt liegenden Photomultipliers immer größer als der Walk des nahen Multipliers. Dadurch führt der Walk-Effekt immer zu einer scheinbaren Verschiebung des Ortes in Richtung des nahegelegenen Modulendes, wie man mit Hilfe von Gleichung 3.2 leicht nachvollziehen kann.

In Modulen mit einer oder mehreren defekten Platten der Segmentierung tritt eine weitere Abweichung von der linearen dt - x -Beziehung auf. Als defekt werden jene Doppel-Plexiglas-Platten bezeichnet, deren rundum laufende Klebnaht am Rand aufgebrochen ist und somit Szintillator in den Luftspalt zwischen den Platten eindringen konnte. Der Verlust des Luftspaltes bedeutet gleichzeitig den Verlust der Totalreflexion. Licht, das entlang seines Weges an dieser Platte reflektiert worden wäre, erreicht nun nicht mehr den Photomultiplier. Davon sind besonders jene Reflexionsmoden mit großem Winkel Θ betroffen. Dies führt in Gleichung 3.3 zu einem kleineren mittleren Reflexionswinkel, wodurch die mittlere Geschwindigkeit des Szintillationslichtes ansteigt.

Da eine Platte nur über die halbe Modullänge (175 cm) reicht, ist immer nur eine Modulhälfte betroffen. Das führt zu einem Sprung der Lichtgeschwindigkeit in der Modulmitte. Diesem Umstand wird in der Ortskalibration durch getrennte Geradengleichungen für die beiden Modulhälften Rechnung getragen. Die einzige Bedingung ist, daß beide Gleichungen in der Modulmitte den gleichen Wert liefern. Die Gleichungen haben die Form:

$$x = (dt + W_{down} - W_{up}) \cdot a_1 + a_0 \quad (3.6)$$

Die Parameter a_1 und a_0 werden für jedes einzelne KARMEN-Modul für beide Modulhälften aus den dt -ADC-Kanälen bestimmt, die den Positionen Upstream (DT_{up}), Modulmitte (DT_{mid}) und Downstream (DT_{down}) entsprechen. Zur besseren Unterscheidung werden in den folgenden Kapiteln Meßwerte, die in ADC-Kanälen vorliegen durch Großbuchstaben (DT) dargestellt.

3.2 DT-Kalibration

Im ersten Schritt der Bestimmung der Eichparameter für die DT -Kalibration werden die ADC-Kanäle DT_{up} und DT_{down} gesucht, die den Modulenden bei $x = \pm 176.5 \text{ cm}$ entsprechen. Für Shield-Module wird die Modullänge aus Tabelle 3.1 verwendet. Im zweiten Schritt wird der ADC-Kanal DT_{mid} ermittelt, der der Modulmitte bei $x = 0 \text{ cm}$ entspricht. Mit diesen drei bekannten ADC-Werten kann die Position x für einen beliebigen DT -Wert nach den folgenden, einfachen Gleichungen berechnet werden:

$$x = (DT - DT_{mid}) \cdot \frac{176.5 \text{ cm}}{DT_{mid} - DT_{up}} \quad \text{für } x < 0 \quad (3.7)$$

$$x = (DT - DT_{mid}) \cdot \frac{176.5 \text{ cm}}{DT_{down} - DT_{mid}} \quad \text{für } x \geq 0 \quad (3.8)$$

Abgesehen von der Walk-Korrektur entspricht dies Gleichung 3.6. Bei der späteren Auswertung von Experimentdaten wird die Walk-Korrektur in ADC-Kanäle umgerechnet und von DT subtrahiert, bevor es in Gleichung 3.7 oder 3.8 eingesetzt wird.

3.2.1 Flanken des DT -Spektrums

Die ADC-Kanäle DT_{up} und DT_{down} werden mit Hilfe von Myonspuren bestimmt, die mindestens fünf Modullagen in den Hauptdetektor eindringen. Zu Beginn jedes neuen Neutrino-Runs werden einige Experiment-Files mit einem speziellen Trigger-Setup aufgenommen, das diese Myonenspuren erkennt. Bei der Auswertung dieser Daten wird für jedes Modul ein Histogramm mit den DT -Werten von Myonen angelegt, die in dem Modul mehr als 20 MeV Energie deponiert haben (siehe Abb. 3.3.a). Die Energieschnitte werden auf die ADC-Kanäle der Summenenergie ($E_U + E_D \geq 200$ Kanäle) und der Einzelenergien ($E_U, E_D \geq 100$ Kanäle) angewandt. Dieser hohe Energieschnitt erlaubt es, in diesem ersten Schritt der Ortskalibration Walk-Effekte zu vernachlässigen.

Die Breite des DT -Spektrums wird durch die Länge des Moduls begrenzt. Dem Upstream- bzw. dem Downstream-Ende eines Moduls wird im zugehörigen DT -Histogramm der ADC-Kanal zugeordnet, bei dem die Zählrate der entsprechenden Flanke auf 30% des Maximums abgenommen hat [Woe90]. Dazu wird die Umgebung der Flanke durch ein Polynom zweiter Ordnung angefitet und die Lage des 30%-Wert der Fitfunktion bestimmt.

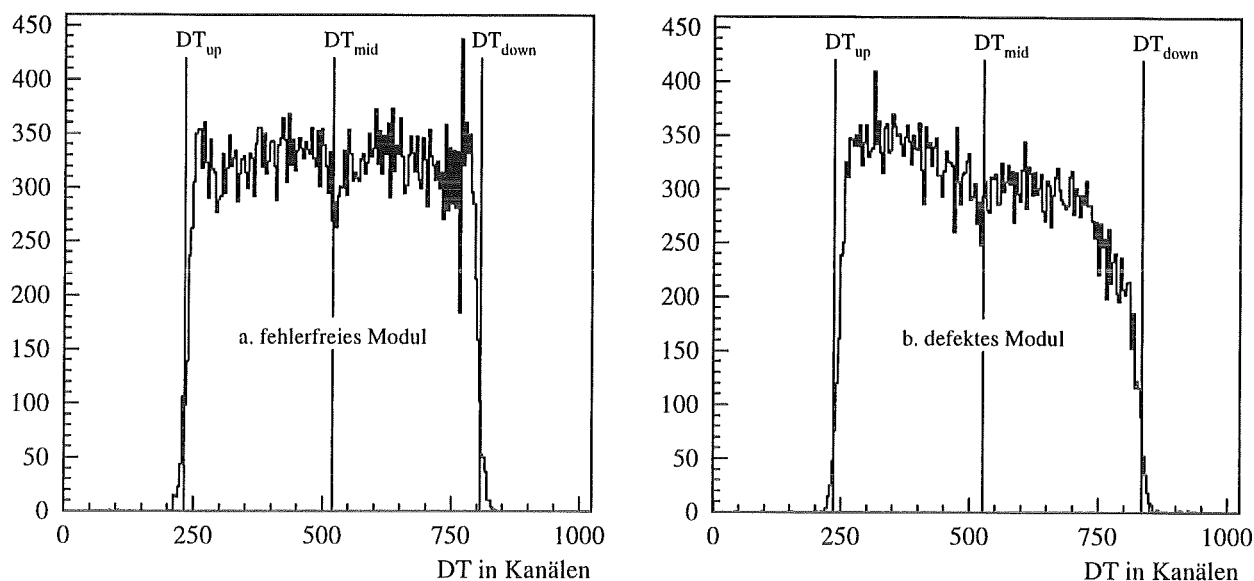


Abbildung 3.3: DT-Spektren zur Bestimmung der DT-Kanäle für die Modulenden

In der Mitte der beiden DT-Spektren in Abbildung 3.3 ist ein Einbruch zu sehen, der von einem 10 mm breiten Aluprofil verursacht wird, das die Stoßkanten der beiden Segmentierungsplatten in der Modulmitte abdeckt. Der Einbruch ist auf Walk-Effekte zurückzuführen, die in [Mit92] eingehend untersucht wurden. Dieser Effekt wurde ausgenutzt, um den systematischen Fehler der 30%-Annahme zu ermitteln. Beim Zusammenbau der Segmentierung wurden an der Innenseite von zwei Antizähler-Modulen (608, 622) an mehreren Stellen rundum auf die Segmentierung 15 mm breite Alustreifen geklebt. Aus dem Vergleich der Lage der beobachteten Einbrüche im DT-Spektrum der entsprechenden Module mit der geometrischen Position der Alustreifen, konnte der systematische Fehler der 30%-Methode festgelegt werden, mit $\frac{\Delta x}{x} = \pm 3\%$ bzw. $\Delta x = \pm 10$ cm, bei einer Modullänge von 353 cm. In Abbildung 3.3 entspricht dies einer Unsicherheit von zwei Bin-Breiten pro Flanke.

3.2.2 Modulmitte und defekte Module

Die Mitte des Moduls DT_{mid} wird nach der Bestimmung der DT-Flanken auf den Mittelwert $(DT_{up} + DT_{down})/2$ der beiden Modulenden gelegt. Für fehlerfreie Module ist dieser erste Auswerteschritt schon ausreichend um gute Ergebnisse zu erzielen. Defekte Module weichen jedoch noch deutlich von den wahren Werten ab (siehe Abb. 3.4.b). Dies hat zwei Ursachen. Die restriktiven Energieschnitte führen durch die stark ortsabhängige Lichtausbeute in defekten Modulen zu deutlich verformten DT-Spektren (siehe Abb. 3.3.b), so daß der automatische Flanken-Fit zu falschen Ergebnissen kommt. Außerdem ändert sich die Transportgeschwindigkeit des Szintillationslichtes im Modul, wie schon im vorangehenden Kapitel angeführt wurde. Dadurch liegt DT_{mid} nicht mehr in der Mitte zwischen den beiden Flanken, sondern ist etwas in Richtung der defekten Modulhälfte verschoben. Aus diesem Grunde wurde der zweite Schritt der DT-Kalibration eingeführt, in dem speziell die Eichparameter defekter Module neu bestimmt werden.

Zuerst werden alle Myonspuren mit einem linearen, dreidimensionalen *Least-Square-Fit* gefittet. Für den Fit werden nur fehlerfreie Module mit einer Summenenergie über 200 ADC-Kanälen verwendet. Außerdem werden mindestens 5 Hauptdetektor-Module in einer Myonspur verlangt, die diese Bedin-

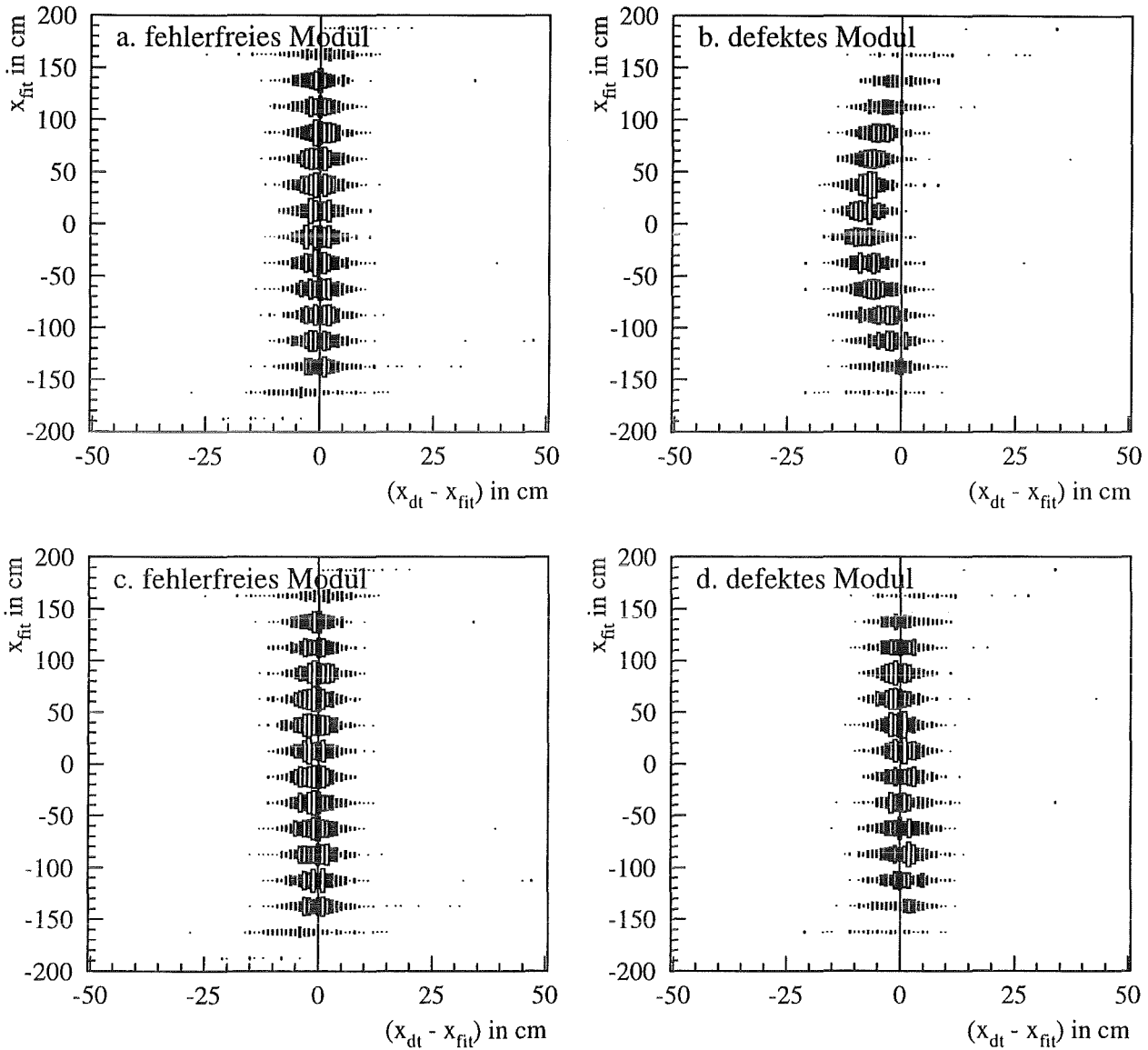


Abbildung 3.4: Fehler der Ortsbestimmung mit Eichparametern aus der Flankenbestimmung (a. und b.) und nach der Korrektur der Modulmitte (c. und d.). Das defekte Modul zeigt eine deutliche Abweichung der linearen DT- x -Beziehung über die gesamte Modullänge.

gung erfüllen. Für die dazu notwendige Ortskalibration werden die Eichparameter aus der Flankenbestimmung verwendet. Angelehnt an Gleichung 3.6 werden für *jedes* Modul i zwei lineare Gleichungen definiert, deren Parameter $a_{U0}(i)$, $a_{U1}(i)$, $a_{D0}(i)$ und $a_{D1}(i)$ mit Hilfe eines *Least-Square-Fits* aus den Wertepaaren $(x_{\text{Fit}}(i), \text{DT}(i))$ all jener Myonenspuren berechnet werden, die in dem Modul genügend Energie deponieren:

$$x_{\text{Fit}}(i) = \text{DT}(i) \cdot a_{U1}(i) + a_{U0}(i) \quad \text{für } x_{\text{Fit}}(i) < 0 \quad (3.9)$$

$$x_{\text{Fit}}(i) = \text{DT}(i) \cdot a_{D1}(i) + a_{D0}(i) \quad \text{für } x_{\text{Fit}}(i) \geq 0 \quad (3.10)$$

Die erste Gleichung beschreibt die DT- x -Beziehung für die Upstream-Hälfte des Moduls, während die

zweite Gleichung für die Downstream-Hälfte gilt. Um auch hier Walk-Effekte im gemessenen $DT(i)$ vernachlässigen zu können, werden nur jene Module verwendet, deren Summenenergie mehr als 200 ADC-Kanäle beträgt. Zudem wird der Ort $x_{Fit}(i)$, an dem die gefittete Myonenspur das Modul durchdringt, für die Upstream-Gleichung auf $-120\text{ cm} < x < -10\text{ cm}$ und für die Downstream-Gleichung auf $10\text{ cm} < x < 120\text{ cm}$ beschränkt. Für Antizähler- und Shield-Module werden die Summenenergie und Fitgrenzen entsprechend der Modulgeometrie angepaßt.

Mit Gleichung 3.7 bis 3.10 lassen sich für jedes KARMEN-Modul die drei DT-Eichparameter aus den vier gefitteten Parametern der Geradengleichungen bestimmen. Die Modulmitte kann aus beiden Gleichungen berechnet werden. Für sie wird deshalb der Mittelwert aus beiden Gleichungen verwendet:

$$DT_{up}(i) = -\frac{176.5\text{ cm} + a_{U0}(i)}{a_{U1}(i)} \quad (3.11)$$

$$DT_{down}(i) = \frac{176.5\text{ cm} - a_{D0}(i)}{a_{D1}(i)} \quad (3.12)$$

$$DT_{mid}(i) = \frac{-1}{2} \left(\frac{a_{U0}(i)}{a_{U1}(i)} + \frac{a_{D0}(i)}{a_{D1}(i)} \right) \quad (3.13)$$

Bei der Berechnung der 2232 (3·744 Module) DT-Eichparameter wird kein Unterschied zwischen defekten und fehlerfreien Modulen gemacht. Da jedoch die Parameter der fehlerfreien Module zur Berechnung der x -Orte für die dreidimensionalen Spurfits verwendet wurden, ändern sich ihre neuen Eichparameter nicht gegenüber den ursprünglichen Werten. Man könnte sich die Berechnung für diese Module im Grunde genommen sparen. Sollte sich jedoch ein defektes Modul darunter befinden, das noch nicht als solches erkannt wurde, so wird es automatisch richtig korrigiert.

Für diesen Auswerteschritt wird derselbe Myonen-Datensatz verwendet, wie für die Flankenbestimmung. Um die hier beschriebene Methode erfolgreich anwenden zu können, müssen zwei Vorbedingungen erfüllt sein: erstens sollten die Eichparameter für fehlerfreie Module schon im ersten Schritt der DT-Kalibration richtig bestimmt worden sein und zweitens wird angenommen, daß Myonspuren im Detektor eine gerade Linie bilden.

Der erste Punkt wurde für Myonen schon 1987 im Rahmen einer Diplomarbeit [Wil87] überprüft. An einem Prototypmodul wurden quer zur Modulachse verlaufende Proportionalrohrkammern zur genauen Ortsbestimmung der Myonspur ($\pm 1\text{ cm}$) benutzt. Die Halbwertsbreite (FWHM) der Ortsbestimmung durch Differenzzeitmessung wurde in dieser Arbeit mit $\Delta x = 6.3 \pm 0.8\text{ cm}$ angegeben.

Um den zweiten Punkt zu überprüfen, wurde durch Myonspuren, die im Hauptdetektor innerhalb einer Spalte verlaufen, ein linearer Spurfitt gelegt. Für den Fit wurden nur fehlerfreie Module verwendet, deren Summenenergie größer als 200 ADC-Kanäle war und deren DT-Ort innerhalb von $\pm 120\text{ cm}$ lag, um Walk-Effekte vernachlässigen zu können. Anschließend wurde für die am Fit beteiligten Module die Differenz zwischen dem gefitteten Ort und dem aus DT bestimmten Ort aufgetragen. Abbildung 3.5 zeigt das Ergebnis. Die Orte der einzelnen Module schwanken mit einer Halbwertsbreite von $\Delta x = 7\text{ cm}$ um den gefitteten Ort. Dies entspricht der in [Wil87] gemessenen Auflösung der Differenzzeitmessung. Jede Abweichung der Myonenspur von einer Geraden hätte jedoch zu einer deutlichen Verbreiterung der Ortsverteilung geführt. Diese Messung rechtfertigt die Annahme, daß Myonenspur im KARMEN-Detektor einer geraden Linie folgen.

Die verwendeten Fit-Algorithmen der Auswerteprogramme sind zuverlässig genug, um die ersten beiden Schritte der DT-Kalibration direkt hintereinander auszuführen. Danach werden jedoch alle Fit-Resultate

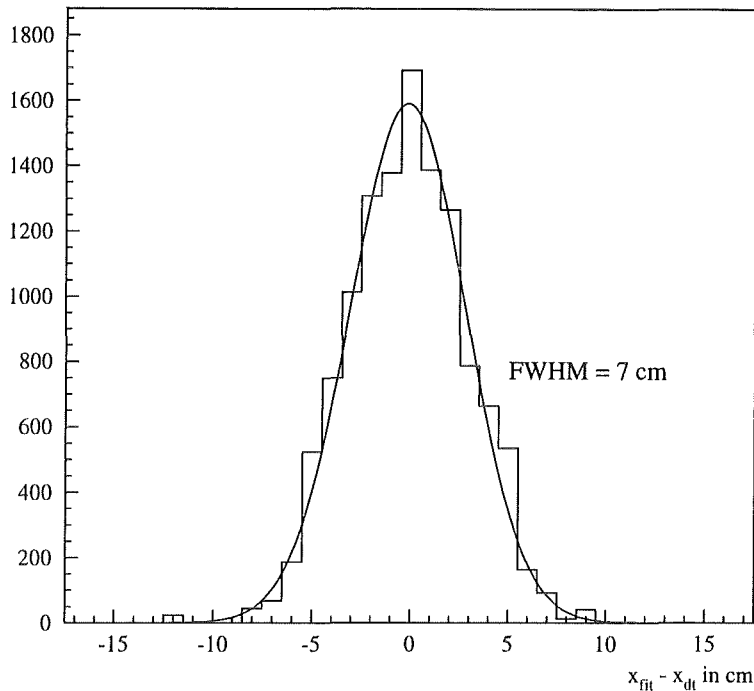


Abbildung 3.5: Ortsauflösung eines Moduls bei Energien über 20 MeV.

noch einmal mit ihrem zugehörigen DT-Histogramm verglichen. Falls nötig kann ihre Lage in diesem letzten Schritt der DT-Kalibration noch manuell verschoben werden.

Abbildung 3.4 zeigt die Abweichung des mit DT bestimmten Modulortes vom wahren Ereignisort. Die beiden oberen Spektren wurden mit der Modulmitte als Mittelwert der Modulränder ausgewertet. Die beiden unteren Bilder wurden mit den neu bestimmten Modulmitten ausgewertet. Es ist deutlich zu sehen, daß fehlerfreie Module schon im ersten Auswerteschritt die richtigen Orte liefern, während für defekte Module nur mit einem aus der Mitte verschobenen DT_{Mid} korrekte Ergebnisse erzielt werden.

3.3 Walk-Korrektur

Der Triggerzeitpunkt eines *Leading-Edge*-Diskriminators hängt von der Amplitude und der Anstiegszeit des Photomultiplier-Pulses ab. Die KARMEN-Eichroutinen stellen dem Auswerter zwei verschiedene Korrekturmethode dieses Walk-Effekts zur Verfügung. Die erste Methode basiert auf einem mit einem Oszilloskop gemessenen und digitalisierten Photomultiplier-Puls. Diese Walk-Korrektur wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und wird in den folgenden Kapiteln eingehender beschrieben. Die zweite Methode verwendet die mit einem Monte-Carlo-Programm simulierte Pulsform. Sie wird an anderer Stelle ausführlich behandelt [Rap95].

Beide Walk-Korrekturen führen zu annähernd gleichen Resultaten. Sie verwenden beide das Verhältnis der Schwellenenergie zu der gemessenen Energie des zu korrigierenden Photomultiplier-Pulses. Die Bestimmung der Schwellenenergie ist die eigentliche Schwierigkeit beider Methoden, da die gemessene Energie dem Ladungsintegral des Pulses proportional ist, während der Diskriminator auf die Amplitude anspricht. Außerdem befindet sich die Schwelle schon in der Nähe der unteren Grenze, die die KAR-

MEN-Elektronik noch messen kann. Deshalb wird am Ende noch eine dritte Methode zur Walk-Korrektur vorgeschlagen, die jedoch zur Zeit noch nicht eingesetzt wird.

3.3.1 Gemessener Amplituden-Walk

Für die Korrektur des Amplituden-Walks wurde ein Referenzpuls eines Photomultipliers mit einem Digital-Oszilloskop (Samplingrate: 1 GHz; Bandbreite: 250 MHz) aufgenommen. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Amplituden des Upstream- und Downstream-Pulses des untersuchten Moduls etwa die gleiche Höhe aufwiesen, um einen Puls aus der Modulmitte zu bekommen. Dadurch besitzt der Referenzpuls einen mittleren Anstiegs-Walk, der bei dieser Methode nicht extra korrigiert wird. Der maximale Fehler durch die Vernachlässigung des Anstiegs-Walks beträgt bei kleinen Energien in der Nähe des Modulendes etwa 10 cm. Dieser Wert ist kleiner als der statistische Fehler der DT-Messung bei diesen kleinen Energien. In Abbildung 3.6.a ist noch einmal das Prinzip des Walk-Effekts dargestellt. Der gemessene und auf 1 normierte Referenzpuls ist in Abbildung 3.6.b zu sehen. Dividiert man die beiden Pulse in 3.6.a jeweils durch ihre Amplitude, so erhält man den gleichen Puls, wie in 3.6.b. Die Höhe der *Leading-Edge*-Schwelle beträgt in dieser Darstellung T_{up}/A_U bzw. T_{down}/A_D , wobei T die ASTERIX-Schwelle ist. Mit Hilfe dieser beiden relativen Schwellen wird bei der Ortseichung die Walk-Differenz direkt aus der parametrisierten Referenzkurve 3.6.b abgelesen.

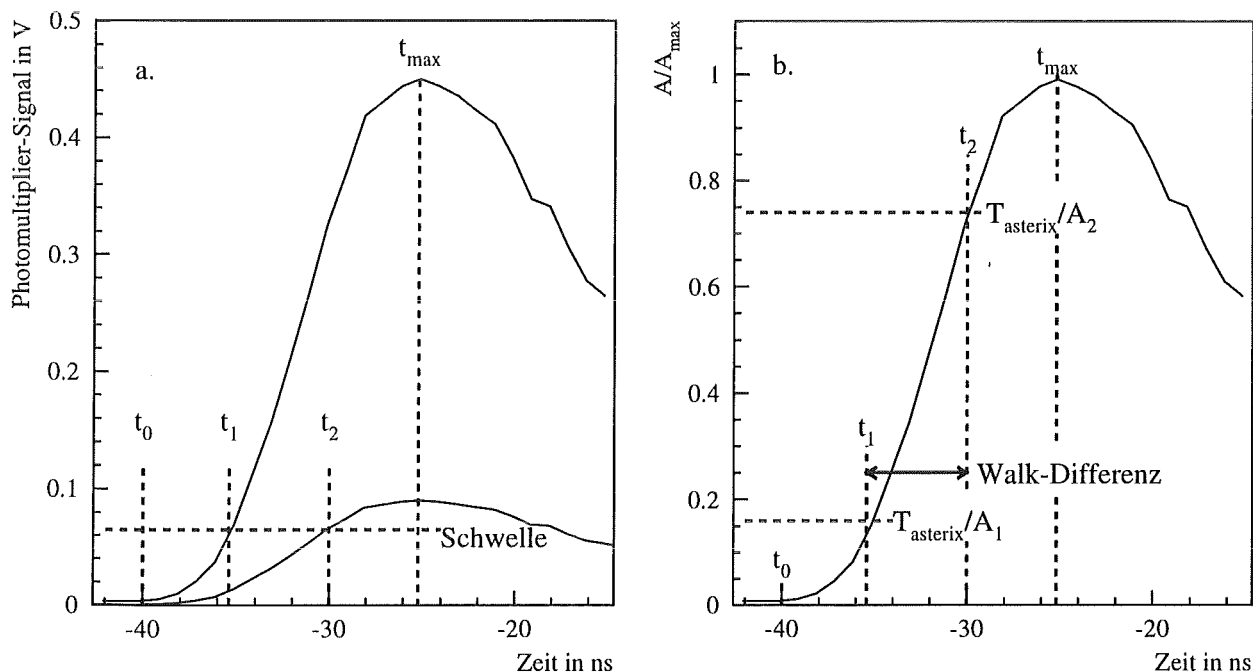


Abbildung 3.6: Prinzip der Walk-Korrektur mit Hilfe eines mit dem Oszilloskop digitalisierten Photomultiplier-Pulses.

Bei allen in der Kalibration vorkommenden Walk-Korrekturen gehen nie absolute Walks ein, sondern immer nur Walk-Differenzen. Deshalb ist die Walk-Korrektur unabhängig von der Wahl des Zeitnullpunktes bei der Parametrisierung des Referenzpulses.

Die hier beschriebene Methode liefert den Korrekturwert in Nanosekunden. Da jedoch der gemessene DT-

Wert in ADC-Kanälen vorliegt, muß die Walk-Differenz ebenfalls in ADC-Kanäle umgerechnet werden. Der Konversionsfaktor G_{dt} beträgt etwa $13 \frac{\text{Kanäle}}{\text{ns}}$ und wird für jedes Modul individuell gemessen. Mit dieser Korrektur kann DT in den Gleichungen 3.7 bzw. 3.8 ersetzt werden durch

$$DT \rightarrow DT + \frac{W_{down} - W_{up}}{G_{dt}} \quad (3.14)$$

3.3.2 Schwellen-Messung

Um die Walk-Korrektur durchführen zu können, müssen für jedes Modul zwei Schwellenwerte bestimmt werden: T_{up} und T_{down} . Sie entsprechen der Energie E_U bzw. E_D in ADC-Kanälen, ab der der Upstream- bzw. Downstream-Diskriminator anspricht. Die Schwelle eines Diskriminators ist als die Amplitude definiert, ab der mehr als 50% der Ereignisse triggern.

Zur Schwellenbestimmung werden für jedes Modul jeweils zwei Energie-Histogramme angelegt. Als Schwelle wird der 50%-Wert der ansteigenden Flanke bestimmt (siehe Abb. 3.7). Um sicherzugehen, daß die Flanke auch tatsächlich durch die Schwelle des zugehörigen Diskriminators verursacht wurde, werden nur jene Ereignisse in ein Energie-Histogramm einsortiert, die in der gegenüberliegenden Modulhälfte liegen. Die Amplitude des nähergelegenen Photomultiplier-Pulses liegt normalerweise deutlich über der Schwelle, so daß man davon ausgehen kann, daß die Zählrate nur von dem weiter entfernt liegenden Photomultiplier abhängt.

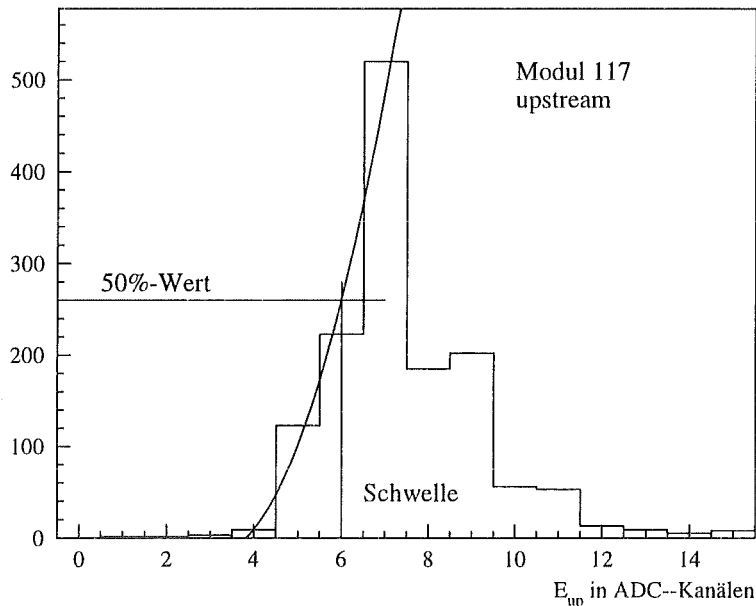


Abbildung 3.7: Die Schwelle eines Diskriminators wird als der ADC-Kanal festgelegt, dessen Zählrate noch 50% der maximalen Zählrate beträgt.

Die gemessene Form des Energiespektrums ist eine Faltung zwischen der tatsächlichen Energieverteilung und der Trigger-Wahrscheinlichkeit des Diskriminators. Die Schwelle eines KARMEN-Moduls liegt bei etwa 2 MeV. In diesem Bereich steigt jedoch die Zählrate zu kleinen Energien hin exponentiell an.

Deshalb liefert die hier beschriebene Methode der Schwellenbestimmung systematisch etwas zu kleine Werte.

Eine Methode zur Bestimmung der energieabhängigen Trigger-Wahrscheinlichkeit wird in [Eit95] beschrieben. Darin werden zwei Energiespektren mit verschiedenen ASTERIX-Schwellen (15 mV und 5 mV) aufgenommen und das 15 mV-Spektrum durch das 5 mV-Spektrum dividiert. Unter der Annahme, daß bei einer Schwelle von 5 mV ein 15 mV-Puls mit 100% Wahrscheinlichkeit nachgewiesen wird, erhält man so die energieabhängige Trigger-Wahrscheinlichkeit. Diese Methode liefert im Mittel um etwa 3 ADC-Kanäle größere Schwellen als die simple Analyse der ansteigenden Energieflanke. Die Ergebnisse werden in der Monte-Carlo-Simulation des Detektors verwendet, um zu entscheiden, ob ein Modul getriggert hätte oder nicht. Vergleicht man jedoch Monte-Carlo-Spektren von Ereignissen in der Nähe der Schwelle (z.B. der 2.2 MeV-Peak vom Neutroneneinfang am Wasserstoff) mit den tatsächlich gemessenen Energiespektren, so erhält man eine bessere Übereinstimmung, wenn man die Kanäle der 50%-Wahrscheinlichkeit um 1 bis 1.5 Kanäle erniedrigt.

Diese Unsicherheit in der Schwellenbestimmung ist der eigentliche Schwachpunkt der Walk-Korrektur. Beide Methoden verwenden Ereignisse, deren Energie mit 6 bis 9 Kanälen nahe am *Pedestal* (Nullpunkt) der ADC's liegt. Abbildung 3.8 zeigt die breite Verteilung der einzelnen Modulschwellen. Mit dem Versuch der direkten Messung der ASTERIX-Schwellen stößt man darum an die Grenzen der Meßgenauigkeit der KARMEN-Elektronik. Deshalb wird weiter unten eine Methode zur Walk-Korrektur vorgeschlagen, die dieses Problem umgeht und die Walk-Differenz direkt bei der zugehörigen Energie mißt.

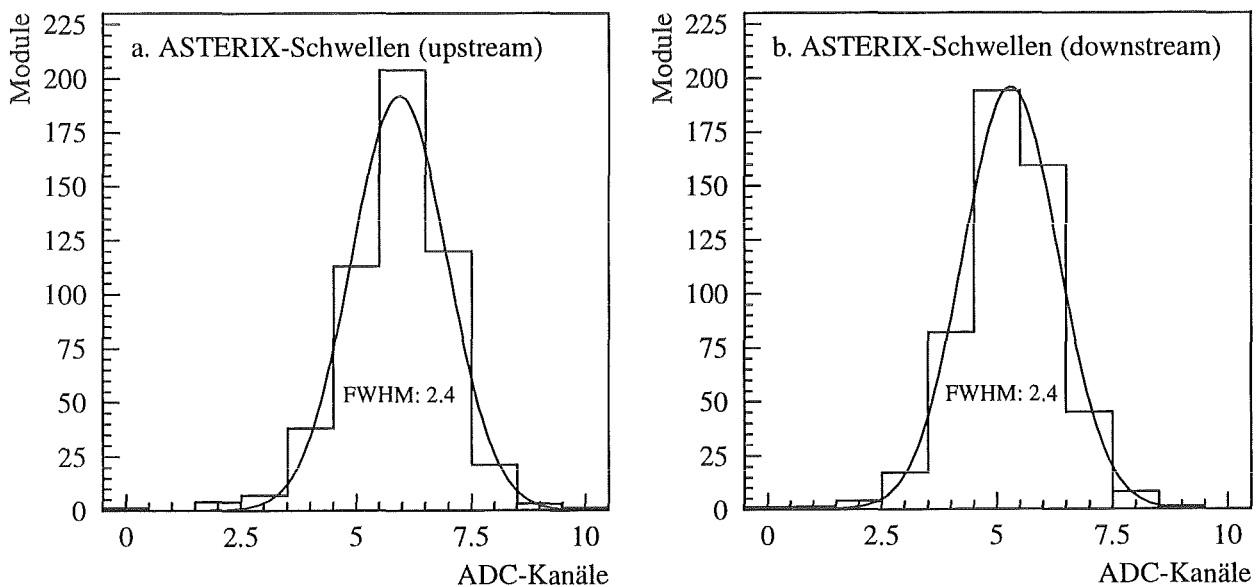


Abbildung 3.8: Verteilung der ASTERIX-Schwellen, die nach der 50%-Methode bestimmt wurden. Die Pedestals der ADCs wurden korrigiert.

Anhand der Unsicherheit der direkten Schwellenmessung läßt sich der Fehler der Walk-Korrektur für ein Einzelmodul auf etwa $\pm 30\%$ abschätzen. Die Unsicherheit durch die verwendete Methode (50% der Energieflanke) führt zu einer möglichen Unterkompensation des Walks von etwa 10 bis 20%, wenn

man die Schwellenwertverteilung mit dem Wert vergleicht, bei dem die Monte-Carlo-Simulation die Detektoreigenschaften am besten beschreibt.

3.3.3 ADC-Konversionsfaktor

Die Walk-Korrektur mit der gemessenen Pulsform liefert einen Wert in Nanosekunden, um den sich die gemessene Laufzeitdifferenz dt gegenüber der tatsächlichen Laufzeit im Szintillator verschiebt. Da DT in Einheiten von ADC-Kanälen vorliegt, muß der Konversionsfaktor G_{dt} in Kanälen pro Nanosekunde bekannt sein. Dieser Faktor wird individuell für jedes Modul gemessen. Dazu werden über den programmierbaren Testpulser SCEPTU Pulse mit variablem Zeitabstand auf den Upstream- und Downstream-Eingang der Module auf der ASTERIX-Karte gegeben. Aus gemessenen DT-Werten und den bekannten Zeitdifferenzen läßt sich G_{dt} berechnen. Sein Wert liegt bei $13 \frac{\text{Kanäle}}{\text{ns}}$.

3.3.4 Neue Methode zur Walk-Korrektur

Um das Problem der Schwellenbestimmung zu umgehen, wird eine neue Methode zur Walk-Korrektur vorgeschlagen. Sie stellt für jedes Modul eine energie- und ortsabhängige Korrekturfunktion bereit. Dazu werden Myonenspuren beliebiger Richtung linear gefittet. Die für den Fit verwendeten Module müssen fehlerfrei sein, eine Summenenergie über 200 ADC-Kanäle haben und die Myonspur sollte innerhalb von $x = \pm 150$ cm verlaufen. Diese Bedingungen erlauben die Vernachlässigung des Walks für den Spurfit. Damit reicht die oben beschriebene DT-Kalibration für diese Methode aus.

Für die Korrekturfunktion wird für alle von der Spur berührten Module die Differenz $x_{dt} - x_{Fit}$ zwischen der aus DT berechneten Position und dem Durchstoßpunkt des Spurfits verwendet und als Funktion der Summenenergie ($E_U + E_D$) und des unkorrigierten DT-Wertes parametrisiert. Module die nur am Rand von der Spur angeschnitten werden liefern die Walkfunktion bei niedrigen Energien. Bei dieser Methode werden neben dem Amplituden-Walk auch der Anstiegs-Walk und der Ladungs-Walk automatisch berücksichtigt. Bisher wurde diese Methode noch nicht eingeführt, da für sie bis vor kurzem noch lange Auswertzeiten notwendig gewesen wären, die in keinem Verhältnis zu der erwarteten Verbesserung der Kalibration gestanden hätte. Mit deutlich schnelleren Rechnern rückt sie jedoch jetzt in den Bereich des Möglichen.

In Abbildung 3.9 sind die Ortsdifferenzen $x_{dt} - x_{Fit}$ für verschiedene Positionen und Energien dargestellt. Als Position (y-Achse) wurde jedoch der Durchstoßpunkt des Spurfits in cm verwendet, um die Daten mehrerer Module der besseren Statistik wegen zusammenfassen zu können. Für die Auswertung wurden Myonen aus den DT-Spezialmessungen verwendet, die mindestens 8 Module tief in den Hauptdetektor eindringen. Abbildung 3.9.c und 3.9.d zeigen, daß die Vernachlässigung von Walk-Effekten für $x = \pm 150$ cm und Energien über 200 ADC-Kanäle gerechtfertigt sind.

3.4 Ortsauflösung eines KARMEN-Moduls

Die energieabhängige Ortsauflösung der Hauptdetektormodule wird in Abbildung 3.10 gezeigt. Sie wurde aus der Breite der Ortsdifferenzen in der Mitte der Histogramme in Abbildung 3.9 bestimmt. Für hohe Energien strebt die Ortsauflösung gegen einen konstanten Wert von $\text{FWHM} = 7$ cm. Dies ist

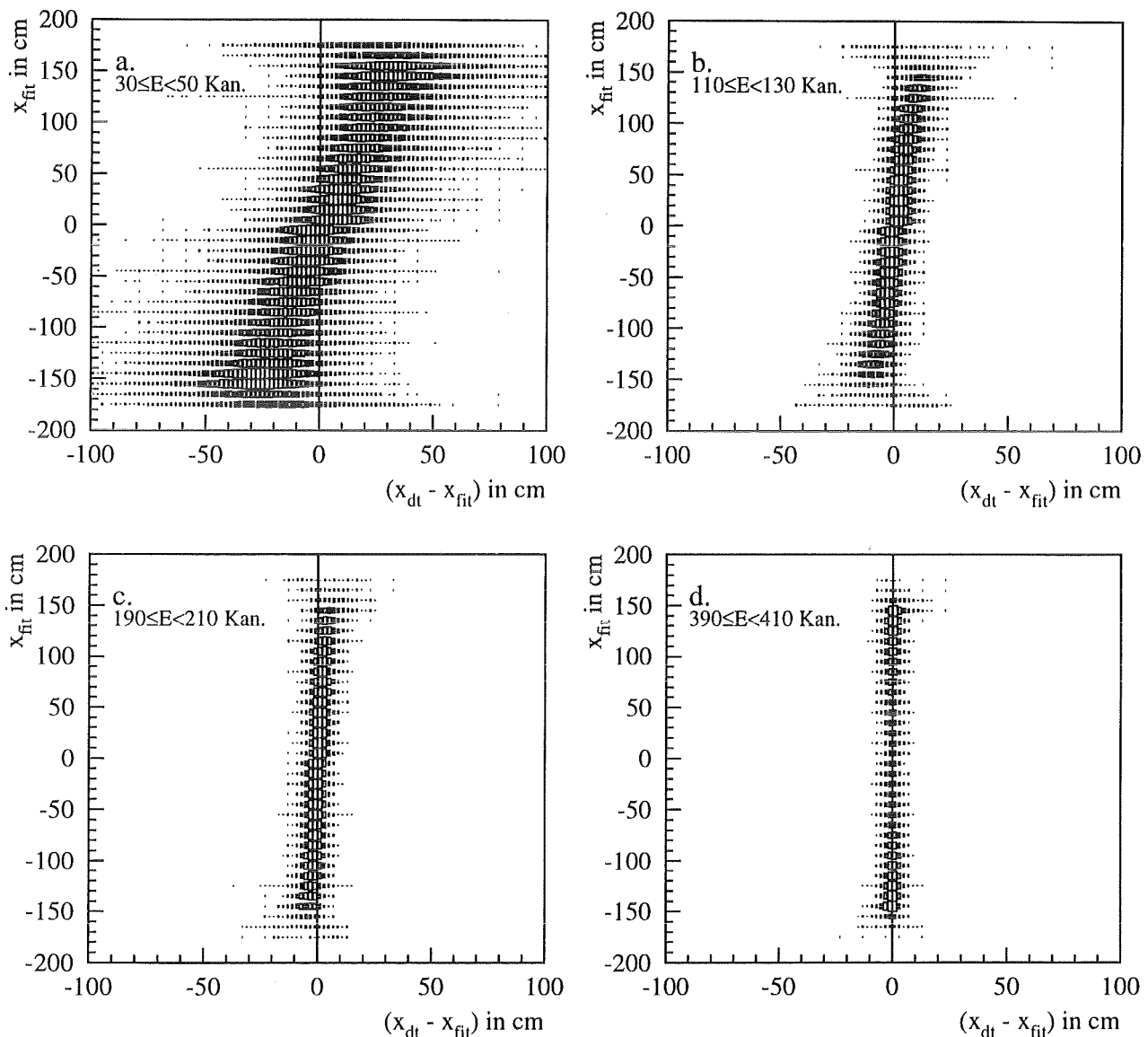


Abbildung 3.9: Histogramme zur Bestimmung der Walk-Funktion nach der neuen Methode. Die vier Histogramme zeigen die walk-bedingte Abweichung des DT-Ortes vom wahren Ereignisort für vier verschiedene Energiebereiche.

in guter Übereinstimmung mit Untersuchungen an einem Prototypmodul, die eine Ortsauflösung von $FWHM = 6.3 \pm 0.8$ cm fand [Wil87].

Diese Ortsauflösung führt zu einer Verschmierung des gemessenen Ortsspektrums. Sie kann direkt in der Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort berücksichtigt werden, indem die exakten Orte aus der *GEANT*-Simulation um einen zufälligen Wert geändert werden, der aus der Verteilungsfunktion der energieabhängigen Ortsauflösung gewürfelt wird.

Im Kapitel über die Zeiteichung wird die Zeitauflösung der Photomultiplier bei hohen Energien über T_{rel} bestimmt, also einem von DT unabhängigen TAC. Rechnet man diese Auflösung mit den oben

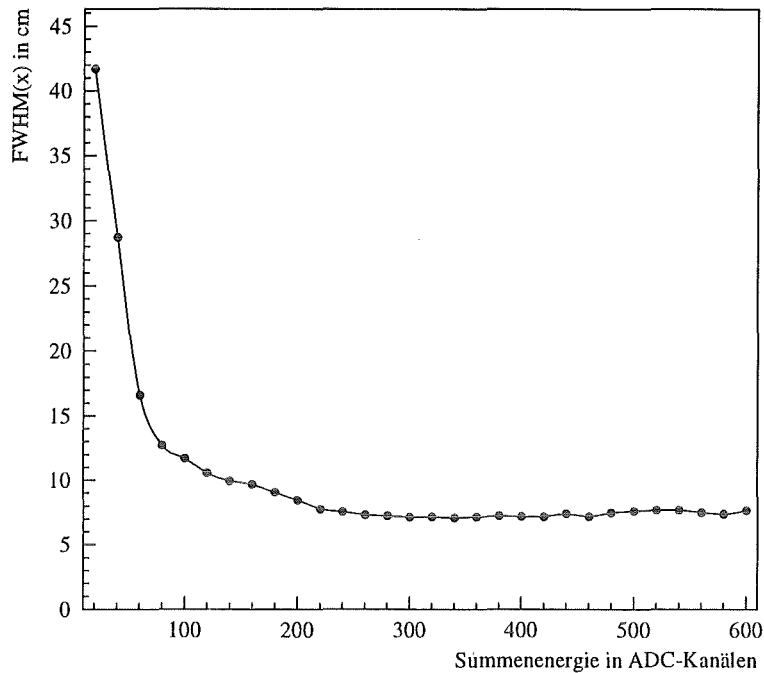


Abbildung 3.10: Energieabhängige Ortsauflösung des KARMEN-Detektors in der Modulmitte.

bestimmten Parametern der DT-Kalibration in eine Ortsauflösung um, so erhält man 6.4 cm. Da beide Messungen zu ähnlichen Resultaten kommen, läßt sich daraus schließen, daß die Ortsauflösung bei hohen Energien hauptsächlich durch den *Zeitjitter* in der Laufzeit der Elektronen im Photomultiplier verursacht wird.

Der systematische Fehler der Ortkalibration gibt an, um wieviel die tatsächliche Länge zwischen den beiden 30%-Flanken von der geometrischen Modullänge von 353 cm abweichen kann. Er beschreibt im Prinzip den Fehler der Annahme, daß das Modulende beim 30%-Wert der abfallenden Flanken liegt. Der systematische Fehler beträgt:

$$\boxed{\frac{\Delta x}{x} = \pm 3\%} \quad (3.15)$$

Er geht direkt in den systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte ein, die mit einem *fiducial volume cut*, das heißt mit einem Volumen-Schnitt auf die akzeptierten Ereignisse, ausgewertet wurden.

Kapitel 4

Energiekalibration

Die Energiekalibration des KARMEN-Detektors wird im wesentlichen mit hochenergetischen kosmischen Myonen durchgeführt, die ihn von oben nach unten innerhalb einer Modulspalte durchqueren (siehe Abb. 2.25, *vertical Cosmics*). Die kinetische Energie dieser Myonen liegt im Bereich einiger GeV. Durchquert ein Myon ein KARMEN-Modul, so deponiert es einen kleinen Teil seiner Energie im Szintillator. Die Form des Energiespektrums wird durch eine *Landau-Verteilung* beschrieben (siehe Abb. 4.2). Für ein Hauptdetektor-Modul erreicht die Energieverteilung eines senkrecht einlaufenden Myons ihr Maximum bei 31.3 MeV. Um die Energie E_{MeV} eines beliebigen Ereignisses zu berechnen, werden zuerst für jedes Modul *ortsabhängige Lichtausbeutekurven* $L_{ADC}(x)$ bestimmt (siehe Abb. 4.7). Sie geben die Lage des Landau-Maximums in ADC-Kanälen als Funktion des Ortes x an. Die Energie ist dann durch die einfache Beziehung

$$E_{MeV} = \frac{E_{ADC}}{L_{ADC}(x)} \cdot 31.3 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

gegeben, mit der gemessenen Energie E_{ADC} des Moduls in ADC-Kanälen. Für die Gesamtenergie eines Ereignisses wird die Summe über alle angesprochenen Hauptdetektor-Module gebildet.

Bevor die Größen E_{ADC} und $L_{ADC}(x)$ in Gleichung 4.1 eingesetzt werden, müssen die *Pedestals*¹ der Energie-ADC's abgezogen werden. Das *Pedestal* liefert den zweiten Punkt für die Bestimmung der Geradengleichung 4.1 der Energiekalibration.

Die Plexiglas-Segmentierung des KARMEN-Detektors ist nicht hundertprozentig lichtdicht. Einige Prozent des im Modul erzeugten Szintillationslichtes koppelt in benachbarte Module über. Dieser Effekt wird im folgenden *Leakage* genannt. Kommt das *Leakage*-Licht über die Diskriminatorschwelle des Nachbarmoduls, so wird die sichtbare Energie des Ereignisses schlagartig um mindestens die Schwellenenergie (ca. 2 MeV) erhöht. Da das Licht in bis zu vier Nachbarmodule überkoppeln kann, würde der *Leakage*-Effekt zu einer Unsicherheit der Energiemessung zwischen 0 und 8 MeV führen, je nachdem welche Diskriminatoren getriggert haben. Darum ist die Analyse und Korrektur der *Leakage* ein unverzichtbarer Bestandteil der Energieeichung.

¹Nullpunkt des ADC's

4.1 Energiemessung

Im KARMEN-Detektor wird Energie, die von einem ionisierenden, geladenen Teilchen abgegeben wird, mit dem organischen Flüssigszintillator PPP nachgewiesen. Dabei regt die Energie über verschiedene Prozesse die π -Elektronen der aromatischen Szintillatorkomponente PMP an [Eit91]. Beim Übergang zum Grundzustand wird ein Teil dieser Energie in Form von sichtbarem Licht (Maximum bei 425 nm) emittiert. Die bei diesem Szintillationsprozeß entstehende Lichtmenge ist für minimal-ionisierende Teilchen proportional zur deponierten Energie. Das Signal der Photomultiplier, mit denen das Licht nachgewiesen wird, ist proportional zu dem auf die Photokathode auftreffenden Licht. Damit kann mit der linearen Beziehung 4.1 direkt auf die vom Szintillator absorbierte Energie geschlossen werden.

Der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ eines ionisierenden Teilchens in Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Mit sinkender kinetischer Energie nimmt $\frac{dE}{dx}$ deutlich zu, so daß das Teilchen am Ende seiner Spur im Szintillator seine restliche Energie innerhalb eines sehr kleinen Raumvolumens verliert. Die Dichte der angeregten und ionisierten Szintillatormoleküle nimmt dabei so stark zu, daß sie sich gegenseitig beeinflussen. Dies führt zu einer erhöhten Abregung der π -Elektronen durch *strahlungslose Übergänge*. Diese Verringerung des Szintillationseffektes nennt man *Quenching*.

Nach Birks [Bir64] läßt sich die differentielle Lichtausbeute mit der semiempirischen Formel

$$\frac{dL}{dE} = \frac{S}{1 + kB \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (4.2)$$

beschreiben. Die Größe dL steht für die Lichtmenge, die im Szintillator durch die deponierte Energie dE erzeugt wird. Die Größen S und kB sind stoffspezifische Konstanten des Szintillatormaterials. Für minimal-ionisierende Teilchen wird $\frac{dE}{dx}$ sehr klein, so daß man Gleichung 4.2 in guter Näherung umformen kann in $dL = S \cdot dE$. Integriert man 4.2 über den gesamten Energieverlust E des Teilchens, so kann man für die erzeugte Lichtmenge schreiben:

$$L = S \cdot (E - \Delta E) \quad (4.3)$$

Die Konstante ΔE beschreibt den *Quenching-Verlust* am Ende der Teilchenspur und beträgt für Elektronen im KARMEN-Szintillator 120 keV [Wol90]. Für die mit KARMEN nachgewiesenen Energien kann diese kleine Nichtlinearität vernachlässigt werden.

Für Protonen und α -Teilchen liegt ΔE bei einigen MeV. Ihr Nachweis im KARMEN-Detektor ist stark unterdrückt, da sie deutlich weniger Licht erzeugen als ein Elektron gleicher Energie. Die Energiegleichung liefert somit zu niedrige Energien für Protonen und α -Teilchen. Nach Cecil et al. [Cec79] erzeugt ein Proton mit der Energie E_{prot} genausoviel Szintillationslicht wie ein Elektron der Energie E_{vis} (siehe auch Abb. 4.1):

$$E_{vis} = 0.95 \cdot E_{prot} - 8.4 \cdot \left(1 - e^{-0.1 \cdot E_{prot}^{0.9}}\right) \quad (4.4)$$

Die Energiewerte werden in dieser Gleichung in MeV angegeben. Die für den Neutrino-Nachweis wichtigen Reaktionen deponieren ihre Energie jedoch meist direkt (β -Zerfall) oder indirekt (Compton-Streuung) über Elektronen im Szintillator, so daß für sie die lineare Energie zu Lichtausbeute Beziehung gilt.

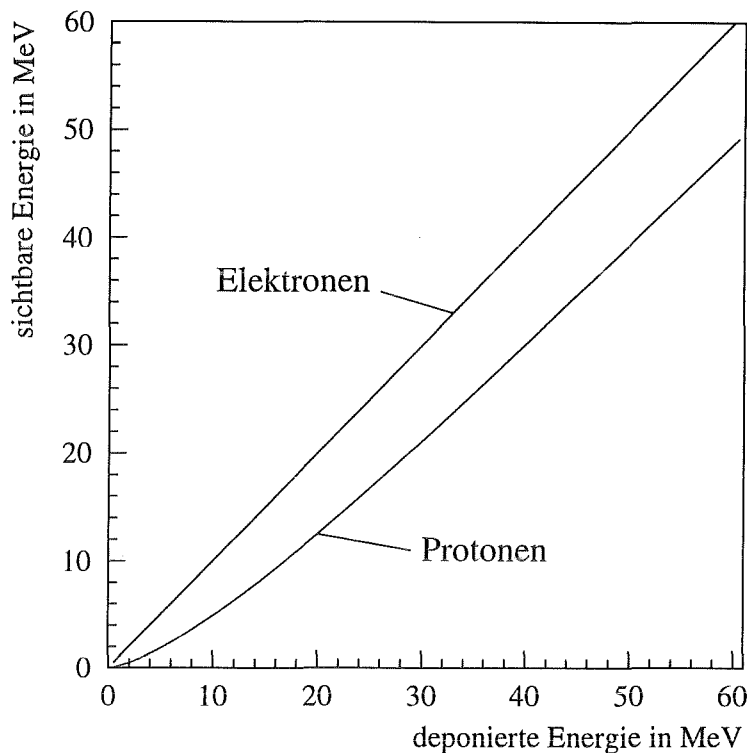


Abbildung 4.1: Sichtbare Energie von Protonen im Szintillator nach Gleichung 4.4. Zum Vergleich wurde auch die sichtbare Energie von Elektronen eingezeichnet.

4.2 Energie des Landau-Maximums

Die vertikalen kosmischen Myonen, die für die KARMEN-Energieeichung verwendet werden, haben kinetische Energien im Bereich einiger GeV. Ihr Energieverlust innerhalb eines KARMEN-Moduls ist sehr klein, verglichen mit ihrer kinetischen Energie. Die Verteilung des Energieverlustes kann mit Hilfe der Landau-Theorie für die Absorption in einem *dünnen Target* beschrieben werden [Lan44]. Auf Grund der hohen Rate an kosmischen Myonen im KARMEN-Detektor (ca. 3000 Hz) bietet sich das Maximum der Landau-Verteilung als leicht messbarer Fixpunkt für die Energieeichung an. Die *Landau-Verteilung* ist eine unsymmetrische, gauß-ähnliche Kurve (siehe Abb. 4.2), mit einem langen Ausläufer zu hohen Energien hin. Die Energie des Maximums hängt für Energien über 2 GeV praktisch nicht mehr von der kinetischen Energie der Myonen ab [Ahl80]. Nach der Landau-Theorie hängt die Lage des Maximums dann nur noch von stoffspezifischen Konstanten und der Target-Dicke l ab. Die Gleichung für die Energie des Landau-Maximums $\Delta_{Peak}(l)$ hat die Form

$$\Delta_{Peak}(l) = c_1 \cdot l \cdot (c_2 + \ln l) \quad (4.5)$$

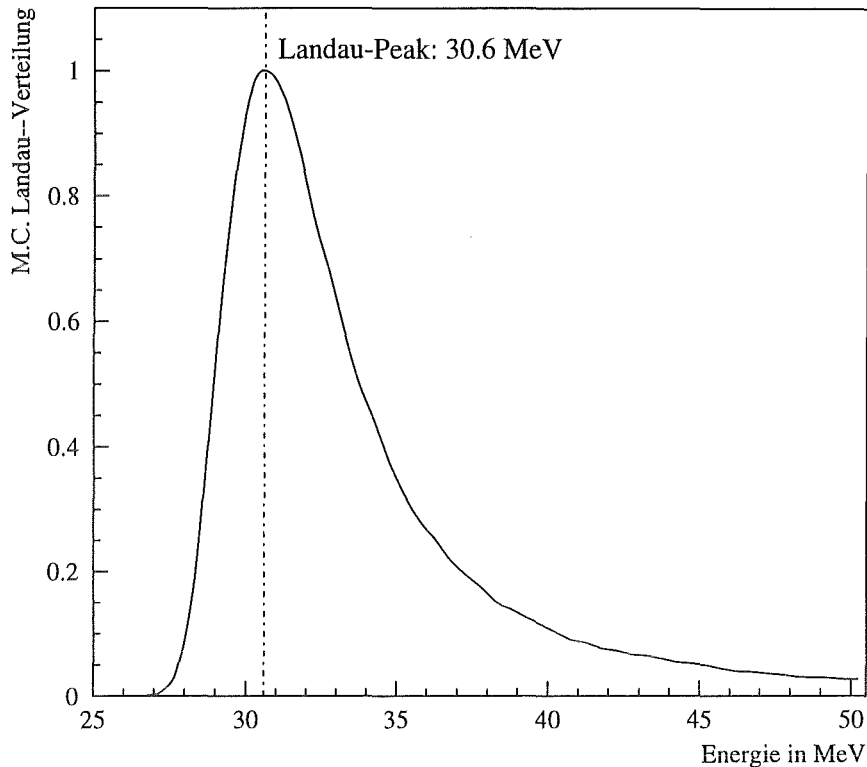


Abbildung 4.2: Simulierte Landau-Verteilung von hochenergetischen Myonen, die ein Hauptdetektor-Modul senkrecht durchlaufen.

4.2.1 Monte-Carlo-Simulation der Landau-Verteilung

Die Landau-Verteilung in einem Hauptdetektor-Modul wurde mit *GEANT 3.16* für *senkrecht* durch den Detektor laufende Myonen simuliert [Eit95]. Da sich die Lage des Peaks der Landau-Verteilung für Myonenenergien über 2 GeV nicht mehr ändert und die meisten *Calibration Cosmics* größere Energien haben [Gra92], wurden die Myonen mit gleichverteilten Energien zwischen 4 und 5 GeV gestartet. Die resultierende Energieverteilung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Sie gilt für die Modulhöhe von 17.4 cm eines mit dem PPP-Szintillator gefüllten KARMEN-Moduls. Das Maximum liegt bei 30.6 MeV.

Die exakte Lage des simulierten Landau-Peaks hängt von der genauen Beschreibung der Detektorgeometrie, den Szintillatoreigenschaften und der angenommenen Energieauflösung der Module ab. Ältere Monte-Carlo-Simulationen wichen um bis zu 2 MeV von dem oben erzielten Ergebnis für die Peak-Energie ab [Woe92, Rau86]. Um mit der Energieeichung des KARMEN-Detektors nicht von rein simulierten Daten abhängig zu sein, wurde deshalb für die absolute Eichung eine zweite Reaktion verwendet, das *Michelelektron* aus dem Myonzerfall.

4.2.2 Absolute Eichung über das Michelspektrum

Das Energiespektrum von Elektronen, die aus dem *Myonzerfall in Ruhe* stammen, nennt man *Michelspektrum*. Für Energien $E \gg m_e c^2$ kann seine Form in guter Näherung durch eine einfache analytische

Formel beschrieben werden [Mic50, Gra92]:

$$N(E) = E^2 \left(3(E_{max} - E) + \frac{2}{3}\rho(4E - 3E_{max}) \right) \quad (4.6)$$

Die maximale Energie ist $E_{max} = (m_\mu^2 + m_e^2)c^2/2m_\mu = 52.8$ MeV. Für den Michelparameter ρ gilt bei reiner V-A-Kopplung $\rho = \frac{3}{4}$. Das Michelspektrum hat bei seiner Maximalenergie eine scharfe Kante (siehe Abb. 4.3). Die Energie dieser Kante wird nur durch die Kinematik des Myonzerfalls festgelegt. Sie ist *unabhängig* von den Detektoreigenschaften. Damit bietet sie sich als Fixpunkt der Energieeichung geradezu an.

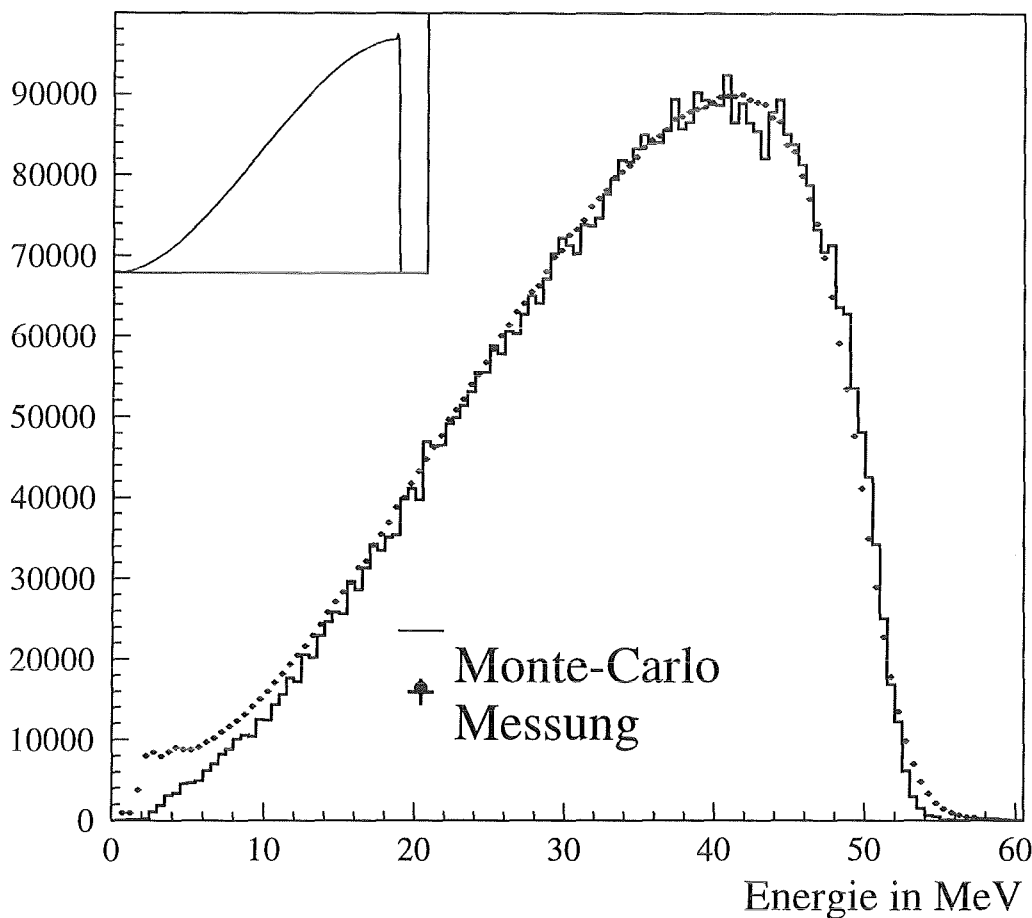


Abbildung 4.3: Michel-Spektrum für die absolute Energiekalibration. In der oberen linken Ecke ist die Form des ursprünglichen Spektrums dargestellt. Die Punkte zeigen das gemessene Spektrum und die durchgezogene Linie die simulierte Detektorantwort.

Ganz kann man jedoch auch hier nicht auf die Monte-Carlo-Simulation verzichten. Ein Michelelektron an der hochenergetischen Flanke wird seine Energie in der Regel nicht in einem Modul abgeben, sondern über mehrere Module des Hauptdetektors verteilen. Zur gemessenen Energie tragen jedoch nur jene Module bei, die über die Diskriminator-Schwelle kommen. Einen Teil ihrer Energie verlieren die Michelelektronen außerdem im inaktiven Plexiglas der optischen Segmentierung.

Das Monte-Carlo-Programm arbeitet in zwei Schritten [Eit95]. Im ersten Schritt wird mit *GEANT 3.16* die Spur des Elektrons durch die Detektorgeometrie verfolgt und für jedes Modul, das es auf seinem Weg berührt, der Energieverlust bestimmt. Im zweiten Schritt wird die *Detektorantwort* simuliert. Die Simulation berücksichtigt im wesentlichen die energieabhängige Auflösung der Module, die ortsabhängige Lichtausbeute, das Überkoppeln von Szintillationslicht in Nachbarmodule (Leakage) und die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit der Diskriminator-Schwellen. Die dafür notwendigen Parameter wurden den *gemessenen* Daten der Detektorkalibration entnommen. Die nachgewiesene Gesamtenergie ist die Summe der GEANT-Energien aller Module, die über die Diskriminator-Schwellen kamen. Vor der Summierung werden die einzelnen Modulenergien noch um die Energieauflösung der Module ($\sigma_E \sim \sqrt{E}$) verschmiert.

In den normalen Neutrino-Runs werden die meisten Michel-Elektronen durch die 10 μ s lange MLU-Totzeit nach einem erkannten Myon unterdrückt. Darum wurden während des ISIS-Shutdowns Ende 1992 eine Woche lang Spezialdaten aufgenommen, die keine MLU-Totzeit hatten. Aus diesen Files konnte das experimentelle Michel-Spektrum mit sehr hoher Statistik bestimmt werden [Jan94]. Bei der Auswertung der Daten wurde die Landau-Energie der Energiekalibration um den Anfangswert von 30.6 MeV in kleinen Schritten variiert und die Flanke des experimentellen Spektrums mit der Flanke des simulierten Spektrums verglichen. Bei einer **Landau-Energie von 31.3 MeV** hatten beide Flanken die beste Übereinstimmung (siehe Abb. 4.3). Form und Energie der oberen Flanke des simulierten Michel-Spektrums (siehe Abb. 4.3) reagieren relativ unempfindlich auf Variationen in den Detektorparametern.

Die geringe Abweichung zwischen der simulierten und der über die Michel-Flanke angepassten Landau-Energie ist jedoch nicht auf eine Unsicherheit der Simulation zurückzuführen, sondern wird durch die Methode der Peak-Bestimmung bei der Erzeugung der Lichtausbeutekurven verursacht. Aus Gründen der Rechenzeit wurde eine vereinfachte Fit-Funktion an die experimentellen Landau-Spektren angepasst, deren Maximum systematisch um etwa 2% zu hoch liegt (siehe auch Anhang B.2). Wird in der simulierten Landau-Verteilung das Maximum mit der gleichen Fit-Methode bestimmt, so erhält man einen Wert von 31.5 MeV, in guter Übereinstimmung mit der angepassten Peak-Energie.

4.3 Lichtausbeutemessung

Die Grundlage der Energiekalibration eines KARMEN-Moduls bilden sogenannte *ortsabhängige Lichtausbeutekurven*. Sie beschreiben die Lage des Landau-Maximums in ADC-Kanälen als Funktion des Ortes. Für jedes Modul werden zwei Kurven bestimmt, getrennt für die Photomultiplier des Upstream- und Downstream-Endes. Die durchgehenden Myonenspuren, aus denen die Lichtausbeutekurven bestimmt werden, nimmt die Elektronik über die *Calcos*-Triggerbedingung parallel zu den normalen Neutrinodaten auf.

Die rechenintensive Auswertung der ortsabhängigen Lichtausbeutekurven wird in der Regel nur einmal pro Run (alle 4 bis 6 Wochen) durchgeführt. Die Form der Kurven hängt hauptsächlich von der Geometrie des Moduls, von der Reflektivität der Modulwände und von der Absorption des Szintillationslichtes auf seinem Weg zu den Photomultipliern ab. Vorallem die Reflektion an den Modulwänden kann sich schlagartig ändern, wenn nämlich eine Platte der optischen Segmentierung undicht wird und sich der Luftspalt mit Szintillator füllt. In diesem Fall müssen sofort neue Lichtausbeutekurven erstellt werden (siehe Abb. 4.7.b). Glücklicherweise sind solche dramatischen Änderungen selten.

Kleinere Schwankungen, die nicht die Form der Lichtausbeutekurven ändern, sondern nur eine Verschiebung der ganzen Kurve bewirken, sind dagegen an der Tagesordnung. Diese Änderungen haben

ihre Ursache außerhalb des Moduls, zum Beispiel durch Veränderung der Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier. Solche globalen Schwankungen der Lichtausbeutekurven werden durch täglich neu bestimmte Korrekturfaktoren, die sogenannten *Update-Faktoren*, in der Energiekalibration berücksichtigt. Sie sind definiert als das Verhältnis der Landau-Maxima des gerade ausgewerteten Experiment-Files und dem Experiment-File, mit dem die ortsabhängigen Lichtausbeutekurven erzeugt worden waren.

Die Energie E_{MeV} , die der Auswerter von den Kalibrationsroutinen geliefert bekommt, ist der pulshöhengewichtete Mittelwert aus den Einzelenergien beider Modulenden (*upstream*, *downstream*). Damit wird aus Gleichung 4.1:

$$E_{MeV} = \frac{E_{ADC,up2} + E_{ADC,down2}}{L_{ADC,up1}(x) \cdot \frac{U_{up2}}{U_{up1}} + L_{ADC,down1}(x) \cdot \frac{U_{down2}}{U_{down1}}} \cdot 31.3 \text{ MeV} \quad (4.7)$$

Hier stehen E für die Energie, $L(x)$ für die Lichtausbeutekurve am Ort x und U für die *Update-Werte*. Alle Werte wurden zuvor pedestal-korrigiert. Die Indizes 1 und 2 stehen für verschiedene Experimentfiles: mit File 1 wurden die Lichtausbeutekurven erzeugt, während 2 das gerade ausgewertete Experimentfile bezeichnet. Für Ereignisse mit mehr als einem getriggerten Modul muß zusätzlich die weiter unten beschriebene *Leakage-Korrektur* durchgeführt werden.

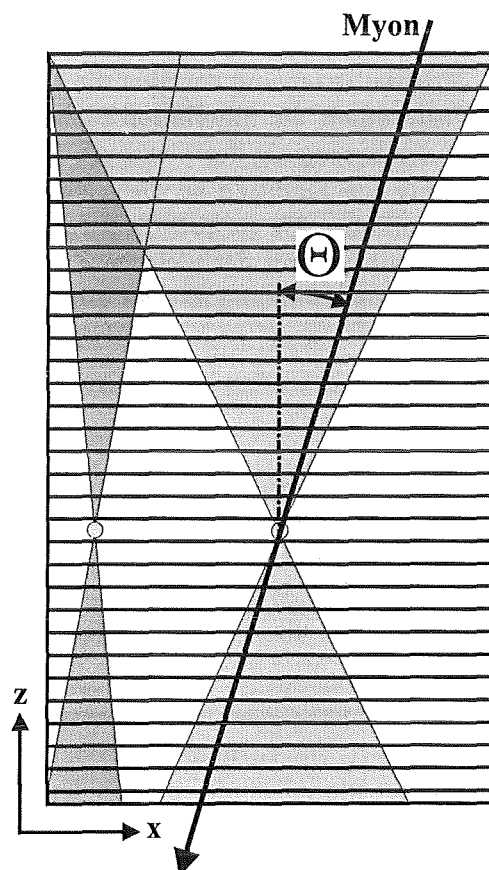


Abbildung 4.4: Der Öffnungswinkel Θ , unter dem durchgehende Myonen als *Calibration Cosmics* akzeptiert werden, hängt stark vom Ort ab.

4.3.1 Ortsabhängige Lichtausbeute

Bei der Erzeugung der ortsabhängigen Lichtausbeutekurven wird jedes Modul entlang der x -Achse in 28 Ortsbins von je 12,5 cm Breite unterteilt. Für jedes Ortsbin werden zwei Energie-Histogramme angelegt, je eines für die Upstream-Multiplier und eines für die Downstream-Multiplier. Die vertikalen Myonenspuren, deren Energiedeposition in die Histogramme einsortiert wird, weisen abhängig vom Ort x eine unterschiedliche Winkelverteilung und damit eine unterschiedliche Spurlängenverteilung auf (siehe Abb. 4.4 und 4.5), die durch die Detektorgeometrie verursacht wird. Ist die Lage des Maximums der Landau-Verteilung proportional zur Spurlänge l des Myons im Modul, so können die gemessenen Energiewerte E_{ADC} auf die Energie E_{ADC}^0 eines senkrechten Spurverlaufs der Länge $l_0 = l \cdot \cos \Theta$ korrigiert werden:

$$E_{ADC}^0 = E_{ADC} \cdot \cos \Theta \quad (4.8)$$

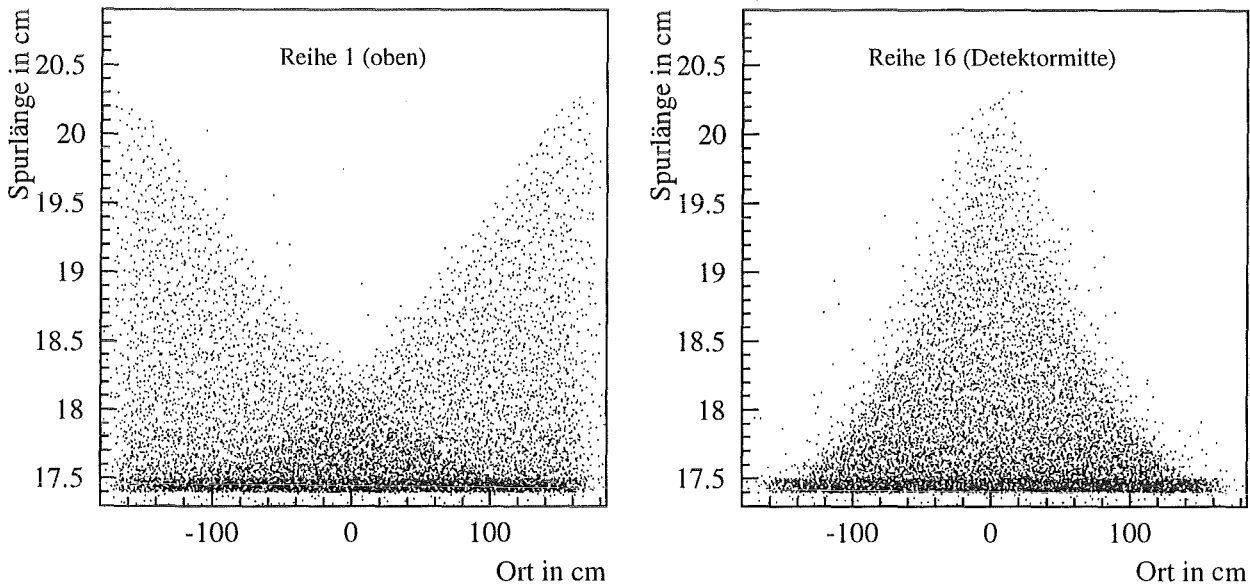


Abbildung 4.5: Ortsabhängige Spurlängenverteilung von *Calibration Cosmics* in verschiedenen Modulen

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Abhängigkeit der Energie des Landau-Maximums $\Delta_{Peak}(l)$ von der Spurlänge durch Gleichung 4.5 beschrieben ($\Delta_{Peak}(l) = c_1 \cdot l \cdot (c_2 + \ln l)$). Um den Fehler abzuschätzen, der durch die Vernachlässigung des nichtlinearen Terms ($c_2 + \ln l$) in Gleichung 4.8 gemacht wird, wurden die beiden Parameter c_1 und c_2 bestimmt. Der erste Parameter wurde mit Hilfe der Landau-Theorie berechnet und beträgt für einen mineralölbasierten Szintillator $c_1 = 0.074 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ [Rau86]. Der zweite Parameter wurde aus der bekannten Peak-Energie (GEANT 3.16: 30.6 MeV) berechnet mit $c_2 = 20.91$, wobei die Spurlänge in $\ln l$ in Zentimeter angegeben wird. Durch die Geometrie des KARMEN-Detektors werden die Spurlängen von *Calibration Cosmics* in einem Hauptdetektor-Modul auf $17.4 \leq l \leq 20.3$ cm begrenzt. In diesem Spurlängenbereich ändert sich der als konstant vorausgesetzte Term ($c_2 + \ln l$) maximal um -0.6% . Die mittlere Abweichung liegt mit -0.1% noch deutlich darunter, womit für die Peak-Energie in guter Näherung eine lineare Beziehung zur Spurlänge

angenommen werden kann. Der Winkel Θ der Spur relativ zur z -Achse (siehe Abb. 4.4) wird für jede einzelne Myonenspur analysiert und korrigiert.

Für eine komplette Auswertung der Lichtausbeutekurven eines Runs müssen zwischen 34 000 (Hauptdetektor und Antizähler) und 40 000 (mit Shield-Detektor) Energie-Histogramme gefüllt und ihre Landau-Maxima gefunden werden. Die Fit-Prozedur für die Landau-Verteilung wird in Anhang B.2 beschrieben. Um alle Histogramme zu füllen, müssen zwischen 500 000 und 1 000 000 Myonenspuren ausgewertet werden. Abbildung 4.6 zeigt zwei Landau-Spektren mit den eingezeichneten Fitfunktionen und der Lage der Maxima.

Die 28 einzelnen Landau-Maxima einer Lichtausbeutekurve werden mit zwei kubischen Polynomen parametrisiert, je ein Polynom für die Upstream-Hälfte und die Downstream-Hälfte des Moduls. Der Übergang zwischen beiden Polynomen in der Modulmitte ($x = 0\text{cm}$) ist stetig. Diese Zweiteilung der Lichtausbeutekurven war notwendig, um die Unstetigkeit in der Reflektivität der optischen Segmentierung in der Modulmitte besser beschreiben zu können. Abbildung 4.7 zeigt die Lichtausbeutekurven eines ganzen (a.) und eines defekten Moduls (b.). Der letzte Schritt bei der Erzeugung der Lichtausbeutekurven, die Korrektur des *Leakage*-Effekts, wird in Kapitel 4.4 beschrieben.

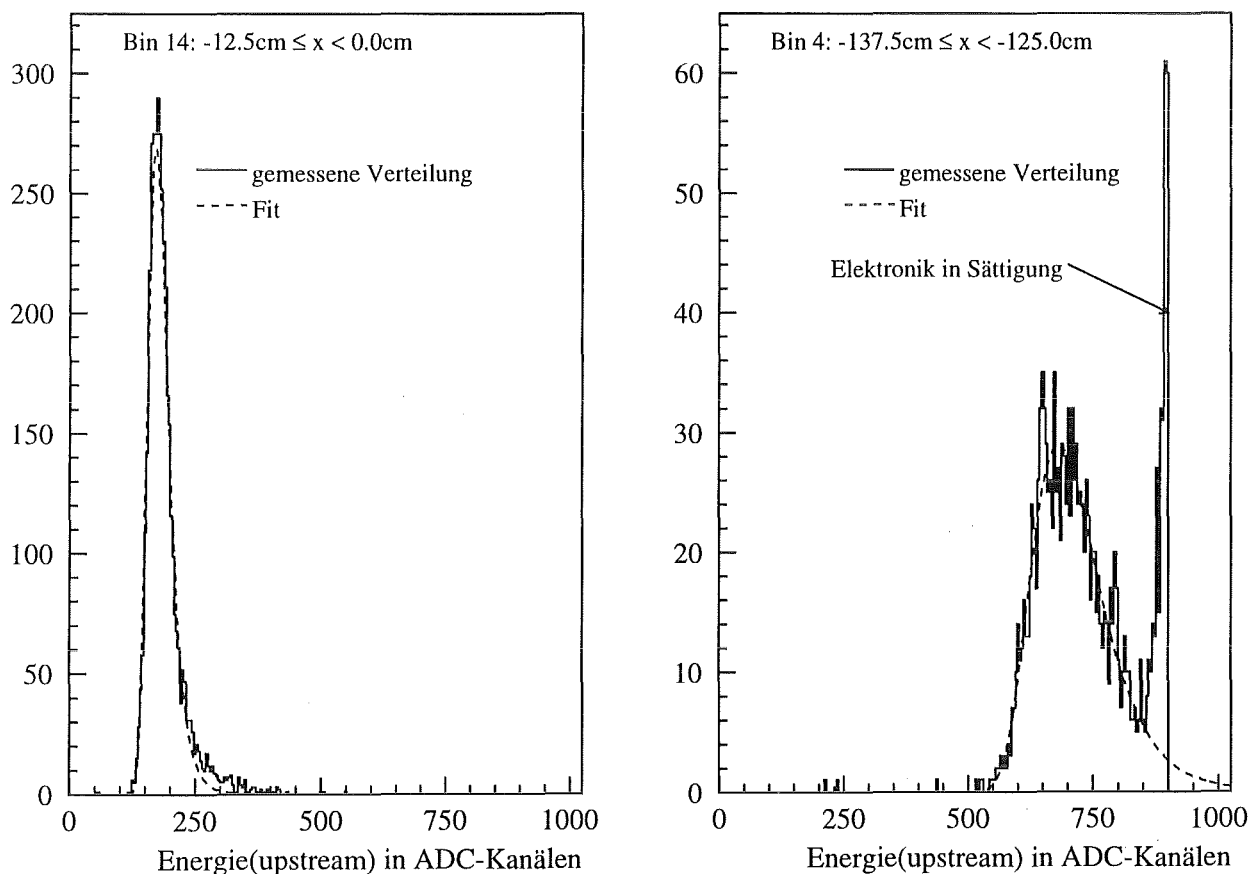


Abbildung 4.6: Gemessene Landau-Spektren für verschiedene Ortsbins. Die gestrichelte Linie zeigt die bei der Bestimmung der Lichtausbeutekurven verwendete Fitfunktion.

In der Nähe der Photomultiplier steigt die Lichtausbeutekurve besonders bei defekten Modulen sehr steil an. Dadurch wird das Landau-Spektrum in den äußeren Ortsbins breit verschmiert (siehe Abb. 4.6.b). In den letzten Zentimetern eines Moduls erreicht das meiste Licht die nahen Photomultiplier auf direktem Weg. Da die Photokathoden jedoch nur 28% der Stirnfläche eines Moduls abdecken, hängt die nachgewiesene Lichtmenge stark vom Ort der Energiedeposition auf dem Modulquerschnitt ab. Dies führt zu einer weiteren Verbreiterung der Landau-Verteilung. Diese Unwägbarkeit der Energiemessung auf den letzten Zentimetern vor dem Modulende ist mit ein Grund (neben der Untergrundreduktion) für die Verwendung von *Fiducial Volume Cuts* in der Neutrinoauswertung, die nur Daten zulassen, die mindestens 25 cm vom Rand entfernt sind.

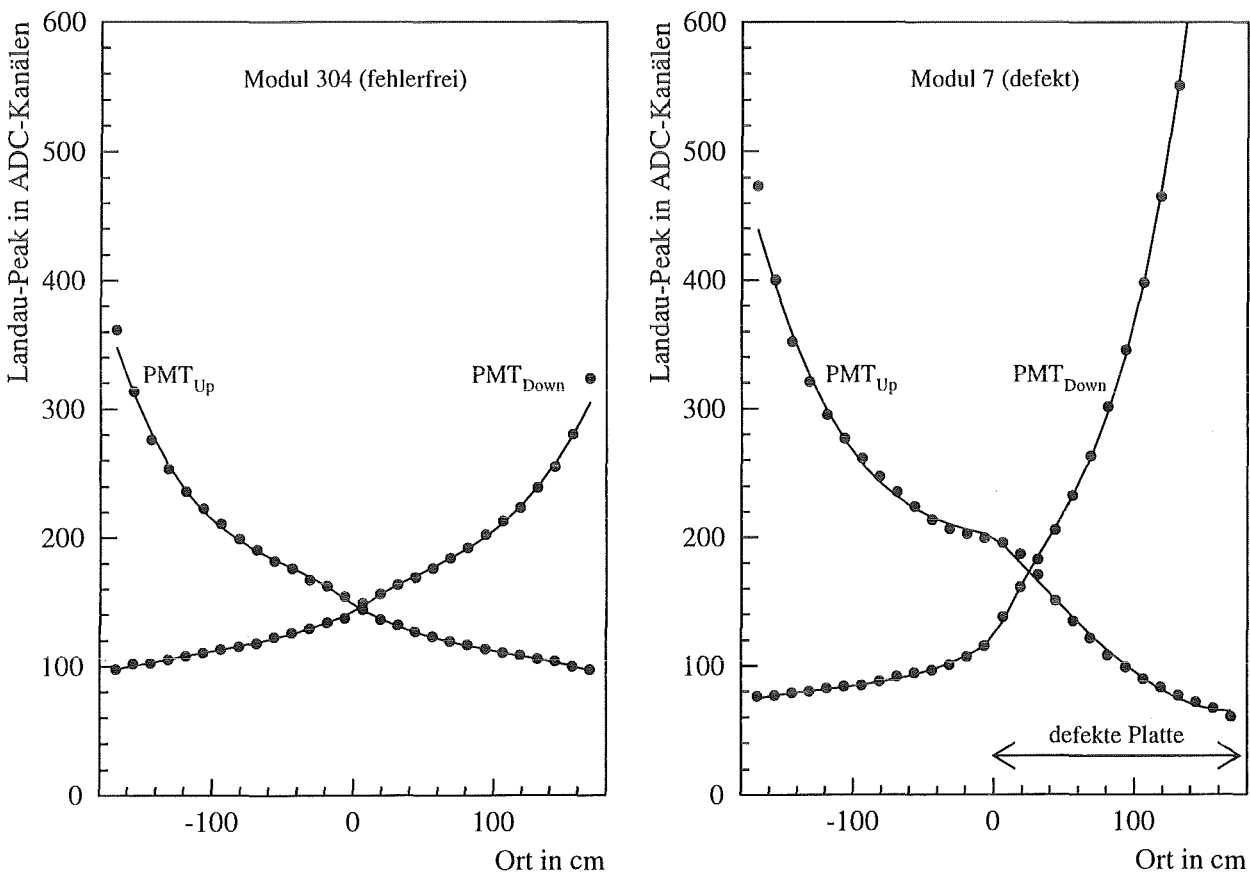


Abbildung 4.7: Die ortsabhängigen Lichtausbeutekurven geben für jeden Photomultiplier die Lage des Landau-Peaks in ADC-Kanälen an. Die Punkte sind die Meßwerte und die durchgezogenen Linien die angefitzte Polynomkurve. In Modul 7 ist die untere horizontale Downstream-Platte der Segmentierung defekt.

Ein weiteres Problem bei der Energiekalibration sind Ereignisse, die soviel Licht erzeugen, daß der volle dynamische Bereich der Analogelektronik ausgeschöpft wird und sie in Sättigung übergeht. Dieser Zustand liegt zwischen ADC-Kanal 850 und 950. Im Landau-Spektrum 4.6.b ist dieser Effekt deutlich zu beobachten. Für die bei der Neutrinoauswertung interessanten Energien, tritt er in der Regel nur in der Nähe der Modulenden defekter Modulen auf, deren Multiplier einen stark überhöhten Verstärkungsfak-

tor aufweisen. Um das Problem zu umgehen, werden Ereignisse, die auf einer Seite einen Energiewert von über 800 ADC-Kanälen haben, nur mit der Energie der gegenüberliegenden Seite kalibriert. Praktisch bedeutet dies, wenn zum Beispiel $E_{ADC,up2}$ in Gleichung 4.7 größer als 800 Kanäle wäre, würde nur noch der Downstream-Zweig der Gleichung verwendet werden, während alle Parameter mit dem Index up weggelassen würden. Der normale dynamische Bereich eines Moduls, den die Energiekalibration abdeckt, liegt zwischen 2 MeV (Schwelle) und 160 MeV (Sättigung).

4.3.2 Update der Lichtausbeutekurven

Für die tägliche *Update*-Korrektur der Lichtausbeutekurven werden die Landau-Maxima von vertikalen Myonen in einem achtmal größeren Bereich bestimmt, als die Ortsbins für die Bestimmung der Lichtausbeutekurven. Darum reicht schon die Statistik der Myonen eines Tages aus, um die Landau-Maxima für die *Update*-Korrektur zu bestimmen. Pro Modul werden drei Energie-Histogramme angelegt: für den Upstream-Multiplier, den Downstream-Multiplier und die Summen beider Energiesignale. Auch hier wird auf die Spurlänge senkrecht einfallender Myonen korrigiert. Die Lage der Landau-Maxima wird mit der gleichen Fit-Routine wie für die Lichtausbeutekurven gesucht. Für die Files eines kompletten Runs werden etwa 60 000 Histogramme erzeugt. Zusammen mit den ortsabhängigen Lichtausbeutekurven müssen somit etwa 100 000 Landau-Spektren pro Run analysiert werden.

Für die eigentliche Energiekalibration werden nur die beiden Einzelenergiespektren benötigt. Mit den gefundenen Landau-Maximas (*Update*-Werte) werden die beiden Lichtausbeutekurven $L(x)$ eines Moduls nach der Formel

$$L_{ADC2}(x) = L_{ADC1}(x) \cdot \frac{U_2}{U_1} \quad (4.9)$$

korrigiert. Wie schon in Gleichung 4.7 steht U für die *Update*-Werte, der Index 1 bezeichnet das File, mit dem die Lichtausbeutekurven erzeugt wurden und der Index 2 bezeichnet das gerade ausgewertete File.

Die zusätzlich aufgenommene Verteilung der Summenenergie wird bei der Einstellung der Hochspannungsversorgung (HV) der Photomultiplier verwendet (siehe Anhang B.4). Jedes Modulende hat seine eigene, frei einstellbare HV-Versorgung. Die HV eines Hauptdetektor-Moduls wird so eingestellt, daß das Landau-Maximum der Summenenergie in der Modulmitte bei 300 ADC-Kanälen liegt. Dies entspricht etwa $10 \frac{\text{Kanälen}}{\text{MeV}}$ und läßt somit eine schnelle Abschätzung der Energie der Rohdaten schon während der *online* Datenaufnahme zu.

Um die Landau-Verteilung nicht zu stark zu verbreitern, werden für die drei Spektren nur Myonen aus solchen Ortsbereichen des Moduls verwendet, in denen die ortsabhängige Lichtausbeute einigermaßen flach verläuft (siehe Abb. 4.8). Für die beiden Einzelenergien ist dies jeweils der am weitesten vom Photomultiplier entfernte Teil des Moduls, während für die Summenenergie die Modulmitte verwendet wird.

Abbildung 4.9 zeigt die *Update*-Werte für einige Module, aufgetragen über die File-Nummer. Man erkennt daran deutlich den zeitlichen Verlauf der Lichtausbeuteschwankungen. Es gibt vielfältige Ursachen für diese Schwankungen. Die häufigsten werden verursacht durch Luftblasen in der Ölankopplung der Multiplier, Fehler in der Hochspannungsversorgung, defekte Photomultiplier, defekte optische Segmentierungen und defekte ASTERIX-Karten.

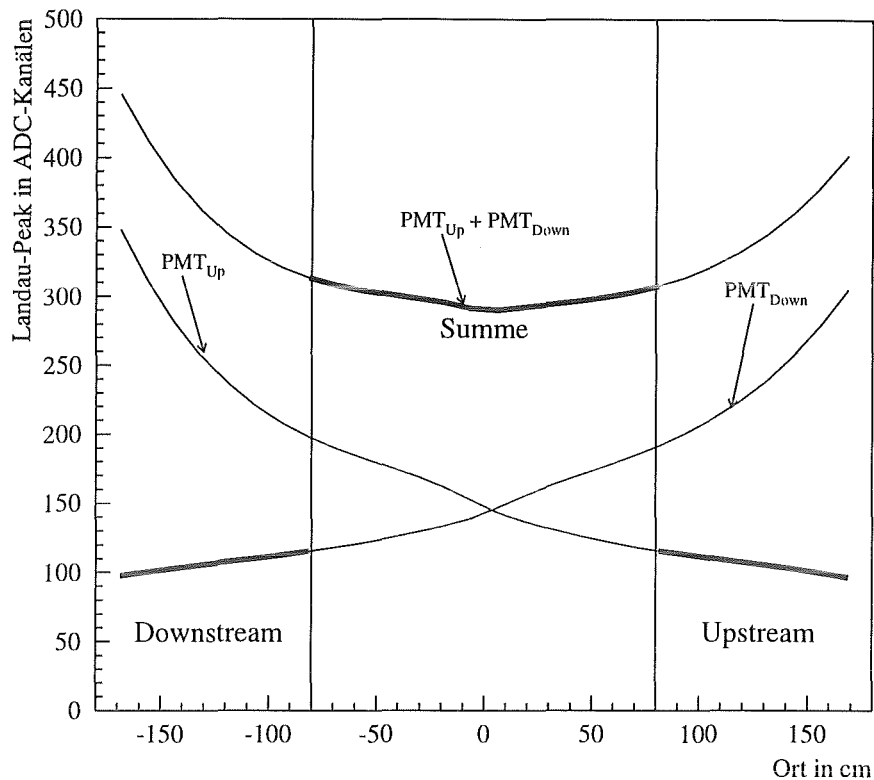


Abbildung 4.8: Ortsschnitte für die drei Landau-Spektren der *Update*-Korrektur.

4.4 Leakage-Korrektur

Bis hierher wurde jedes der 744 KARMEN-Module in der Kalibration als eigenständige, unabhängige Einheit behandelt. Wird in einem Modul des Hauptdetektors oder des inneren Antizählers Szintillationslicht erzeugt, gelangt jedoch ein Teil davon über *optische Lecks* in der Segmentierung in benachbarte Module. Je nachdem, in welches Nachbarmodul das Licht eindringt, spricht man von *horizontaler Leakage* oder *vertikaler Leakage*. In Abbildung 4.10 sind die möglichen Lichtwege zwischen den Modulen schematisch dargestellt. Die *vertikale Leakage* hat den größten Anteil an der *Leakage*. Das Licht gelangt innerhalb der 70.8 cm hohen vertikalen Platten der Segmentierung, vorbei an den dazwischenliegenden horizontalen Platten, in das Nachbarmodul. Das Licht der *vertikalen Leakage* beträgt im Mittel 6% des im Ursprungsmodul erzeugten Szintillationslichtes. *Horizontale Leakage* tritt nur in jeder vierten Reihe auf. Das Licht gelangt durch die Stoßstellen der Segmentierungsuntereinheiten (siehe Kapitel 2.3) in die Nachbarmodule und beträgt im Mittel unter 2% des ursprünglichen Lichtes.

Bei defekten Platten der optischen Segmentierung gibt es noch eine weitere Möglichkeit für Szintillationslicht, in Nachbarmodule überzukoppeln. Die Szintillatorflüssigkeit, die durch eine undichte Klebefuge zwischen den Doppelplatten in den Luftspalt eindringt, wird von der innenliegenden Papierbahn aufgesaugt. Dadurch wird das Papier diffus transparent, wodurch bis zu 30% des Lichtes durch die defekte Platte in das benachbarte Modul eindringen kann.

Kommt durch den *Leakage-Effekt* genügend Licht in das Nachbarmodul, so sprechen dessen Diskriminatoren an und das Licht wird zusätzlich zu dem Licht im Ursprungsmodul dem Ereignis zugerechnet. Das Problem der *Leakage* für die Energieeichung liegt in den endlichen Diskriminator-Schwellen. Prinzipiell

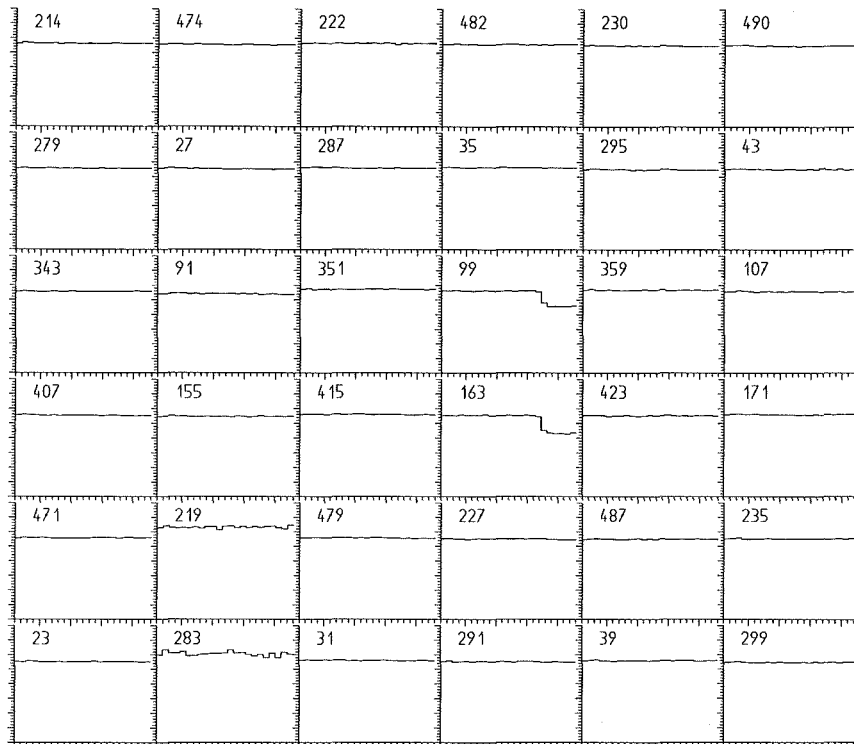


Abbildung 4.9: Zeitlicher Verlauf der *Update*-Werte von Run 30 für einige Hauptdetektor-Module. In den Modulen 99 und 163 sieht man den plötzlichen Verlust der Totalreflexion einer horizontalen Platte der Segmentierung.

könnte man argumentieren, daß das *Leakage*-Licht kein zusätzliches Licht sei, da es schließlich vom gleichen ionisierenden Teilchen erzeugt worden war und auf der anderen Seite im Ursprungsmodul für den Nachweis verloren ging. Besonders einleuchtend scheint diese Vorstellung für vertikale *Calibration Cosmics* zu sein, die für die Energieeichung verwendet werden. Im Mittel deponieren die Myonen in jedem Modul gleichviel Energie. Dadurch ist der Verlust durch *Leakage* nach oben und unten genauso groß, wie der Gewinn durch das zusätzliche *Leakage*-Licht, das aus den Nachbarmodulen eindringt. Da die von den Myonen deponierte Energie weit über der Schwelle liegt, wird das zusätzliche *Leakage*-Licht bei *Calibration Cosmics* immer nachgewiesen.

Anders dagegen ist die Situation bei *Neutral*-Ereignissen. Ob das in einem Modul verlorene Licht im Nachbarmodul nachgewiesen wird oder nicht, hängt davon ab, ob es dort über die Schwelle kommt. Dies führt zu Unsicherheiten in der Energiemessung von einigen MeV, die genau in dem für den Neutrinonachweis interessanten Energiebereich am größten sind (siehe Abb. 4.11). Darum muß die *nachgewiesene* Lichtmenge für *jedes* Ereignis so korrigiert werden, als ob das *Leakage*-Licht nicht in das Nachbarmodul eingedrungen, sondern einfach in der Segmentierung absorbiert worden wäre. Wie der zu subtrahierende Anteil an *nachgewiesenem Leakage-Licht* bei einem beliebigen Ereignis bestimmt wird und wie die dazu notwendigen Eichparameter gemessen werden, wird im folgenden beschrieben.

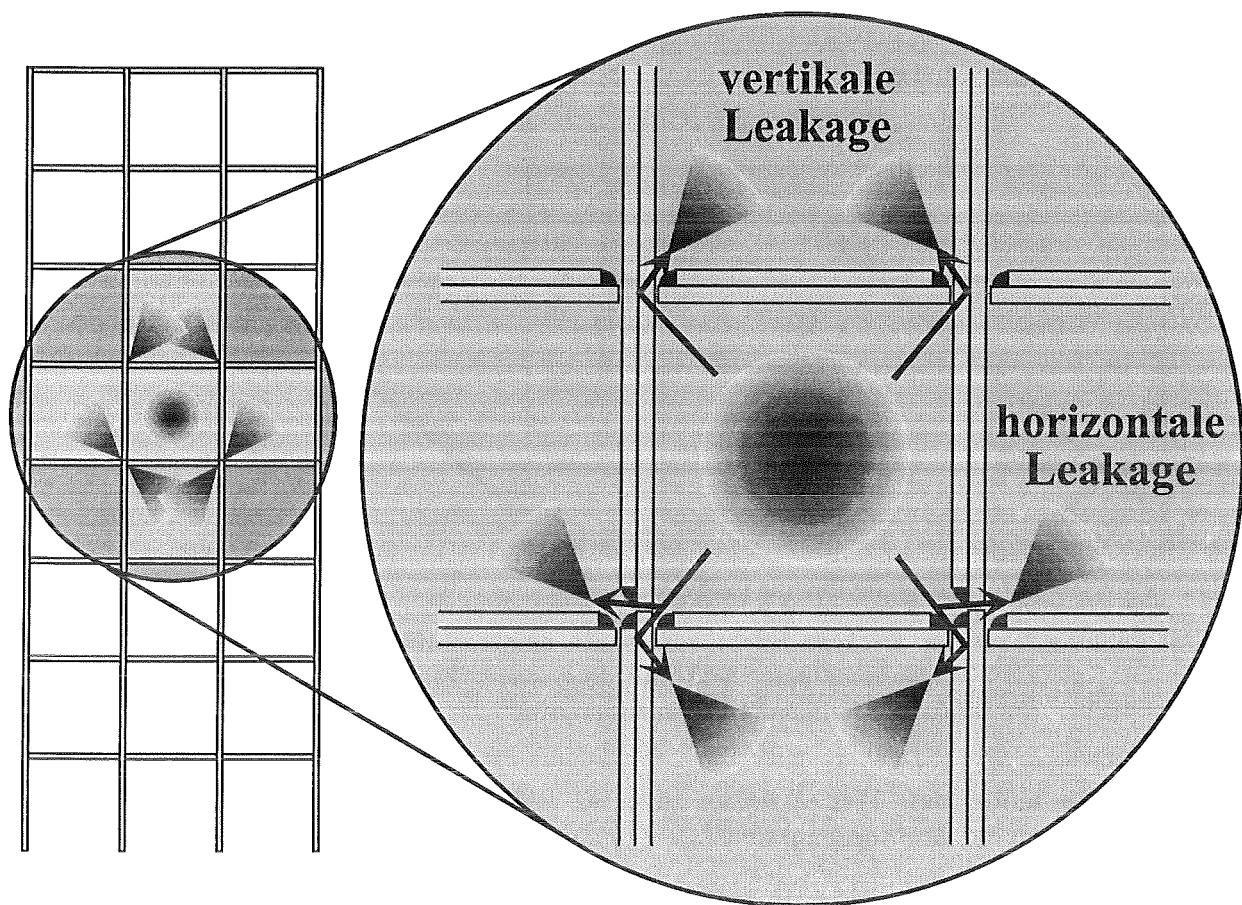


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des *Leakage*-Effekts. Das Licht gelangt durch Lücken in der optischen Segmentierung in Nachbarmodule, wo es nachgewiesen werden kann.

4.4.1 Messung der *Leakage*-Eichparameter

Bei der *Leakage*-Korrektur wird für jedes aufgenommene Modul eines Ereignisses der Anteil an *Leakage*-Licht bestimmt, der aus *getriggerten* Nachbarmodulen eingedrungen ist. Der Anteil wird für die Upstream- (E_{up}) und Downstream-Photomultiplier-Signale (E_{down}) getrennt berechnet und subtrahiert. Für jedes Photomultiplierpaar eines Moduls werden vier ortsabhängige *Leakage*-Kurven $\mathcal{L}(x)$ angelegt, eine für jede Seite des Moduls (Top, Bottom, Left, Right). Für jedes Modul des Zentraldetektors müssen damit acht *Leakage*-Funktionen bestimmt werden.

Das folgende Beispiel soll die Definition der *Leakage*-Funktion verdeutlichen. Das *Leakage*-Licht $E_{up,T}(leak)$, das die Upstream-Multiplier sehen, wenn in darüberliegendem Modul (*top*) die Summenenergie ($E_{up}(top) + E_{down}(top)$) am Ort x_{top} deponiert wurde, beträgt:

$$E_{up,T}(leak) = \left(\frac{E_{up}(top)}{U_{up}(top)} + \frac{E_{down}(top)}{U_{down}(top)} \right) \cdot \mathcal{L}_{up,T}(x_{top}) \cdot U_{up}(leak) \quad (4.10)$$

Die Größen $U_{up}(top)$ und $U_{down}(top)$ sind die aktuellen *Update*-Werte des *top*-Moduls und $U_{up}(leak)$ ist der *Update*-Wert des Photomultiplierpaars, welches das *Leakage*-Licht sieht. Bei allen hier vorkom-

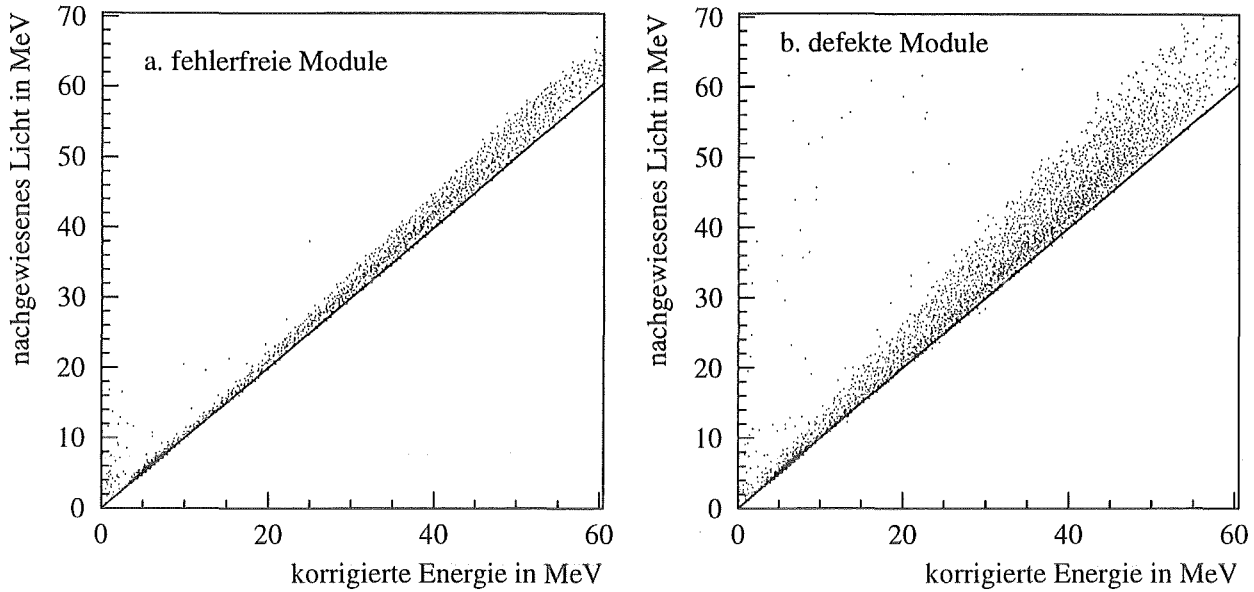


Abbildung 4.11: Der *Leakage*-Effekt verursacht eine nichtlineare Beziehung zwischen *nachgewiesenem* Licht und deponierter Energie. Der Effekt ist bei defekten Modulen (b.) besonders groß.

menden Energie- und *Update*-Werten werden zuvor die *Pedestals* abgezogen. Aus Gleichung 4.10 kann direkt die Definition der *Leakage*-Funktion $\mathcal{L}_{up,T}(x)$ abgeleitet werden:

$$\mathcal{L}_{up,T}(x_{top}) = \frac{\frac{E_{up,T}(leak)}{U_{up}(leak)}}{\frac{E_{up}(top)}{U_{up}(top)} + \frac{E_{down}(top)}{U_{down}(top)}} \quad (4.11)$$

Abbildung 4.12 zeigt einige Beispiele für die gemessene Verteilung der *Leakage*-Werte über dem Ort. Durch die relative Normierung aller Energiesignale E auf die zugehörigen *Update*-Werte U (Landau-Energie), werden die *Leakage*-Kurven unabhängig von dem Run, mit dessen Daten sie ausgewertet wurden. Sie können somit in Verbindung mit den jeweils aktuellen *Update*-Werten auch für andere Runs verwendet werden, sofern sich die Durchlässigkeit der Segmentierung und die Form der ortsabhängigen Lichtausbeutekurven der beteiligten Module nicht geändert haben.

Bei der Berechnung der *Leakage*-Kurven muß sichergestellt sein, daß das nachgewiesene Licht $E_{up}(leak)$ reines *Leakage*-Licht ist. Darum werden zur *Leakage*-Analyse horizontale und vertikale *Calibration Cosmics* verwendet. Über einen linearen Spurfitt kann eindeutig festgestellt werden, ob die Myonspur durch ein Modul verläuft oder nicht. Als *Leakage*-Modul werden nur jene Module akzeptiert, die genau ein Nachbarmodul haben, in dem das Myon Energie deponiert hat (siehe Abb. 4.13). Bei schräg verlaufenden Myonspuren wird so verhindert, daß Module zur *Leakage* gezählt werden, durch die in Wirklichkeit die Myonspur verlief, dies jedoch auf Grund der Unsicherheit des Spurfitts nicht erkannt wurde. Außerdem muß die Summenenergie des Moduls, durch das die Myonspur verlief, über 200 Kanäle (ca. 20 MeV) betragen.

Die *Leakage*-Auswertung kann prinzipiell mit normalen *Calibration Cosmics* durchgeführt werden. Da die *Leakage* jedoch nur einige Prozent der deponierten Energie beträgt, erhält man nur wenige Module, die reines *Leakage*-Licht nachgewiesen haben. Darum werden für eine komplette *Leakage*-Kalibration

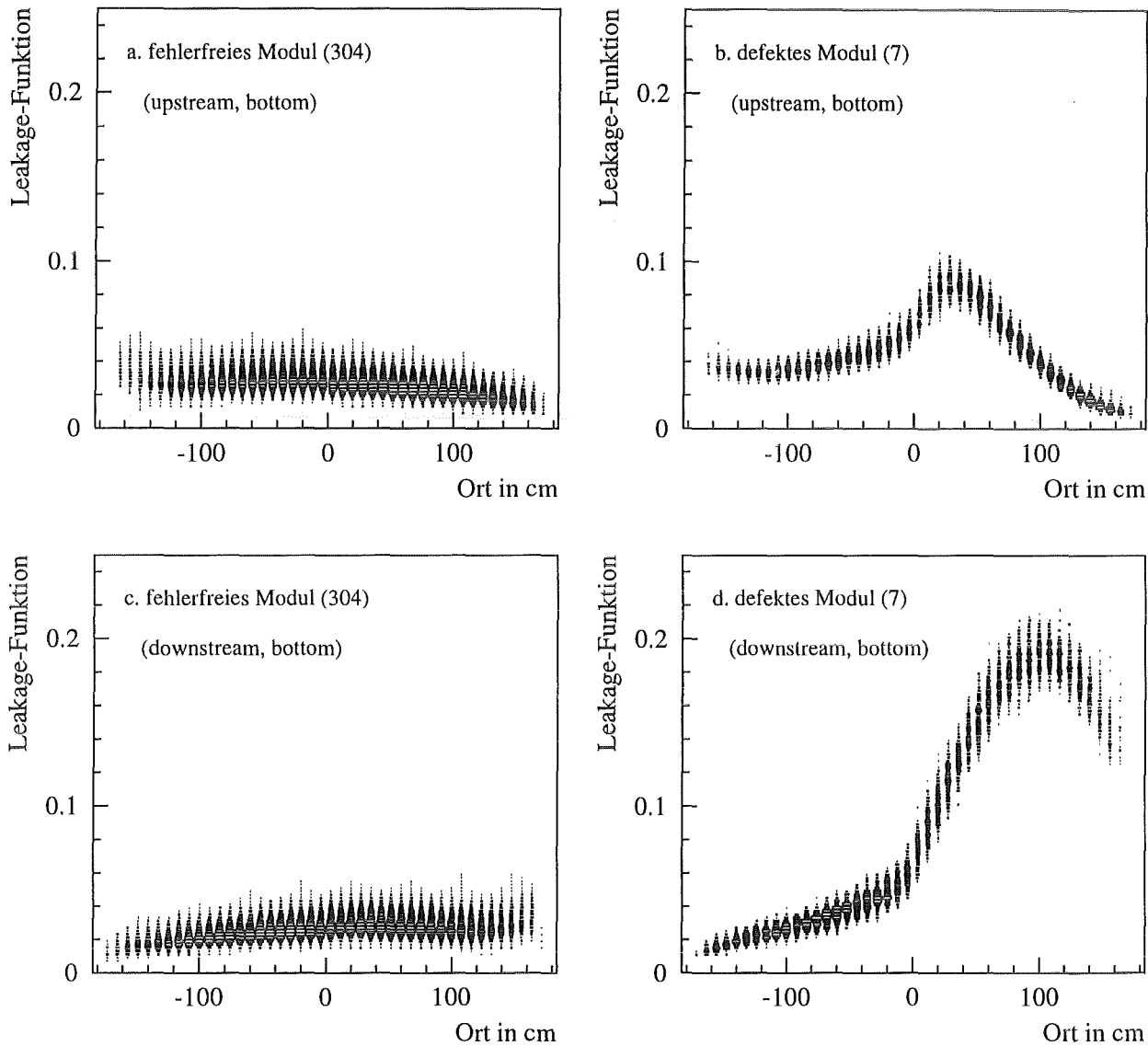


Abbildung 4.12: Gemessene *Leakage*-Verteilung aufgetragen über dem Ort. Dargestellt sind jeweils die Histogramme für die Upstream- und die Downstream-Multiplier, die Licht sehen, das von unten (bottom) in das Modul eindringt. Bei dem defekten Modul ist deutlich die erhöhte Durchlässigkeit der undichten unteren Downstream-Platte zu erkennen.

des Detektors etwa eine Woche lang Spezialmessungen mit erniedrigten ASTERIX-Schwellen (10 mV) aufgenommen. Die so gemessenen *Calibration Cosmics* weisen deutlich mehr *Leakage*-Module auf (siehe Abb. 4.14).

Für jedes Modul, dessen *Leakage*-Funktionen bestimmt werden sollen, werden acht 2D-Histogramme angelegt (Abb. 4.12), eines für jede Funktion. Darin wird die *Leakage* nach Definition 4.11 über dem Ort x , an dem die Myonspur das Nachbaromodul durchquert, aufgetragen. Für jede Ortsspalte eines Histogramms wird anschließend das Maximum der Häufigkeitsverteilung von \mathcal{L} bestimmt. Eine einfache Mittelwertbildung führt nicht zum Erfolg, da z.B. durch δ -Elektronen auch in Modulen abseits der

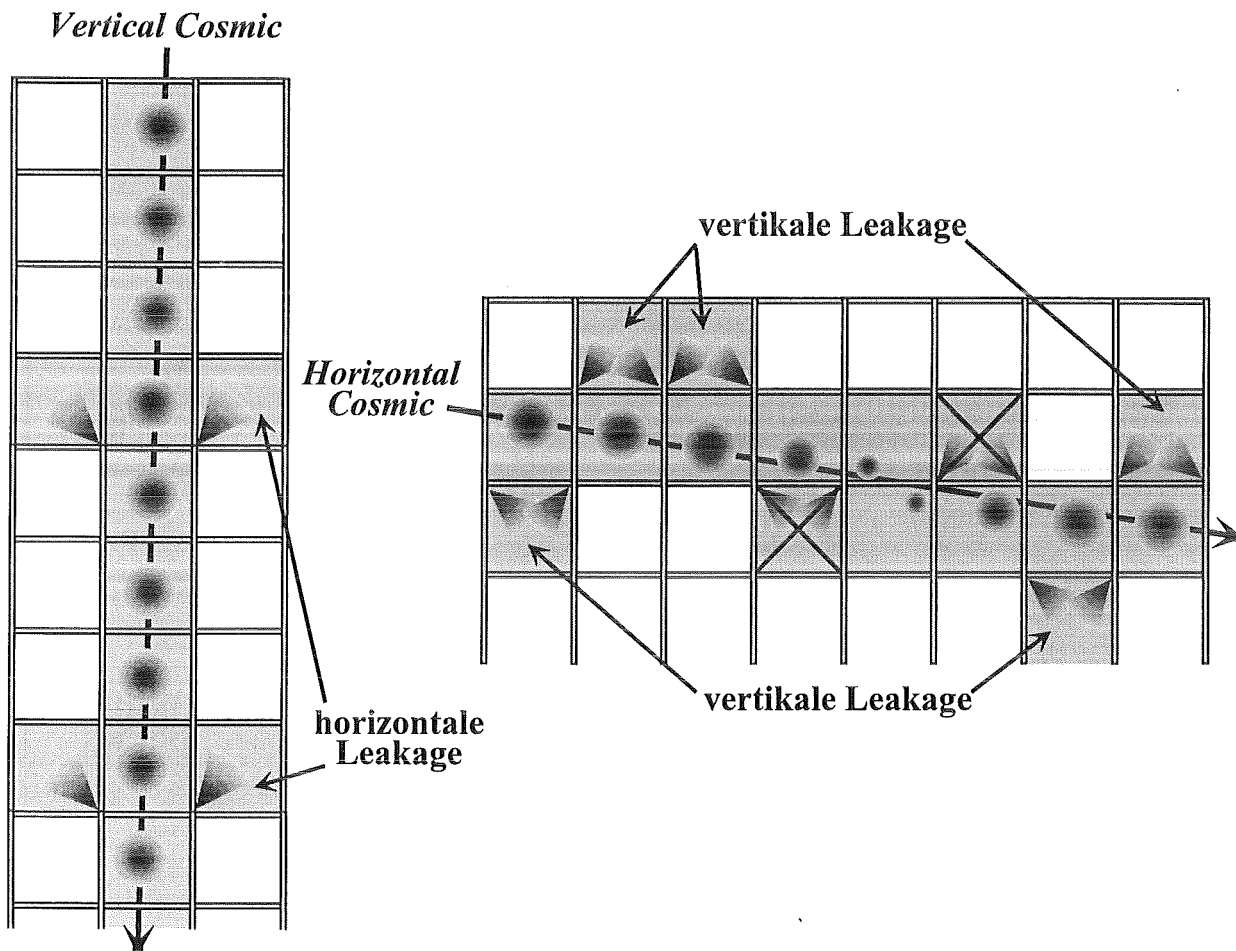
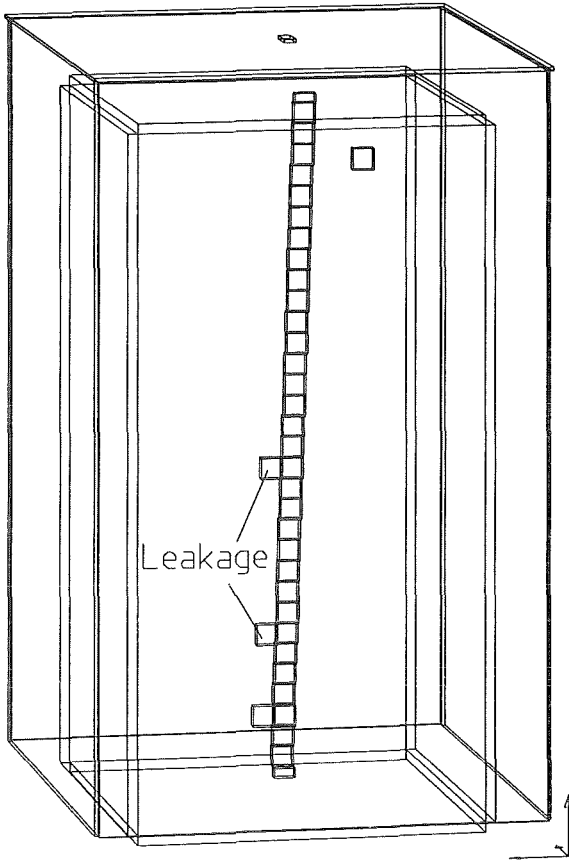


Abbildung 4.13: Akzeptierte Module bei der Auswertung der *Leakage*-Kurven aus *Calibration Cosmics*.

geftteten Myonspur Energie deponiert werden kann, die zu einem zu großen *Leakage*-Wert führt. Die ortsabhängige *Leakage*-Funktion wird durch 16 zusammenhängende B-Splines parametrisiert, die an den Verlauf der Maxima angefttett werden. Abbildung 4.12 zeigt vier dieser 2D-Histogramme, je zwei für fehlerfreie und defekte Module. Man erkennt deutlich die stark erhöhte Durchlässigkeit der defekten Downstream-Platte der horizontalen Segmentierung.

Diese Methode ist sehr rechenaufwendig und speicherintensiv. Sie kann daher nicht für alle Module durchgeführt werden. Nur defekte Module, oder an defekte Module angrenzende Moduleseiten werden individuell analysiert. Für die *Leakage* zwischen zwei fehlerfreien Modulen wird der passende Detektormittelwert verwendet, der aus 32 verschiedenen *Leakage*-Funktionen ausgewählt wird. Jede dieser Mittelwertfunktionen beschreibt eine andere, durch die Geometrie der Segmentierung gegebene *Leakage*-Klasse. Für frühe Runs vor Run 40 (April 1992) stehen leider nicht genügend *horizontale Cosmics* zur Verfügung, um die vertikale *Leakage* auszuwerten. Dieses Problem wurde dadurch gelöst, daß für defekte Module ab dem Auftreten des Defekts die *Leakage*-Funktion einer neueren Auswertung verwendet wird. Dies ist möglich, da sich eine defekte Platte meist innerhalb weniger Stunden mit Szintillator vollsaugt und sich danach nur noch wenig ändert. Vor dem Eintreten des Defekts werden für das Modul die entsprechenden Mittelwertfunktionen für ganze Module verwendet.

Vertical Cosmic



Horizontal Cosmic

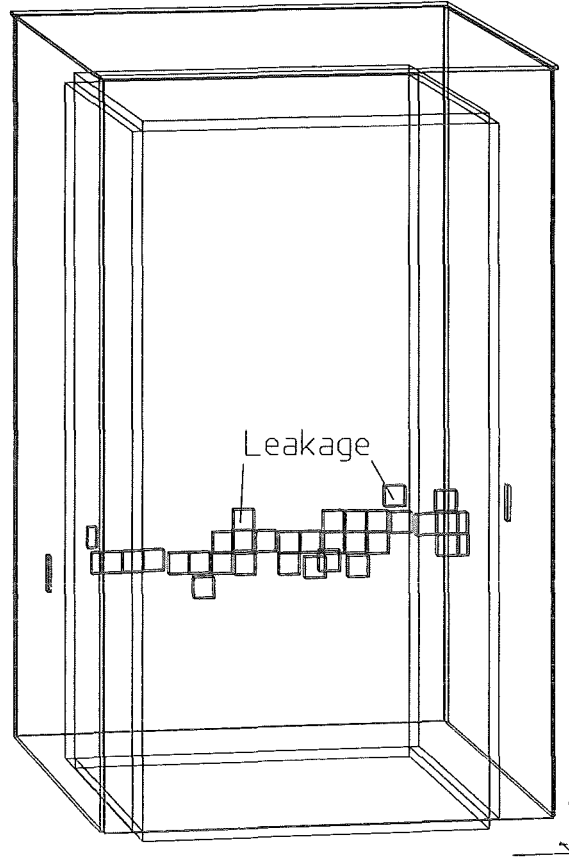


Abbildung 4.14: *Calibration Cosmics* für die *Leakage*-Auswertung. Die Schwellen der ASTERIX-Karten wurde für die Aufnahme dieser Daten um 5 mV auf 10 mV erniedrigt, um mehr Module mit reinem *Leakage*-Licht nachzuweisen.

4.4.2 Korrektur eines Ereignisses

Für die Gleichungen 4.10 und 4.11 wurde angenommen, daß nur in Modul *top* Energie deponiert wurde, nicht jedoch in dem darunterliegenden Modul. Dort wurde reines *Leakage*-Licht vorausgesetzt. Um bei der Bestimmung der *Leakage*-Kurven diese Bedingung zu erfüllen, mußten sehr restriktive Schnitte auf die speziell aufgenommenen *Calibration Cosmics* angewandt werden. Bei einem normalen Ereignis sehen die Photomultiplier in der Regel die Summe aus tatsächlich deponierter Energie und *Leakage*-Licht aus den Nachbarmodulen.

Wurde in dem zu korrigierenden Modul ebenfalls Energie deponiert, so wäre die gemessene Energie des Modules *top*, mit der in Gleichung 4.10 die *Leakage*-Korrektur berechnet wurde, um den Anteil zu groß, der vom darunterliegenden Modul eindringt. Die Kalibrierung berücksichtigt diese Mehrfach-*Leakage* bis zu Korrekturtermen 2. Ordnung. Die vernachlässigten Terme höherer Ordnung in \mathcal{L} sind kleiner als 0.2%. Die Herleitung der Korrekturterme wird in Anhang B.3 beschrieben.

4.4.3 Korrektur der Lichtausbeutekurven

Die Lichtausbeutekurven des Hauptdetektors werden mit Hilfe von vertikalen *Calibration Cosmics* bestimmt. Das in einem Modul nachgewiesene Licht setzt sich aus der tatsächlich von dem Myon deponierten Energie, sowie dem *Leakage*-Licht aus dem darüber- und darunterliegenden Modul zusammen. Um die Lichtausbeuteauswertung unabhängig von der *Leakage*-Auswertung machen zu können, wird die *Leakage*-Korrektur erst nach dem Erstellen der Lichtausbeutekurven durchgeführt. Diese nachträgliche Korrektur war besonders deshalb notwendig, da im Laufe der Zeit immer wieder Verbesserungen in der *Leakage*-Korrektur entwickelt wurden, die teilweise erst durch schnellere Auswerterechner und größere Festplatten möglich wurden. Die heutige Methode der *Leakage*-Korrektur wurde erst im Januar 1994 — fünf Jahre nach dem Start der ersten Messungen mit KARMEN — eingeführt.

Zur Korrektur der Lichtausbeutekurven wird die *Leakage* bis zu Termen 2. Ordnung berücksichtigt. Anstelle der Energien E_{up} und E_{down} der einzelnen Ereignisse werden jedoch die Funktionswerte der Lichtausbeutekurven an 50 verschiedenen Orten entlang der Modulachse berechnet und korrigiert. Für die Energie des darüber- und darunterliegenden Moduls werden die Werte der jeweiligen Lichtausbeutekurven am gleichen Ort benutzt. Das Ergebnis der Korrektur ist in Abbildung 4.15 für ein fehlerfreies und ein defektes Modul zu sehen. Nach ihrer Korrektur werden die 50 Werte mit der gleichen Polynomfit-Routine, die schon für die unkorrigierten Kurven verwendet wurde, parametrisiert.

Die Verwendung der Lichtausbeutekurven der Nachbarmodule zur Berechnung der *Leakage*-Werte ist nicht ganz richtig, da sie das Landau-Maximum und nicht die mittlere Energie der Landau-Verteilung repräsentieren. Die Landau-Maxima liegen bei einer Energie von 31.3 MeV, während die mittlere Landau-Energie in einem KARMEN-Modul bei 34.5 MeV liegt. Die korrigierten Lichtausbeutekurven werden dadurch um etwa 1% zu hoch. Diese systematische Abweichung wird jedoch durch die Anpassung der Landau-Energie auf die obere Flanke des Michel-Spektrums automatisch berücksichtigt.

4.5 Pedestal-Messung

Wie bereits in Kapitel 2.4.1 beschrieben, wird die Integration für alle vier Module einer ASTERIX-Karte gleichzeitig gestartet, sobald der erste Downstream-Diskriminator der Karte triggert. Diese Eigenschaft, daß die Integration auch für Module ohne Signal gestartet wird, nutzt man bei der Pedestal-Messung aus, indem gerade jene Module konvertiert und ausgelesen werden, die keine Koinzidenz aufwiesen. Dazu werden mit dem Testpulser SCEPTU Analogpulse auf die beiden Eingangsleitungen von einem der vier Module der ASTERIX-Karten gegeben. Die Pulse spiegeln ein Ereignis vor, das die Elektronik veranlaßt zu triggern. Um die Pedestals der einzelnen Module zu erhalten, werden nach der Integration die Energiekanäle genau jener Module ausgelesen, auf die *kein* Testpuls gegeben wurde.

Die ADC-Einheiten besitzen die Option, schon bei der Konversion eine Pedestal-Korrektur durchzuführen. Jeder der vier ADC's einer ADC-Einheit hat einen 64 Worte großen Speicherbereich, in dem für jedes der 64 Module des zugehörigen Crates ein Pedestal-Wert stehen kann, der bei der Konversion hardware-mäßig vom Ergebnis subtrahiert wird. Bei normalen Messungen mit dem KARMEN-Detektor werden die mit SCEPTU bestimmten Pedestals für E_U und E_D in diesen Speicher geschrieben und subtrahiert. Im Prinzip wäre mit dieser Option eine weitere Pedestal-Korrektur in der *off-line* Auswertung unnötig. Die oben beschriebene Pedestal-Messung wird jedoch nur während der *Shut Down* Zeiten des ISIS-Beschleunigers, etwa alle 4 bis 6 Wochen durchgeführt, da während dieser Messung kei-

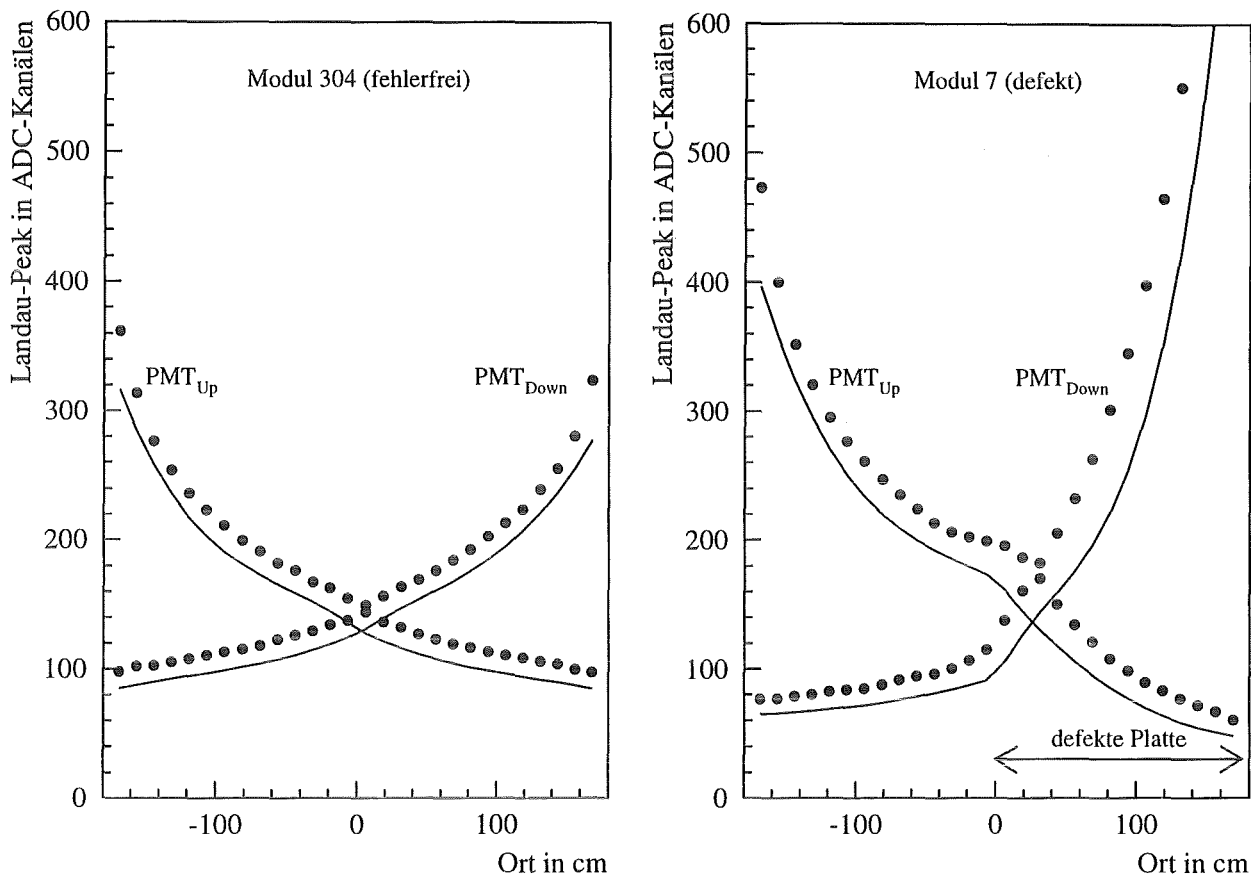


Abbildung 4.15: *Leakage*-korrigierte Lichtausbeutekurven für ein fehlerfreies (a.) und ein defektes Modul (b.). Die Punkte stellen die gemessenen, unkorrigierten Landau-Maxima dar. Die durchgezogenen Linien sind die korrigierten Lichtausbeute-Polynome.

ne Neutrino-Daten aufgenommen werden können. Darum wurde eine zusätzliche Methode entwickelt, mit der kleinere Schwankungen der Pedestals nachträglich aus vorhandenen Daten bestimmt und korrigiert werden können. Die Details der verschiedenen Stufen der Pedestal-Korrektur werden in Anhang B.5 beschrieben.

Mit den beiden Methoden lassen sich die Pedestals der meisten Module selbst für ältere Runs nachträglich auf ± 1 ADC-Kanal genau bestimmen. Nur einige wenige defekte Module mit stark überhöhten Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier zeigen größere Unsicherheiten von einigen ADC-Kanälen.

4.6 Energieauflösung

Die Energieauflösung eines KARMEN-Moduls wird hauptsächlich von vier Größen bestimmt:

- Photoelektronenstatistik der Photomultiplier ΔE_{PE} .
- Die Genauigkeit ΔE_{PP} , mit der die Pedestals und die Landau-Peaks bestimmt werden.

- Die energieabhängige Ortsauflösung Δx und die damit verbundene Unsicherheit der ortsabhängigen Lichtausbeutekurven $\Delta E_{\Delta x}$.
- Der Fehler der Landau-Energie ΔE_{Peak} .

Die mittlere Anzahl der Photoelektronen N_{PE} , die in den Photokathoden der Multiplier erzeugt werden, ist für einen festen Ort x proportional zur deponierten Energie E_{MeV} . Die Verteilung der Photoelektronen bei einer festen Energie gehorcht der Poisson-Statistik. Dies bedeutet für die Energieauflösung auf Grund der Photoelektronenstatistik $\Delta N_{PE} = \sqrt{N_{PE}}$ bzw.

$$\frac{\Delta E_{PE}}{E_{MeV}} = \frac{\Delta N_{PE}}{N_{PE}} = \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} = \frac{R}{\sqrt{E_{MeV}}} \quad (4.12)$$

Die Größe $R = \sqrt{E_{MeV}/N_{PE}}$ wurde für KARMEN mit zwei unabhängigen Methoden bestimmt. Bei der ersten Methode wurde die theoretische Landau-Verteilung mit einer Gauß-Kurve gefaltet, deren Breite ($\sigma_E = R \cdot \sqrt{E_{MeV}}$) variiert wurde, bis die Faltung mit der gemessenen Landau-Verteilung der KARMEN-Module übereinstimmte [Dre90a]. Das Ergebnis war $R = \pm 11.5\% \cdot \sqrt{1 \text{ MeV}}$.

Bei der zweiten Methode wurde das Laser-Kalibrationssystem verwendet. Mit ihm wurde mit verschiedene Intensitäten von beiden Enden gleichzeitig in ein Modul hineingefeuert. Die so gemessenen Daten entsprechen einem Ereignis in der Modulmitte ($x = 0 \text{ cm}$). Die Standardabweichung wurde über $\sqrt{E_{MeV}}$ aufgetragen und linear gefittet [Dod93]. Die Steigung des Fits war $R(0) = \pm 10.9\% \cdot \sqrt{1 \text{ MeV}}$.

Die Größe R hängt von der Anzahl der Photoelektronen N_{PE} ab, die pro deponierter Energieeinheit E_{MeV} nachgewiesen werden. Diese Anzahl ist ortsabhängig und wird durch die Lichtausbeutekurven $L(x)$ beschrieben. Mit Gleichung 4.1 kann man getrennt für die Upstream- und Downstream-Multiplier schreiben:

$$\frac{N_{PE,up/down}(x, f)}{E_{MeV}} \cdot G_{up/down}(f) = \frac{E_{ADC,up/down}(x, f)}{E_{MeV}} = \frac{L_{ADC,up/down}(x, f)}{31.3 \text{ MeV}} \quad (4.13)$$

Der Faktor $G_{up/down}(f)$ ist der Verstärkungsfaktor der Photomultiplier und der Elektronik. Er hängt von der Versorgungsspannung HV (High Voltage) der Photomultiplier ab: $G_{up/down}(f) \sim HV_{up/down}^6(f)$. Da sich im Laufe der Zeit sowohl die Lichtausbeutekurven, als auch die Hochspannung verändern, kennzeichnet die Größe f das Experiment-File, für das die L - und HV -Werte gelten. Die Änderungen in den Lichtausbeutekurven werden durch die *Update*-Faktoren beschrieben, während für die eingestellten Spannungen der einzelnen Experiment-Files bekannt ist, wie sie im Laufe der Jahre nachgeregelt wurden (siehe auch Anhang B.4). Der Referenzwert $R(0)$ wurde für $x = 0$ und $f = f_0$ für ein fehlerfreies Modul gemessen. Aus der Symmetrie des Moduls kann man daher schließen, daß

$$\frac{N_{PE,up}(0, f_0)}{E_{MeV}} = \frac{N_{PE,down}(0, f_0)}{E_{MeV}} = \frac{N_{PE}(0, f_0)}{2E_{MeV}} = \frac{1}{2R^2(0)}$$

Mit der Beziehung

$$\frac{N_{PE,up}(x, f)}{E_{MeV}} + \frac{N_{PE,down}(x, f)}{E_{MeV}} = \frac{N_{PE}(x, f)}{E_{MeV}} = \frac{1}{R^2(x, f)}$$

kann man schließlich für die orts- und fileabhängige Energieauflösung eines KARMEN-Moduls auf Grund der Photoelektronenstatistik schreiben:

$$\Delta E_{PE}(x, f) = R(x, f) \cdot \sqrt{E_{MeV}} = \frac{R(0) \cdot \sqrt{E_{MeV}}}{\sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{HV_{up}^6(f_0) \cdot L_{ADC,up}(x, f)}{HV_{up}^6(f) \cdot L_{ADC,up}(0, f_0)} + \frac{HV_{down}^6(f_0) \cdot L_{ADC,down}(x, f)}{HV_{down}^6(f) \cdot L_{ADC,down}(0, f_0)} \right)}} \quad (4.14)$$

Mit den Lichtausbeutekurven L und den Hochspannungswerten HV kann somit die Energieauflösung für jedes Experiment-File, jeden Ort und jedes Modul des Detektors individuell berechnet werden. Für ganze Module bewegt sich der Nenner von Gleichung 4.14 zwischen 1 in der Modulmitte und etwa 1.3 am Modulende. Bei defekten Modulen sind die Variationen größer.

Die zweite Fehlerquelle der Energiemessung ist durch die Genauigkeit der Pedestal-Messung und der Bestimmung der Landau-Peaks gegeben. Beide Werte haben eine Unsicherheit von ± 1 ADC-Kanal. In dem für die Neutrinoauswertung interessanten Energiebereich können die Fehler durch die Ungenauigkeit der Eichgeraden durch ein Fehlerband konstanter Breite nach oben hin abgeschätzt werden:

$$\boxed{\Delta E_{PP} \leq \pm 0.3 \text{ MeV}} \quad (4.15)$$

Die dritte Fehlerquelle wird durch die energieabhängige Ortsauflösung $\Delta x(E)$ bei der Bestimmung der ortsabhängigen Lichtausbeutewerte $L_{ADC}(x) = L_{ADC,up}(x) + L_{ADC,down}(x)$ verursacht:

$$\boxed{\Delta E_{\Delta x} = \pm \frac{\Delta L_{ADC}(x \pm \Delta x(E))}{L_{ADC}(x)} \cdot E_{MeV} \approx \pm \frac{\frac{dL_{ADC}(x)}{dx} \cdot \Delta x(E)}{L_{ADC}(x)} \cdot E_{MeV}} \quad (4.16)$$

Diese drei Fehlerquellen führen alle zu einer Verschmierung des gemessenen Energiespektrums. Sie können direkt in der Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort berücksichtigt werden, indem die exakten Energiewerte aus der *GEANT*-Simulation um einen zufälligen Wert geändert werden, der aus der Verteilungsfunktion der orts- und energieabhängigen Energieauflösung gewürfelt wird.

Die vierte Fehlerquelle ist die Genauigkeit, mit der bei der absoluten Energieeichung die gemessene Flanke des Michel-Spektrums an das Monte-Carlo-Spektrum der Detektorantwort angepaßt werden kann. Der Fehler setzt sich aus der Breite der χ^2 -Verteilung der angepassten Spektren und aus der Unsicherheit des Monte-Carlo-Resultats zusammen. Der Fehler der korrigierten Energie des Landau-Peaks geht linear in die Energiemessung ein:

$$\boxed{\Delta E_{Peak} = \pm 0.5\% \cdot E_{MeV}} \quad (4.17)$$

Dieser Fehler ist für alle Module und Runs gleich groß und geht als systematischer Fehler in die Auswertung ein. Er wird als Fehler bei der Bestimmung der *Nachweiswahrscheinlichkeit* für feste Energieschnitte berücksichtigt.

Kapitel 5

Zeitkalibration

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit zwei verschiedenen Zeitmessungen: mit der “Absolutzeit” eines Ereignisses innerhalb der ISIS-Strahlperiode, in der es aufgenommen wurde und mit der “Relativzeit”, zu der die einzelnen Module eines Ereignisses relativ zur “Absolutzeit” angesprochen haben. Jedes Ereignis, das mit KARMEN aufgenommen wird, enthält drei Zeitinformationen:

- T_{rel} wird für jedes Modul separat gemessen und enthält die relative Ansprechzeit eines Moduls innerhalb des Ereignisses in Einheiten von 0.1 ns.
- $T_{0/1}$ ist die Ereigniszeit, die mit den beiden in Serie geschalteten *Multi-Hit-TDCs* TDC0 und TDC1 gemessen wird. Die TDCs haben eine Auflösung von 1 ns in einem Zeitbereich von 16.8 ms.
- Die **Stack-Zeit** ist die zusammen mit dem MLU-Bitmuster im *Daten-Stack* abgespeicherte Ereigniszeit in 250 ns-Einheiten.

Die ersten beiden Zeiten werden nur für Ereignisse aufgenommen, die vom Trigger zur Konversion freigegeben worden sind. Die *Stack-Zeit* wird dagegen für jedes Ereignis abgespeichert, das von der MLU bearbeitet wurde (siehe auch Kapitel 2.4.2). Die Zeitkalibration rechnet die *Stack-Zeiten* ohne weitere Korrekturen in Nanosekunden um. Für die beiden anderen Zeiten werden zusätzlich die Differenzen der Signallaufzeiten in verschiedenen Modulen korrigiert, damit der tatsächliche Entstehungszeitpunkt des Szintillationslichtes in einem Modul bestimmt werden kann, unabhängig vom Entstehungsort des Lichtblitzes. $T_{0/1}$ wird außerdem auf den Zeitnullpunkt t_0 einer Strahlperiode korrigiert. Die Zeit t_0 ist definiert als der frühest mögliche Zeitpunkt, zu der lichtschnelle Neutrinos, die durch den Protonenpuls im ISIS-Target erzeugt wurden, am Upstream-Ende des Referenzmoduls (234) des Hauptdetektors eintreffen können. Die t_0 -korrigierte Ereigniszeit muß auf wenige Nanosekunden genau bestimmt werden, um im ν_μ -Zeitfenster (siehe Kapitel 2.1) eine verlässliche Trennung zwischen Neutrinos und Neutronen zu ermöglichen. Eine weitere Zeitmessung, die Zeitdifferenz dt zwischen dem Upstream- und Downstream-Signal eines Moduls, ist Grundlage der Ortsbestimmung und wurde bereits in Kapitel 3 behandelt.

Es sei noch erwähnt, daß auch die reale Uhrzeit eines Ereignisses berechnet werden kann. Im *Header* jedes Experiment-Files wird zu Beginn der Datenaufnahme die aktuelle Zeit und das Datum der Computer-Clock abgespeichert. Außerdem erhält jede Strahlperiode ein fortlaufende Sequenznummer,

die in $1/50$ s durch die ISIS-Pulse hochgezählt und zu Beginn des Files auf 0 gesetzt wird. Addiert man zur Anfangszeit im File-Header die mit 20 ms multiplizierte Sequenznummer, so erhält man die aktuelle Zeit der Strahlperiode. Diese Zeit ist jedoch nur so genau, wie die Einstellung der Computer-Clock (± 1 min.). Sie wird in der Regel nicht für die Auswertung benötigt, kann aber nützlich sein, wenn man zum Beispiel Schwankungen in der strahlkorrelierten Untergrundrate nachträglich mit den Einträgen im ISIS-Protokollbuch vergleichen will.

5.1 T_{rel} -Kalibration

T_{rel} wurde ursprünglich eingeführt, um bei Ereignissen mit mehreren Modulen die zeitliche Reihenfolge der einzelnen Modul bestimmen zu können. Damit sollte zum Beispiel versucht werden, die Richtung und damit die Quelle von schnellen Neutronen zu bestimmen, die einen entscheidenden Untergrund für die ν_μ -Auswertung darstellen. Die Zeitaufösung der Photomultiplier erwies sich jedoch als zu gering, um die Richtung von kurzen Spuren eindeutig festzulegen. T_{rel} erwies sich jedoch als unentbehrlich für die Zeitkalibration der Ereigniszeit. Da sie vom selben Signal wie T_{rel} gestoppt wird (t_{ro}), konnten aus der T_{rel} -Analyse wichtige Korrekturterme für die Ereigniszeit $T_{0/1}$ bestimmt werden.

Die erste komplette T_{rel} -Kalibration konnte erst Ende 1993 eingeführt werden, da für die Berechnung der Kalibrationsparameter zuerst eine verlässliche Orts- und vor allem Walk-Kalibration zur Verfügung stehen mußte. Mit ihr konnten die unterschiedlichen Signallaufzeiten im Szintillator der einzelnen Module und in den ASTERIX-Diskriminatoren bestimmt und korrigiert werden.

5.1.1 T_{rel} -Messung

Gemessen wird die Relativzeit T_{rel} auf den ASTERIX-Karten. Jedes Modul besitzt auf der zugehörigen ASTERIX-Karte einen T_{rel} -TAC, dessen Inhalt zusammen mit den anderen Moduldaten von einem 10-Bit-ADC konvertiert und in der *EVENT*-Datenstruktur abgespeichert wird. Der TAC wird vom t_{or} -Signal des Moduls gestartet und vom t_{ro} -Signal des Triggersystems gestoppt. Das t_{ro} -Signal ist eine *Oder*-Verknüpfung aller t_{or} -Signale und kommt um etwa 92 ns verzögert wieder bei den ASTERIX-Karten an. Abbildung 5.1 zeigt eine schematische Darstellung der T_{rel} -Messung.

Der Startzeitpunkt von t_{or} und damit des T_{rel} -TACs wird durch das Eintreffen des Upstream-Signals bestimmt, das auf Grund unterschiedlicher Kabellängen gegenüber dem Downstream-Signal um 50 ns verzögert auf der ASTERIX-Karte ankommt. In Abbildung 5.1 sind die Signalwege des Start- und Stoppsignals eines T_{rel} -TACs als graue Pfeile eingezeichnet.

Im folgenden wird das Modul mit dem ersten t_{or} -Trigger innerhalb eines Ereignisses mit K bezeichnet. Das t_{or} -Signal von Modul K trifft zuerst an dem OR-Gatter ein, in dem das t_{ro} -Signal gebildet wird und bestimmt somit den Zeitpunkt, zu dem t_{ro} zurück zu den ASTERIX-Karten läuft. Wird der T_{rel} -TAC von einem beliebigen Modul I eines Ereignisses von $t_{or}(I)$ gestartet und von $t_{ro}(K \rightarrow I)$ gestoppt, so kann man für den gemessenen ADC-Kanal $T_{rel}(I)$ schreiben:

$$T_{rel}(I) = (t_{ro}(K \rightarrow I) - t_{or}(I)) \cdot G_{T_{rel}}(I) + P_{T_{rel}}(I) \quad (5.1)$$

$$\text{mit } t_{ro}(K \rightarrow I) = t_{ro}(K, M) + t(\text{OR} \rightarrow I) \\ = t_K + t_{up}(K) + t_{el}(K) + t(K \rightarrow \text{OR}, M) + t(\text{OR} \rightarrow I) \quad (5.2)$$

$$t_{or}(I) = t_I + t_{up}(I) + t_{el}(I) \quad (5.3)$$

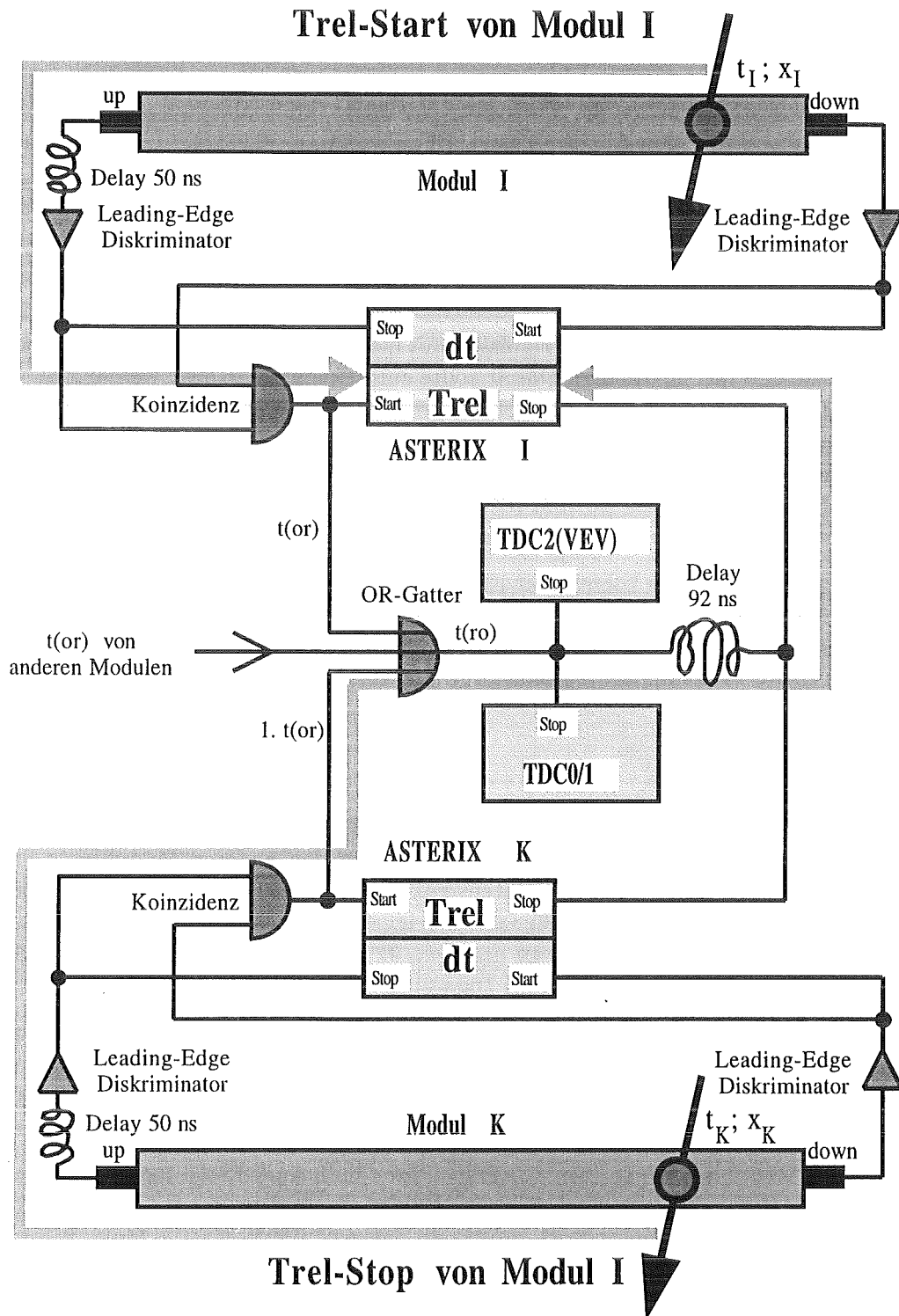


Abbildung 5.1: Schema der T_{rel} -Messung. Die beiden grauen Pfeile zeigen die Signalwege des Start- und Stoppsignals.

Die einzelnen Parameter haben dabei folgende Bedeutung:

$G_{T_{rel}}(I)$ ist der Konversionsfaktor des T_{rel} -ADCs. Dieser Wert wird vom OBELIX-Programm mit dem Testpulsler SCEPTU für jedes Modul gemessen und beträgt etwa $10 \frac{\text{Kanäle}}{\text{ns}}$.

$P_{T_{rel}}(I)$ ist das Pedestal des T_{rel} -ADCs.

$t_{ro}(K, M)$ ist der Zeitpunkt, zu dem das t_{ro} -Signal das OR-Gatter im Triggersystem verläßt, das die letzte Verknüpfung der t_{or} -Signale zum t_{ro} -Signal durchführt. M steht für die Modul-Multiplizität des Ereignisses und wird weiter unten erklärt.

$t(\text{OR} \rightarrow I)$ ist die Signallaufzeit des t_{ro} -Signals vom Ausgang des OR-Gatters zum Stop-Eingang des T_{rel} -TACs von Modul I . Da das t_{ro} -Signal über die Busplatinen der ASTERIX-Crates auf die einzelnen ASTERIX-Karten verteilt wird, hängt die Laufzeit von der Position der Karte im Crate ab. Dies macht sich durch eine Sägezahnstruktur bemerkbar, wenn man die reinen Elektroniklaufzeiten über der Moduladresse aufträgt (siehe Abb. 5.3.a).

$t(K \rightarrow \text{OR}, M)$ ist die Signallaufzeit des t_{or} -Signals vom Ausgang der Koinzidenzstufe auf der ASTERIX-Karte des Moduls K bis zum Ausgang des letzten OR-Gatters. Die Signale werden nicht wie oben über den ASTERIX-Bus, sondern von allen ASTERIX-Karten über gleichlange Kabel über das ADC-Interface zum OR-Gatter geleitet. Der Index M steht für die Modul-Multiplizität des Asterix-Crates von Modul K .

Das t_{or} -Signal, das im ADC-Interface aus der Verknüpfung der ASTERIX- t_{or} 's gebildet wird, weist Variationen in Form und Amplitude auf, die von der Modul-Multiplizität M im Crate abhängen. Die Schwelle, bei der die NIM-Logik normalerweise zwischen den logischen Zuständen 0 und 1 umschaltet, liegt bei -0.3 V. Dies führt bei der anschließenden Veroderung aller Crates mit einem NIM-OR-Gatter zu einem multiplizitätsabhängigen Walk-Effekt, der t_{or} um mehrere Nanosekunden verschieben kann (siehe Abb. 5.2). Um den Effekt zu verringern, wurde die Schwelle des OR-Gatters auf -0.1 V gesenkt.

In den nachfolgenden Formeln wird $t(K \rightarrow \text{OR}, M)$ durch $t(K \rightarrow \text{OR}, M = 1) + \Delta t(K, M)$ ersetzt. Die Größe $\Delta t(K, M)$ kann als eine Art Walk der digitalen Signale in der Triggerlogik verstanden werden und ist definiert als:

$$\Delta t(K, M) = t(K \rightarrow \text{OR}, M) - t(K \rightarrow \text{OR}, M = 1) \quad (5.4)$$

Für die Relativzeit der Module ist $\Delta t(K, M)$ nicht von Bedeutung, da dort nur Zeitdifferenzen betrachtet werden und $\Delta t(K, M)$ nur im Stop-Signal vorkommt, das für alle T_{rel} -TACs gleich ist. Für die Korrektur der Ereigniszeit ist es jedoch wichtig und wird dazu mit Hilfe des T_{rel} -Wertes des ersten Moduls K bestimmt.

t_K ist die tatsächliche Ereigniszeit, zu der in Modul K am Ort x_K Energie deponiert und Szintillationslicht erzeugt wurde.

$t_{up}(K)$ ist die Laufzeit des Szintillationslichtes vom Entstehungsort x_K bis zur Photokathode des Upstream-Photomultiplierpaares von Modul K . Die Zeit kann mit Hilfe der DT-Daten berechnet werden:

$$t_{up}(K) = \frac{DT(K) - DT_{up}(K)}{2 \cdot G_{dt}(K)} \quad (5.5)$$

Dabei steht $DT(K)$ für den gemessenen, walk-korrigierten Wert in ADC-Kanälen nach Gleichung 3.14. $DT_{up}(K)$ ist der Upstream-Kanal aus der DT-Kalibration und $G_{dt}(K)$ ist der ADC-Konversionsfaktor von etwa $13 \frac{\text{Kanäle}}{\text{ns}}$.

$t_{el}(K)$ ist die Signallaufzeit von der Photokathode der Upstream-Photomultiplier durch die Dynodenkette, die Signalkabel und die Koinzidenzeinheit auf der ASTERIX-Karte, deren Ausgangssignal $t_{or}(K)$ den T_{rel} -TAC startet.

$$t_{el}(K) = t_{PMT}(K, HV) + t_{Kabel}(K) + W_{up}(K, E) \quad (5.6)$$

Die Multiplier-Laufzeit $t_{PMT}(K)$ beträgt im Mittel 42 ns und hängt von der Versorgungsspannung ab. Sie variiert von Multiplier zu Multiplier um ± 3 ns (siehe Abb. 5.3.b). Die reinen Kabelllaufzeiten $t_{Kabel}(K)$ sind zeitlich konstant und für alle Module gleich. Die Laufzeit durch den Upstream-Diskriminator der Koinzidenzeinheit ist energieabhängig. Der energieabhängige Anteil wird durch den Upstream-Walk $W_{up}(K)$ aus der DT-Kalibration beschrieben, während der konstante Anteil der Kabelllaufzeit zugerechnet wird.

Die letzten drei Parameter haben für Modul I und K die gleiche Bedeutung. Die Stop-Zeit $t_{ro}(K \rightarrow I)$ wird in Gleichung 5.2 in zwei Bereiche unterteilt. Die Laufzeit $t_{ro}(K, M)$ hängt nur von Eigenschaften des Moduls K ab und ist für alle Module eines Ereignisses gleich. Dieser Anteil geht auch in die Absolutzeit des Ereignisses ein, die mit diesem Signal gestoppt wird. Der zweite Teil von $t_{ro}(I \rightarrow I)$ hängt nur von Modul I ab.

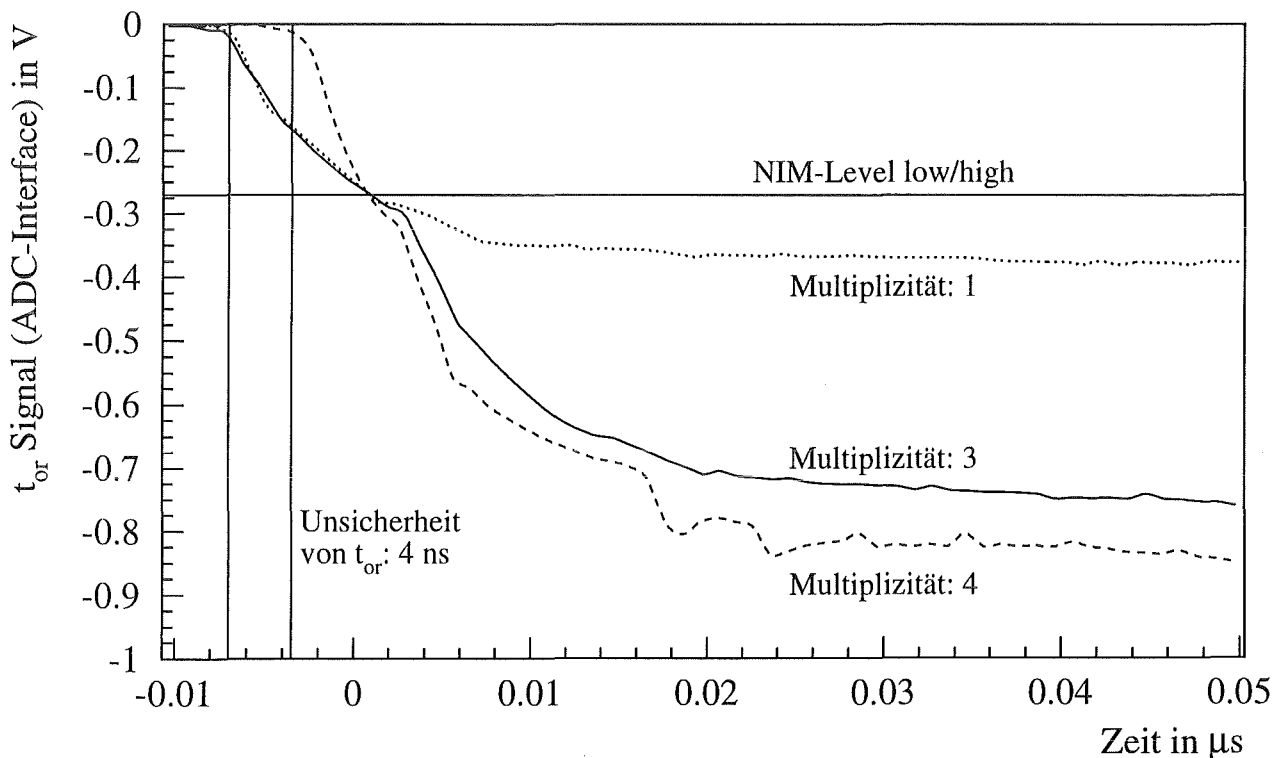


Abbildung 5.2: Laufzeitdifferenz des t_{or} -Signals auf Grund der multiplizitätsabhängigen Höhe des veroderten Signals im ADC-Interface.

Das Ziel der T_{rel} -Messung ist es, die Zeitdifferenz $\Delta t_{IJ} = t_I - t_J$ zwischen der Energiedeposition in verschiedenen Modulen eines Ereignisses zu berechnen. Aus diesem Grunde ist es nicht notwendig die absoluten Laufzeiten in den Photomultipliern, den Kabeln oder der Elektronik zu kennen. Es reicht aus die Differenz der Laufzeiten bezogen auf ein willkürlich zu wählendes Referenzmodul zu kennen. Für den KARMEN-Detektor wurde dazu Modul 234 (Reihe 20, Spalte 11) ausgewählt. Damit kann nach Gleichung 5.1 für die gemessenen T_{rel} -Kanäle geschrieben werden:

$$T_{rel}(I) = (t_{ro}^*(K) - \text{TREL}_0(I) - t_I - t_{up}(I) - W_{up}(I)) \cdot G_{Trel}(I) + \text{TREL}_1(I) \quad (5.7)$$

$$T_{rel}(K) = \text{TREL}_1(K) + \Delta t(K, M) \cdot G_{Trel}(K) \quad (5.8)$$

mit den Abkürzungen:

$$\begin{aligned} \text{TREL}_0(I) &= t(I \rightarrow \text{OR}, M=1) + t_{Kabel}(I) + t_{PMT}(I) \\ &\quad - t(234 \rightarrow \text{OR}, M=1) - t_{Kabel}(234) - t_{PMT}(234) \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\text{TREL}_1(I) = (t(I \rightarrow \text{OR}, M=1) + t(\text{OR} \rightarrow I)) \cdot G_{Trel}(I) + P_{Trel}(I) \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} t_{ro}^*(K) &= t_{ro}(K) - t(234 \rightarrow \text{OR}, M=1) - t_{Kabel}(234) - t_{PMT}(234) \\ &= t_K + t_{up}(K) + W_{up}(K) + \text{TREL}_0(K) + \Delta t(K, M) \end{aligned} \quad (5.11)$$

$\text{TREL}_0(I)$ ist die Laufzeitdifferenz zwischen den Upstream-Signalen von Modul I und Modul 234. $\text{TREL}_1(I)$ ist der T_{rel} -Kanal, der gemessen wird, wenn in einem $M=1$ Ereignis der T_{rel} -TAC vom gleichen t_{or} -Signal gestartet und gestoppt wird. $\text{TREL}_1(I)$ ist demnach die reine Elektroniklaufzeit des t_{ro} -Signals in ADC-Kanälen.

$T_{rel}(K)$ ist der T_{rel} -Kanal des Moduls, das t_{ro} ausgelöst hat. Durch die multiplizitätsabhängige Verschiebung der t_{or} -Laufzeit ändert sich der $M=1$ Wert ($\text{TREL}_1(K)$) für höhere Multiplizitäten um $\Delta t(K, M) \cdot G_{Trel}(K)$. Da $G_{Trel}(K)$, $\text{TREL}_0(K)$ und $\text{TREL}_1(K)$ als Eichparameter bei der Auswertung bekannt sind, wird dies ausgenutzt, um $\Delta t(K, M)$ für die Korrektur der Absolutzeit des Ereignisses zu bestimmen. Man muß dazu nur noch feststellen, welches Modul t_{ro} ausgelöst hat. In der Kalibration wird dafür das Modul (K) verwendet, dessen gemessener T_{rel} -Kanal den kleinsten Abstand zu seinem Eichparameter $\text{TREL}_1(K)$ hat.

Die Kalibrationsroutinen liefern dem Auswerter für jedes aufgenommene Hauptdetektor-Modul I eines Ereignisses die folgenden geeichten T_{rel} -Zeiten in Nanosekunden:

$$\begin{aligned} \text{TREL}_{NS}(I) &= \frac{\text{TREL}_1(I) - T_{rel}(I)}{G_{Trel}(I)} - t_{up}(I) - W_{up}(I) - \text{TREL}_0(I) \\ &= t_I - t_{ro}^*(K) \end{aligned} \quad (5.12)$$

Für Modul K kann man auch schreiben:

$$\begin{aligned} \text{TREL}_{NS}(K) &= -\Delta t(K, M) - t_{up}(K) - W_{up}(K) - \text{TREL}_0(K) \\ &= t_K - t_{ro}^*(K) \end{aligned} \quad (5.13)$$

Mit diesen Relativzeiten kann die Zeitdifferenz zwischen der Energiedeposition in zwei beliebigen Modulen berechnet werden:

$$\Delta t_{IJ} = t_I - t_J = \text{TREL}_{NS}(I) - \text{TREL}_{NS}(J) \quad (5.14)$$

Im Prinzip könnte zu $\text{TREL}_{NS}(I)$ eine beliebige Konstante addiert werden, da bei einer Anwendung von T_{rel} nur die Differenzzeiten 5.14 von Bedeutung sind. Der Wert von Gleichung 5.13 enthält jedoch genau die Korrekturen der Signallaufzeiten von $t_{or}(K)$, die bei der Berechnung der Ereigniszeit in Kapitel 5.2 benötigt wird

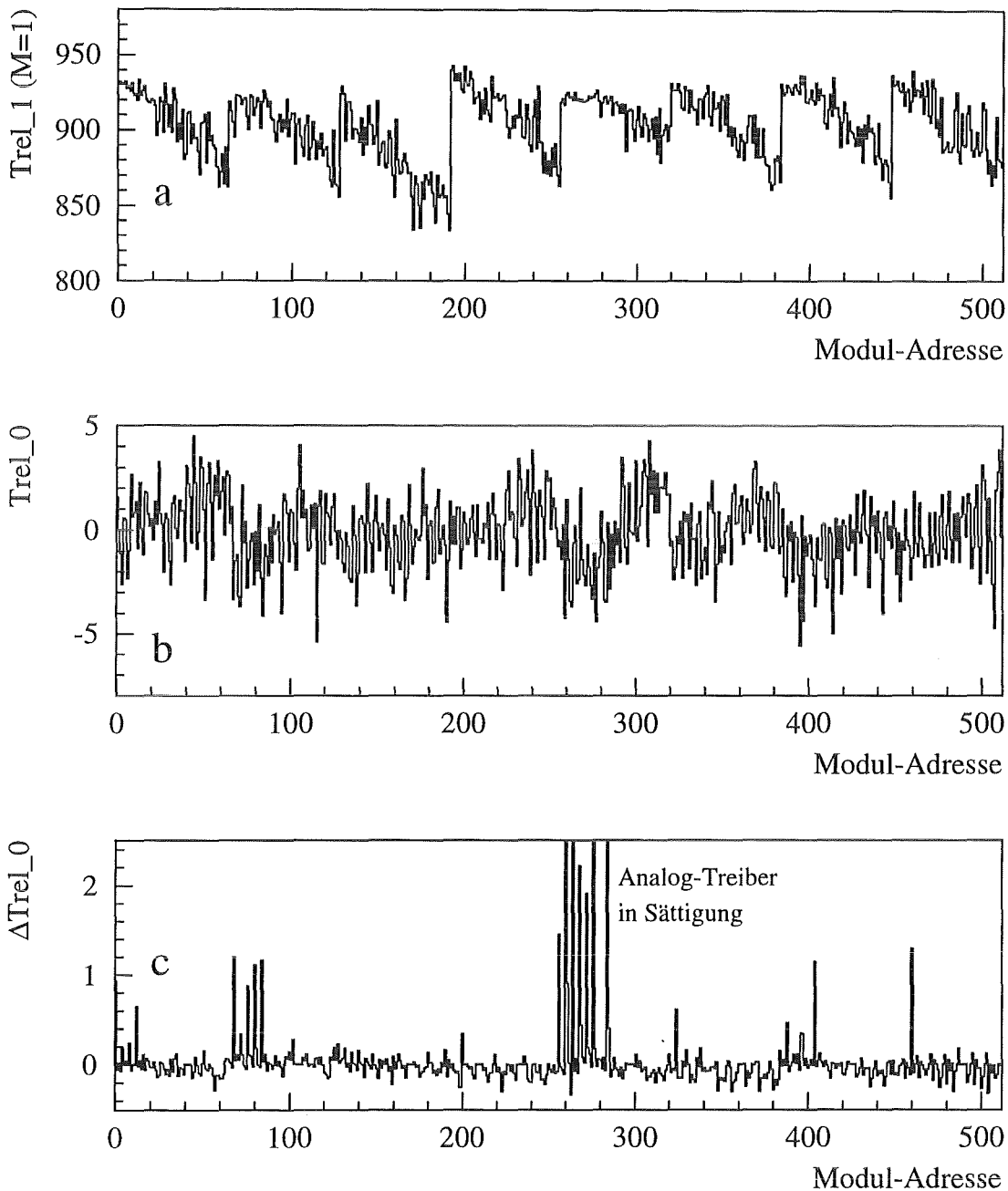


Abbildung 5.3: T_{rel} -Parameter aufgetragen über der Moduladresse I. a: reine Elektronenlaufzeit zwischen Start und Stop bei $M = 1$ Ereignissen ($T_{REL_1(I)}$); b: Laufzeitdifferenz der Elektronen durch die Dynodenkette der Upstream-Photomultiplier relativ zu Modul 234 ($T_{REL_0(I)}$); c: Zeitdifferenz zwischen den beiden möglichen Wegen bei der $T_{REL_0(I)}$ -Berechnung. Für ASTERIX-Crate 5 (Modul 256 bis 319) wird der Einfluß eines übersteuerten Analog-Treibers (Elektronik in Sättigung) gezeigt.

5.1.2 Messung der T_{rel} -Eichparameter

Die T_{rel} -Kalibration benötigt neben der kompletten DT-Kalibration für jedes Modul die drei Eichparameter $G_{T_{rel}}(I)$, $TREL_0(I)$ und $TREL_1(I)$, die für jeden Experiment-Run neu gemessen werden.

Der ADC-Konversionsfaktor $G_{T_{rel}}(I)$ wird von dem Programm OBELIX mit Hilfe des Testpulsers SCEPTU gemessen. Dazu werden alle Module eines ASTERIX-Crates gleichzeitig gefeuert. In einem anderen Crate wird wenige Nanosekunden zuvor mit variablem Zeitabstand ein Modul gefeuert, das t_{ro} auslöst. Ein linearer Fit der gemessenen T_{rel} -Werte über die Verzögerungszeit liefert mit der Geradensteigung den gesuchten Konversionsfaktor.

$TREL_1(I)$ ist nichts anderes, als der gemessene T_{rel} -Kanal eines *Neutral*-Ereignisses mit der Multiplizität $M = 1$. Die Eichparameter für Hauptdetektor-Module können mit normalen Neutrino-Files ausgewertet werden, da ein Ereignis mit einem einzigen Hauptdetektor-Modul dem *Neutral*-Trigger entspricht. Um auch Werte für die Module des Antizählers und des Shield-Detektors zu bekommen, werden Spezialmessungen mit einem *free running* Detektor gemacht, der alle Daten aufnimmt, die ein t_{or} -Signal erzeugen. Die Werte von $G_{T_{rel}}(I)$ und $TREL_1(I)$ können ohne weitere Rechnungen direkt den gemessenen Daten entnommen werden. $TREL_0(I)$ erfordert dagegen ein etwas komplexere Analyse.

Die $TREL_0(I)$ -Werte werden mit *Calibration Cosmics* bestimmt. Für diese Auswertung werden sowohl die komplette DT-Kalibration und Walk-Korrektur, als auch die $TREL_1(I)$ - und $G_{T_{rel}}(I)$ -Werte benötigt. Der $TREL_0(I)$ -Parameter gibt die Laufzeitdifferenz in den Kabeln und Upstream-Photomultipliern eines Moduls relativ zu Modul 234 an. Damit ist per Definition $TREL_0(234) = 0$.

Bei der Auswertung werden die Spuren der horizontalen und vertikalen *Calibration Cosmics* mit einer Geraden gefittet. Mit der Ortsdifferenz entlang der Fitgeraden $(x_I - x_J)$ zwischen zwei Modulen I und J , die von der Myonspur berührt werden und der Annahme, daß die Myonen den Detektor mit Lichtgeschwindigkeit c durchqueren, kann die Zeitdifferenz zwischen der Energiedeposition in beiden Modulen berechnet werden als:

$$\Delta t_{IJ} = t_I - t_J = \frac{x_I - x_J}{c} \quad (5.15)$$

Zu Beginn der Auswertung werden alle $TREL_0(I) = 0$ gesetzt und für alle Module einer Myonspur die $TREL_NS(I)$ -Werte nach Gleichung 5.12 berechnet. Stellt man die Gleichung um, so erhält man für den gesuchten Wert:

$$TREL_0(I) = t_I - t_{ro}^*(K) - TREL_NS(I) \quad (5.16)$$

Mit der Definition $TREL_0(234) = 0$ kann man auch schreiben:

$$\begin{aligned} TREL_0(I) &= t_I - t_{234} - TREL_NS(I) + TREL_NS(234) \\ &= \frac{x_I - x_{234}}{c} - TREL_NS(I) + TREL_NS(234) \end{aligned} \quad (5.17)$$

Da *Calibration Cosmics* per Definition nur innerhalb einer Spalte oder Reihe des Hauptdetektors laufen, kann diese Gleichung nur für jene Module direkt gelöst werden, die sich in der gleichen Reihe oder Spalte wie das Referenzmodul 234 befinden. Für alle anderen Module wird die Rechnung in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wird mit vertikalen Myonen Gleichung 5.17 relativ zu einem Modul R gelöst, das sich in der gleichen Reihe wie Modul 234 und in der gleichen Spalte wie Modul I befindet. Anschließend wird mit horizontalen Myonen $TREL_0(R)$ bestimmt. Mit diesen beiden Werten kann dann $TREL_0(I)$ berechnet werden:

$$TREL_0_R(I) = TREL_0(I) - TREL_0(R)$$

$$= \frac{x_I - x_R}{c} - \text{TREL_NS}(I) + \text{TREL_NS}(R) \quad (5.18)$$

$$\text{TREL_O}(I) = \text{TREL_O}_R(I) + \text{TREL_O}(R) \quad (5.19)$$

Danach wird die ganze Prozedur auf dem umgekehrten Wege durchlaufen. Zuerst wird mit horizontalen Myonen $\text{TREL_O}_S(I)$ berechnet, relativ zu einem Modul S in der gleichen Spalte wie Modul 234. Danach wird $\text{TREL_O}(S)$ mit vertikalen Myonen bestimmt. Wie in Gleichung 5.19 kann daraus dann wieder $\text{TREL_O}(I)$ berechnet werden. In der Kalibration wird der Mittelwert der beiden $\text{TREL_O}(I)$ -Werte verwendet.

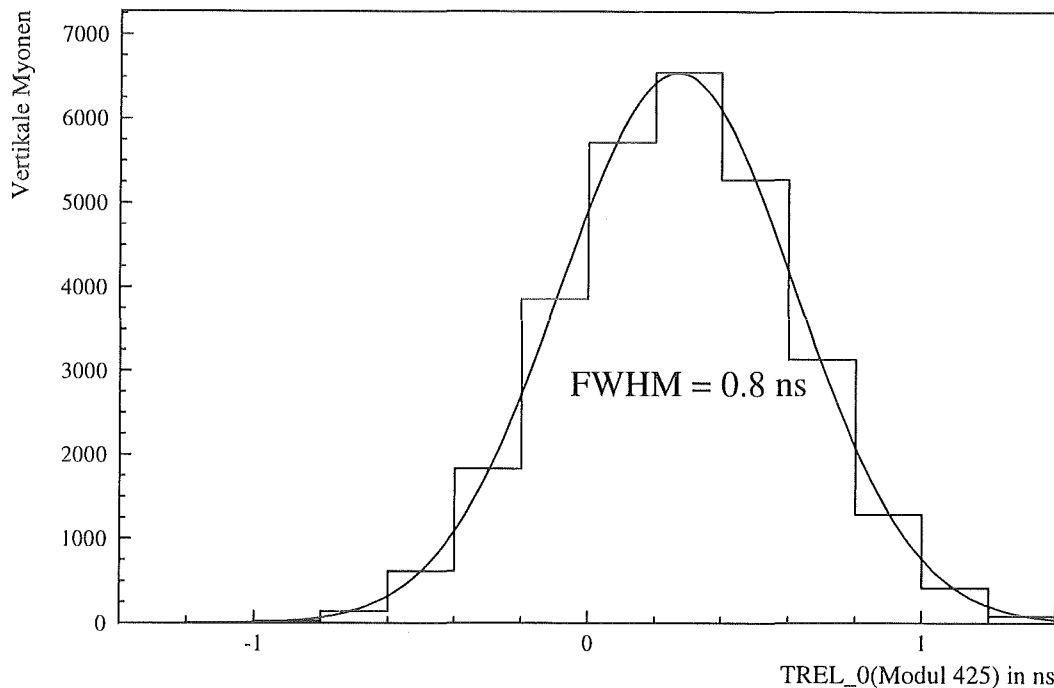


Abbildung 5.4: Zeitverteilung der $\text{TREL_O}_R(I)$ -Werte, die mit Myonen gemessen wurden. Die Breite der Verteilung wird durch den *Zeitjitter* der beteiligten Photomultiplier verursacht.

Normalerweise sollten die beiden Wege im Rahmen der Zeitaufösung zum selben Ergebnis führen. Für die meisten Module ist dies auch der Fall. Ihre beiden Lösungen variieren nur um etwa ± 0.2 ns. Größere Abweichungen deuten auf Probleme bei der T_{rel} -Messung hin. Sie können bei der Auswertung der T_{rel} -Parameter sehr schnell erkannt werden und dienen darum auch als verlässlicher Indikator, daß an der Analogelektronik etwas nicht stimmt. In Abbildung 5.3.c sind die Differenzen der beiden $\text{TREL_O}(I)$ -Werte über der Moduladresse aufgetragen. Man erkennt im fünften ASTERIX-Crate (Modul 256...319) große Differenzen von einigen Nanosekunden. Der Grund dafür ist in Abbildung 5.3.a zu sehen. Die dort aufgetragenen $\text{TREL_1}(I)$ -Werte weichen in dem betroffenen Adressbereich deutlich von dem erwarteten Sägezahnmuster ab. Der T_{rel} -Zweig des *Analog-Treibers* dieses Crates geht für die hohen Werte von T_{rel} in Sättigung und liefert damit falsche Ergebnisse. Dieser Effekt kann leicht behoben werden, indem man die Verstärkung im T_{rel} -Zweig etwas erniedrigt.

Die $\text{TREL_O}_{R/S}(I)$ -Verteilung läßt sich auch dazu verwenden, die Zeitaufösung der Photomultiplier-

paare für Energien über 25 MeV zu bestimmen. Nimmt man an, daß in Gleichung 5.18 der Fehler der Myonlaufzeit aus dem Spurfit klein ist gegenüber dem *Zeitjitter* der Photomultiplier, so wird die Breite der Verteilung nur durch den Fehler der Einzelmessung ($TREL_NS(I) - TREL_NS(R/S)$) bestimmt. Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung für ein Hauptdetektor-Modul. Die Halbwertsbreite ist:

$$FWHM_{T_{rel}} = 0.8 \text{ ns} \quad (5.20)$$

Die Genauigkeit der Differenz zweier T_{rel} -Werte wird durch diesen Wert begrenzt. Da ein lichtschnelles Teilchen von Modul zu Modul (18 cm) nur 0.6 ns braucht, kann für kurze Spuren die Reihenfolge der Energiedeposition in den Modulen eines Ereignisses nicht bestimmt werden. Die Auflösung der DT-Messung wird ebenfalls durch den *Zeitjitter* der beiden beteiligten Photomultiplierpaare begrenzt. Rechnet man die Halbwertsbreite von 0.8 ns in eine Ortsauflösung um, so erhält man $FWHM_x = 6.4 \text{ cm}$. Diese Auflösung wurde mit den T_{rel} -TACs von zwei verschiedenen Modulen gemessen. Die im Kapitel über die Ortskalibration angegebene Auflösung von 7 cm wurde dagegen mit dem DT-TAC eines Moduls gemessen. Da beide Messungen zu ähnlichen Resultaten kommen, läßt sich daraus schließen, daß die Ortsauflösung bei hohen Energien durch den *Zeitjitter* in der Laufzeit der Elektronen durch die Photomultiplier verursacht wird.

Die oben angegebene Auflösung von T_{rel} ist die Differenz von zwei Photomultipliersignalen. Daher kann die Auflösung eines einzelnen Photomultipliers durch die Division mit $\sqrt{2}$ bestimmt werden mit:

$$FWHM_{Zeit} = 0.6 \text{ ns} \quad (5.21)$$

Diese Auflösung begrenzt die Messung der absoluten Ereigniszeit, die mit dem Upstream-Signal des ersten T_{rel} -Moduls gestoppt wird.

5.1.3 Beispiel für die Anwendung von T_{rel}

Eine mögliche Anwendung der Relativzeit T_{rel} ist die Bestimmung der Richtung eines kosmischen Myons. Abbildung 5.5 zeigt die Auswertung von horizontalen und vertikalen *Calibration Cosmics*, die nahezu mit Lichtgeschwindigkeit den Detektor durchqueren. Die Histogramme zeigen, daß die Richtung dieser Myonen eindeutig bestimmt werden kann. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung zeigt jedoch gleichzeitig die Grenzen von T_{rel} . Die horizontalen Myonspuren laufen durch 16 Hauptdetektor-Module und sind noch gut zu trennen. Für kürzere Spuren beginnen sich die beiden Richtungen jedoch zu überlappen und lassen sich auf Grund der begrenzten Auflösung der Zeitmessung nicht mehr eindeutig festlegen. Es wurde auch versucht mit Hilfe von T_{rel} die Spur von mehrfach gestreuten, schnellen Neutronen zu verfolgen, um daraus eventuell auf die Richtung der Quelle schließen zu können [Web95]. Die gefundene Richtungsverteilung war jedoch homogen und führte zu keinem verwertbaren Ergebnis für die erhoffte Reduktion des strahlkorrelierten Neutronenuntergrundes.

T_{rel} erwies sich jedoch als unentbehrlich für die Zeitkalibration der Ereigniszeit. Die Ereigniszeit $T_{0/1}$ wird vom selben Signal wie die T_{rel} -TACs gestoppt (t_{ro}). Um die notwendigen Korrekturen der Signallaufzeiten richtig durchführen zu können, muß bekannt sein, welches Modul (K) das erste t_{or} -Signal lieferte, das bei der Veroderung die ansteigende Flanke des t_{ro} -Signals bestimmte. Diese Information kann nur über T_{rel} gewonnen werden, durch den Vergleich mit den $TREL_1(I)$ -Werten.

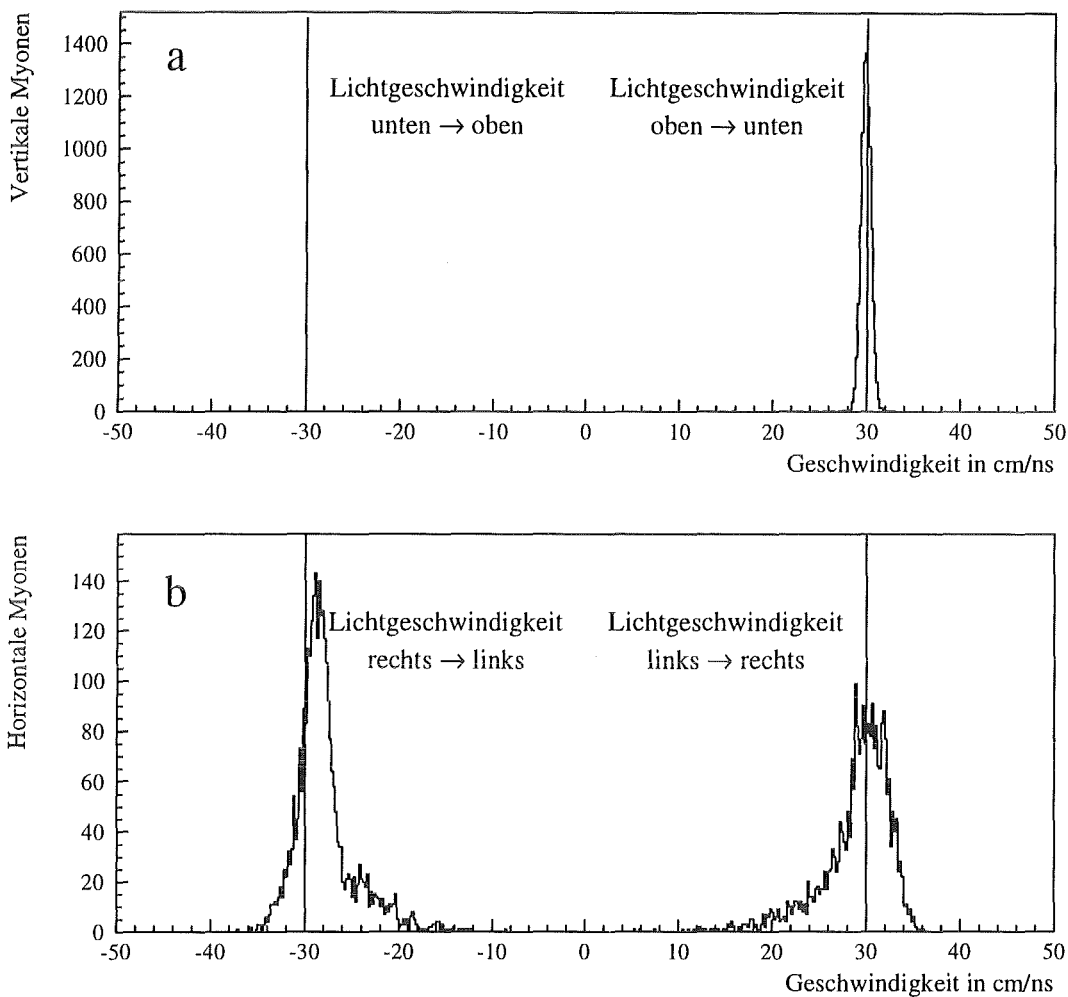


Abbildung 5.5: Richtung und Geschwindigkeitsverteilung von *Calibration Cosmics*, ausgewertet mit T_{rel} . Durchgehende Myonen durchqueren den KARMEN-Detektor mit Lichtgeschwindigkeit. Die Abweichungen sind durch die Meßgenauigkeit von T_{rel} bedingt. Die Verteilung der horizontalen Myonen (b.) ist wie erwartet breiter, da ihre Spuren im Detektor nur halb so lang sind, wie die der vertikalen Myonen (a.).

5.2 Absolutzeit eines Ereignisses

Der Zeitnullpunkt t_0 , auf den die Kalibrationsroutinen die Ereigniszeit innerhalb einer Strahlperiode korrigieren, ist definiert als der Zeitpunkt, zu dem das erste lichtschnelle Teilchen, das im ISIS-Haupt-Target von einem Proton erzeugt wurde, das Upstream-Ende des Referenzmoduls 234 erreichen kann. Die Genauigkeit, mit der t_0 bekannt sein muß, hängt vom Zeitfenster ab, das ausgewertet werden soll. Die größte Genauigkeit wird bei der ν_μ -Auswertung für die Neutrinos aus dem Pion-Zerfall benötigt. Die seltenen Neutrinoereaktionen müssen von den dominanten schnellen Neutronen unterschieden werden können, die nur etwa 40 ns nach t_0 den Detektor erreichen. Dies erfordert einen t_0 -Wert, der auf wenige Nanosekunden genau bekannt ist.

5.2.1 Messung der Ereigniszeit

Die Wege der verschiedenen Signale, die für die Messung der Ereigniszeit und für die t_0 -Kalibration verwendet werden, sind in Abbildung 5.6 schematisch dargestellt. Die einzelnen Zeiten werden mit zwei verschiedenen TDC-Einheiten gemessen, jede mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} und einem Messbereich von 16.78 ms, bei einer Auflösung von 1 ns (24 Bit):

TDC0/1 besteht aus den beiden in Serie geschalteten *Multi-Hit-TDCs* TDC0 und TDC1, jeder mit acht Stop-Registern. Mit ihnen wird die t_{ro} -Zeit $T_{0/1}$ für jedes der bis zu 16 Ereignisse gemessen, die vom Trigger innerhalb einer Strahlperiode für die Konversion freigegeben wurden. Die ersten acht Ereignisse werden mit TDC0 gemessen.

TDC2 enthält ebenfalls acht Stop-Register. Jedes Register (T_2) besitzt jedoch einen separaten Stop-Eingang. Während einer normalen Messung sind nur die ersten fünf Kanäle des TDCs belegt (siehe auch Tabelle 5.1).

Register	Abkürzung	Signal
1	ERQ	<i>Extract Request</i> von ISIS
2	VEV	t_{or} des ersten <i>Valid Event</i>
3	EXT	<i>Extract Trigger</i> von ISIS
4	BPM	Stopsignal vom <i>Beam-Profile-Monitor</i>
5	CER	Stopsignal vom Čerenkov-Zähler
6	LAS	Laser-Trigger
7	BGM	z.Z. nicht belegt
8	TST	z.Z. nicht belegt

Tabelle 5.1: Kanäle von *TDC2*. Jeder Kanal hat eine Auflösung von 1 ns, einen Meßbereich von 16.78 ms (24 bit) und eine Genauigkeit von 10^{-5} .

Zusätzlich werden noch die mit dem *STACK-TDC* gemessenen Zeiten verwendet, um eventuelle Laufzeitdifferenzen zwischen den beiden *Multi-Hit-TDCs* TDC0 und TDC1 zu korrigieren. Dies ist notwendig, da die TDCs mit ihrer Laufgenauigkeit von 10^{-5} einen Bereich von 0 bis $16.8 \cdot 10^6$ ns abdecken und somit gegen Ende einer Strahlperiode um bis zu 200 ns auseinander laufen können. Die Korrektur der Laufzeitdifferenz wird in Anhang B.6 beschrieben. Alle TDCs werden gemeinsam etwa 604 μ s vor t_0 vom Signal eines Timers gestartet, der vom *Extract Request* Signal der vorangehenden Proton-Extraktion in ISIS gestartet wurde. Für die t_0 -Kalibration werden nur drei Zeiten von TDC2 verwendet:

$T_{2,VEV}$ (*first Valid Event*) mißt die Zeit des ersten vom Trigger akzeptierten Ereignisses. Das Stop-Signal kommt parallel zum Stop-Signal für TDC0/1. Die Zeit wird verwendet um Laufzeitunterschiede zwischen TDC0 und TDC2 zu messen und zu korrigieren. Ebenso wie TDC0 und TDC1 können auch TDC0 und TDC2 um bis zu 200 ns auseinanderlaufen. Die Korrektur von TDC1 auf TDC2-Zeit wird in zwei Schritten gemacht, erst wird auf die TDC0-Zeit korrigiert und anschließend wird die TDC0 \rightarrow TDC2 Korrektur durchgeführt. In den folgenden Formeln wird vorausgesetzt, daß alle Zeiten auf die TDC2-Zeit korrigiert worden sind.

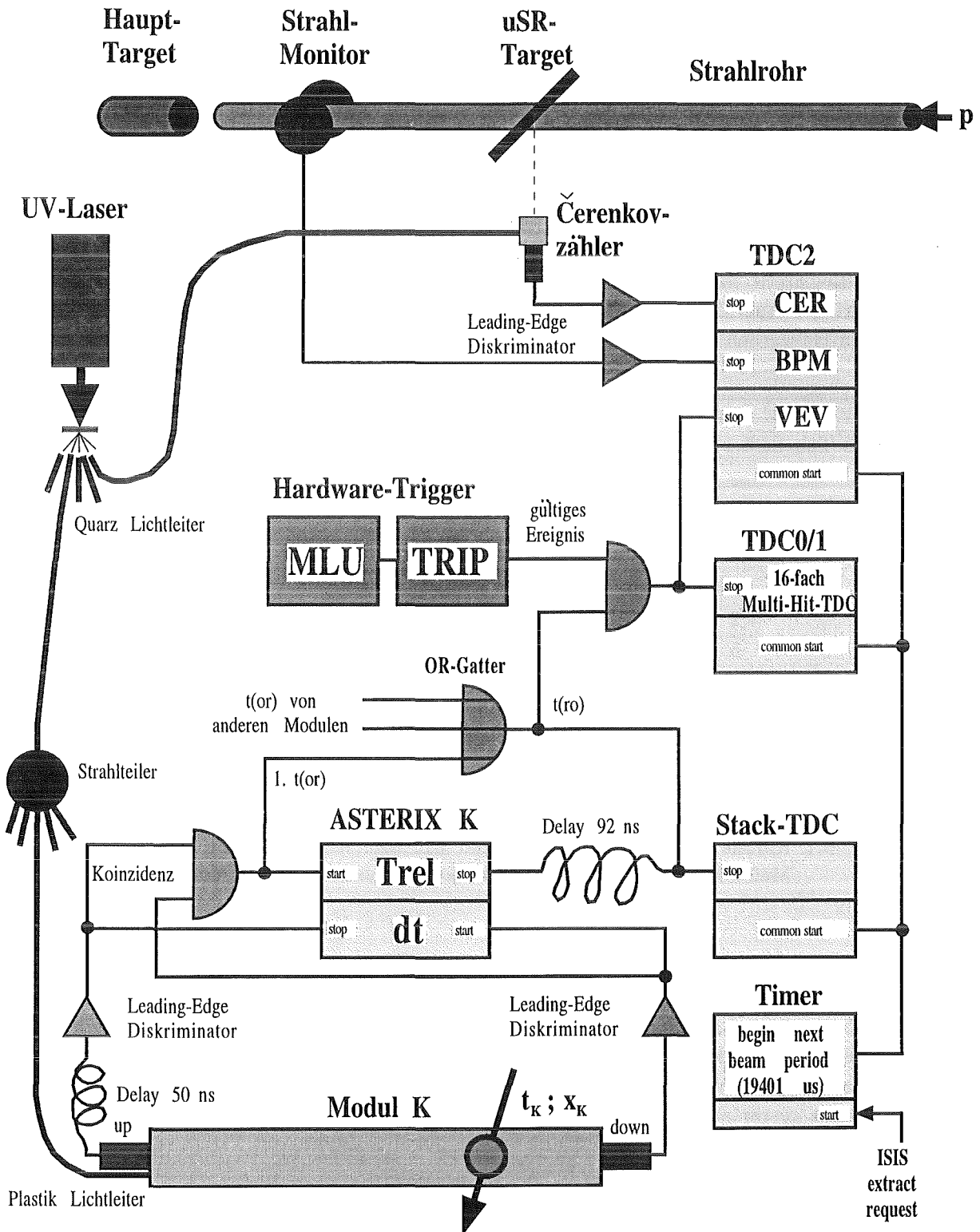


Abbildung 5.6: Schema der verschiedenen Zeitsignale im KARMEN-Detektor, die für die t_0 -Kalibrierung benötigt werden.

$T_{2,BPM}$ wird vom Signal eines kapazitiven *Beam-Pickup-Monitors* gestoppt, der 9.25 m unterhalb des Haupt-Targets das Strahlrohr umschließt. Das Signal wird von den beiden Protonenpulsen induziert, wenn sie den Pickup-Monitor passieren. Dies ist *der* Zeitpunkt, auf den sich die gesamte t_0 -Kalibration bezieht. Alle anderen Größen, die sonst noch mit eingehen sind verschiedene Flugzeit-, Signallaufzeit- und Walk-Korrekturen. Die Zeit t_0 , zu der die ersten Neutrinos das Upstream-Ende des Referenzmoduls erreichen, ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} t_0 &= t_{BPM} + TOF(BPM \rightarrow \text{Haupttarget} \rightarrow 234) \\ &= T_{2,BPM} - W_{BPM} - t_{Kabel}(BPM) + TOF(BPM \rightarrow \text{Haupttarget} \rightarrow 234) \end{aligned} \quad (5.22)$$

Die Größe t_{BPM} ist der Zeitpunkt, wenn die ersten Protonen des ersten Strahlpulses den Pickup-Monitor erreichen, $T_{2,BPM}$ ist die mit TDC2 gemessene Zeit, W_{BPM} ist die Walk-Verschiebung des verwendeten *Leading-Edge-Diskriminators* und $t_{Kabel}(BPM)$ steht für die konstanten Kabelllaufzeiten des BPM-Signals. $TOF(BPM \rightarrow \text{Haupttarget} \rightarrow 234)$ ist die Flugzeit (*Time Of Flight*) der Protonen zwischen dem Pickup-Monitor und dem Haupt-Target, plus der Flugzeit der Neutrinos vom Haupt-Target zum Upstream-Ende des Referenzmoduls.

Die Protonen erzeugen im Haupt-Target außer den Neutrinos keine lichtschnellen Teilchen, die den KARMEN-Detektor erreichen könnten. Darum werden zwei zusätzliche Messung mit einem kleinen Čerenkov-Detektor durchgeführt, um damit die BPM-Zeit relativ zur TDC0/1-Zeit zu kalibrieren. Bei der ersten Messung wird der Čerenkov-Detektor zusammen mit dem BPM-Monitor vom Protonenstrahl getriggert, bei der zweiten Messung wird er gemeinsam mit einem Hauptdetektor-Modul durch das Laser-Kalibrationssystem ausgelöst.

$T_{2,CER}$ ist ebenso wie das BPM-Signal mit dem Protonenstrahl korreliert. 21.6 m unterhalb des Haupt-Targets befindet sich ein einige Millimeter dickes Zwischentarget aus Kohlenstoff im Strahlengang. Ein kleiner Teil der Protonen, die es durchdringen, produzieren dabei Pionen. Die geladenen Pionen zerfallen ihrerseits wieder in Myonen, die für ein Myon-Spin-Resonanz (μSR) Experiment verwendet werden. Die ungeladenen π^0 zerfallen dagegen in zwei γ 's, die in einem kleinen Čerenkov-Detektor nachgewiesen werden, der 7.0 m vom μSR -Target entfernt ist. Die im μSR -Target erzeugte γ -Intensität ist groß genug um für jeden einzelnen Protonenpuls ein klares Strahlprofil zu erhalten (siehe Abb. 5.8). Der Čerenkov-Detektor ist außerdem über einen Quarz-Lichtleiter mit dem Laser-Kalibrationssystem des KARMEN-Detektors verbunden. Diese beiden Möglichkeiten, den Čerenkov-Detektor auszulösen, werden für die Bestimmung der Laufzeitdifferenzen benutzt, die in die t_0 -Kalibration mit eingehen.

Die tatsächliche Ereigniszeit t_K , zu der in Modul K von einem ionisierenden Teilchen Energie deponiert wird, kann in Anlehnung an Gleichung 5.2 aus der T_{rel} -Kalibration geschrieben werden als:

$$t_K = T_{0/1} - t_{up}(K) - t_{el}(K) - t(K \rightarrow OR, M) - t(OR \rightarrow TDC0/1) \quad (5.23)$$

Wie bereits im T_{rel} -Kapitel bezeichnet K auch hier das Modul, dessen t_{or} -Signal als erstes am OR-Gatter ankommt und damit die TDC's stoppt. $T_{0/1}$ (TDC0/1) ist die gemessene Ereigniszeit, die gegenüber t_K um die orts- und energieabhängigen Signallaufzeiten verzögert ist. $t(OR \rightarrow TDC0/1)$ ist die Signallaufzeit vom OR-Gatter zum TDC0/1-Stop-Eingang. Alle anderen Größen haben die gleiche Bedeutung wie in Gleichung 5.2.

Für die auf t_0 korrigierte Ereigniszeit t_{K0} kann dann mit den Gleichungen 5.22, 5.23, 5.9 und 5.13 geschrieben werden:

$$t_{K0} = t_K - t_0 = T_{0/1} - T_{2,BPM} + W_{BPM} - T_{0_NS} + T_{REL_NS}(K) \quad (5.24)$$

$TREL_NS(K)$ ist die nach Gleichung 5.12 berechnete T_{rel} -Zeit des Moduls K , das t_{ro} ausgelöst hat. Um in Ereignissen mit Multiplizitäten $M > 1$ Modul K zu finden, werden die unkorrigierten $T_{rel}(I)$ -Kanäle aller beteiligten Module mit ihren $TREL_1(I)$ -Eichparametern verglichen. Die Differenz der beiden Werte gibt an, um wieviel früher der T_{rel} -TAC des Moduls gestoppt wurde gegenüber der Laufzeit seines eigenen t_{or} -Signals durch den gesamten t_{ro} -Zweig der Elektronik. Das Modul, welches als erstes getriggert und damit t_{ro} ausgelöst hat, weist die kleinste Differenz zwischen T_{rel} und $TREL_1$ auf.

Der BPM-Walk W_{BPM} wird anhand der Form des ersten Protonenpulses von ISIS direkt analysiert. Dazu wird von einem Transientenrekorder das analoge BPM-Signal laufend in 10 ns Schritten mit einem 8-Bit *Flash-ADC* digitalisiert und in einem 8 kByte großen Ringspeicher abgelegt. Triggert der BPM-Diskriminator, so wird der Transientenrekorder gestoppt und relativ zu diesem Zeitpunkt ein 640 ns langer Teil der Daten ausgelesen. Der Bereich enthält beide Protonenpulse, aus deren ansteigender Flanke in der *off-line* Auswertung direkt der BPM-Walk abgelesen werden kann.

Die Messung des Parameter TO_NS ist der sensibelste Teil der Zeitkalibration. Er enthält die konstante Signallaufzeiten des Referenzmoduls und Flugzeitkorrekturen:

$$\begin{aligned} TO_NS = & TOF(BPM \rightarrow \text{Haupttarget} \rightarrow 234) + t_{PMT}(234) + t_{Kabel}(234) \\ & + t(234 \rightarrow OR, M = 1) + t(OR \rightarrow TDC0/1) - t_{Kabel}(BPM) \end{aligned} \quad (5.25)$$

5.2.2 Kalibration von t_0 (TO_NS)

Das Prinzip der TO_NS -Messung wurde schon zu Beginn der Datennahme mit dem KARMEN-Detektor entwickelt [Dod92]. Zuerst werden in den kleine Čerenkov-Detektor und in die Upstream-Enden der KARMEN-Module über Quarzlichtleiter mit dem Laser 3 ns lange Pulse eingeschossen und die Differenz der beiden Signale mit TDC2 gemessen. Danach bestimmt man bei eingeschaltetem ISIS-Strahl mit TDC2 die Zeitdifferenz zwischen den beiden strahlinduzierten Signalen in BPM und Čerenkov. Subtrahiert man die beiden Zeitdifferenzen, kürzen sich die Signallaufzeiten des Čerenkov-Detektors gerade heraus. Übrig bleiben TO_NS und einige Korrekturterme (Walk, Flugzeit, Laufzeit des Laserlichtes). Im Rahmen dieser Arbeit wurden besonders die Meßmethoden für die einzelnen Korrekturterme von TO_NS , die damals noch nicht oder nur ungenau zur Verfügung standen, weiterentwickelt und verbessert.

TO_NS ist, abgesehen von einigen Walk-Korrekturen, die Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des BPM-Signals in TDC2 und dem frühest möglichen Stop-Signal in TDC0/1, das von einem Neutrino in Modul 234 erzeugt werden kann. Für die Laser-Messung werden sowohl in die Upstream-Enden der Hauptdetektor-Module, als auch in den Čerenkov-Detektor mit dem Laser-Kalibrationssystem mit einer Rate von 10 Hz Laser-Pulse eingeschossen. Gemessen wird die Zeitdifferenz

$$\begin{aligned} \Delta T_1 = & T_{2,VEV}(\text{Laser}) - T_{2,CER}(\text{Laser}) \quad (5.26) \\ = & t_{fib}(\text{Laser} \rightarrow K) + t_{PMT}(K) + t_{Kabel}(K) + W_{up,ream}(K) + t(K \rightarrow OR, M = 1) \\ & + \Delta t(K, M) + t(OR \rightarrow TDC2) - t_{fib}(\text{Laser} \rightarrow CER) - t_{Kabel}(CER) - W_{CER}(\text{Laser}) \end{aligned}$$

zwischen dem laserinduzierten Signal in Modul K und dem Čerenkov-Signal. Da bei dieser Spezialmessung nur ein Ereignis pro Strahlperiode aufgenommen wird, ist $T_{2,VEV}$ die Zeit des Laser-Ereignisses. Aus dieser Messung kann die Zeitdifferenz zwischen einem strahlinduzierten Čerenkov-Signal und einem Neutrinosignal von Modul 234 bestimmt werden.

Um die Zeitdifferenz für das BPM-Signal zu bekommen wird in der zweiten Messung die Differenz

$$\Delta T_2 = T_{2,BPM}(ISIS) - T_{2,CER}(ISIS) \quad (5.27)$$

$$= TOF(\mu SR \rightarrow BPM) + W_{BPM}(ISIS) + t_{Kabel}(BPM) \\ - TOF(\mu SR \rightarrow CER) - W_{CER}(ISIS) - t_{Kabel}(CER)$$

zwischen dem strahlinduzierten BPM-Signal und dem Čerenkov-Signal gemessen. Diese Auswertung läßt sich mit normalen Neutrino-Files durchführen, bei deren Aufnahme das μSR -Target im Strahl war. Subtrahiert man die Ergebnisse beider Messungen, so hebt sich die Kabellaufzeit des Čerenkov-Detektors heraus. Mit einigen *Time Of Flight*-, Walk- und Laufzeit-Korrekturen erhält man daraus den gesuchten Parameter:

$$TO_{NS} = \Delta T_1 - \Delta T_2 + TOF_{\Sigma} + W_{BPM}(ISIS) - W_{CER}(ISIS) \\ + W_{CER}(Laser) - W_{up, reem}(K) + \Delta t_{fib} - TREL_0(K) - \Delta t(K, M) \quad (5.28)$$

Alle Parameter auf der rechten Seite der Gleichung werden entweder gemessen oder berechnet.

Um sicher zu gehen, welches Modul bei der Laser-Messung t_{ro} ausgelöst hat, wird dabei in der Regel die Hochspannung aller Photomultiplier abgeschaltet, außer der für Modul K . Für einige Runs stehen jedoch nur Daten zu Verfügung, bei denen alle Module eingeschaltet waren. In diesem Fall kann man Modul K wie bei der normalen Zeitkalibration durch den Vergleich der T_{rel} -Werte mit den entsprechenden $TREL_1$ -Parametern herausfinden. Außerdem muß auf Grund der hohen Multiplizität dieser Messungen die multiplizitätsabhängige t_{or} -Laufzeit nach Gleichung 5.8 korrigiert werden:

$$\Delta t(K, M) = \frac{T_{rel}(K) - TREL_1(K)}{G_{Trel}(K)} \quad (5.29)$$

Leider ist die Lichtleiter-Ankopplung an das Upstream-Ende von Modul 234 nicht gut genug, um direkt mit dem Referenzmodul messen zu können. Darum muß nach Gleichung 5.9 mit $TREL_0(K)$ die unterschiedliche Signallaufzeit zwischen Modul K und Modul 234 korrigiert werden:

$$t_{PMT}(K) + t_{Kabel}(K) + t(K \rightarrow OR, M = 1) = t_{PMT}(234) + t_{Kabel}(234) \\ + t(234 \rightarrow OR, M = 1) + TREL_0(K) \quad (5.30)$$

$\Delta t_{fib} = t_{fib}(Laser \rightarrow CER) - t_{fib}(Laser \rightarrow K)$ ist die Laufzeitdifferenz des Laserlichts durch die Lichtleiter zum Čerenkov-Detektor bzw. zum Upstream-Ende von Modul K . Die Messung der einzelnen Laufzeiten wird in Kapitel 5.2.3 beschrieben.

$W_{up, reem}(K)$ ist die Walk-Verschiebung des Laser-Pulses durch den Upstream-Diskriminator auf der ASTERIX-Karte von Modul K . Abbildung 5.7 zeigt einen gemessenen Laser-Puls, wie ihn der Upstream-Photomultiplier eines Hauptdetektor-Moduls sieht. Der UV-Puls des Lasers (337 nm) wird über einen Quarz-Lichtleiter in den mit PPP-Szintillator gefüllten Splitter geleitet, wo er über Photolumineszenz Szintillationslicht erzeugt. Über einen 3.5 m langen Plastik-Lichtleiter wird das Szintillationslicht dann seitlich neben einem der beiden Upstream-Photomultiplier in das Modul eingespeist. Der größte Teil des Lichtes wird direkt und über Totalreflexion zum Downstream-Ende des Moduls geleitet, wo es teils auf die Photokathoden der beiden Downstream-Multiplier (28%) und teils auf die verspiegelte Endfläche (72%) trifft. Der zurückreflektierte Anteil wird von den Upstream-Multipliern nachgewiesen. Die auf diese Weise gemessene dt -Differenz entspräche einem Ereignis am Downstream-Ende des Moduls.

Auf seinem Weg zum Downstream-Ende des Moduls wird jedoch ein Teil des eingespeisten Lichtes im Szintillator absorbiert und gleich darauf wieder homogen in alle Raumrichtungen *reemittiert*. Der

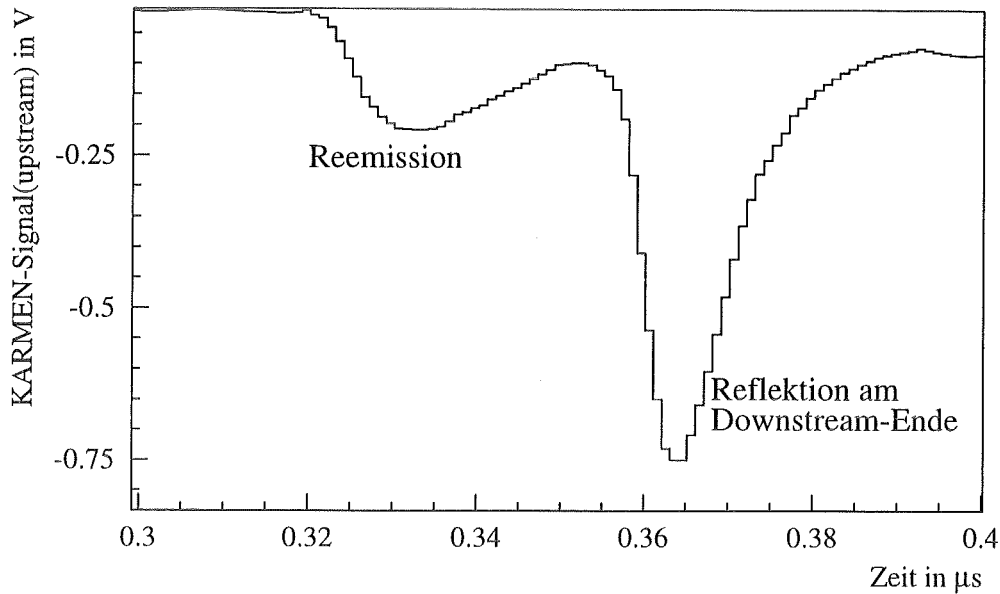


Abbildung 5.7: Signal eines Upstream-Multipliers im Hauptdetektor. In das Upstream-Ende des Moduls wurde Laser-Licht eingeschossen. Das meiste Reemissionslicht, das der Multiplier sieht, wird noch in seiner Nähe durch absorbiertes Laser-Licht erzeugt.

Anteil, der die Upstream-Multiplier erreicht, ist besonders in der Nähe des Plastiklichtleiters neben den Multipliern groß, wo ein Großteil des Szintillationslichtes unter 400 nm innerhalb weniger Zentimeter absorbiert wird. Verglichen mit einem echten Downstream-Ereignis wird daher am Upstream-Ende deutlich mehr Licht nachgewiesen. Der mit dieser Energie bestimmte Upstream-Walk wäre daher zu klein. Würde man auf den reflektierten Puls triggern, müßte man außerdem bei der Differenz der Lichtlaufzeiten Δt_{fib} zusätzlich die Laufzeit zum Downstream-Ende und wieder zurück berücksichtigen. Bei der Laser-Messung geht man daher einen anderen Weg. Es wird ein Modul mit guter Lichtleiterankopplung ausgewählt, so daß die Intensität des Laser-Pulses groß genug ist, um schon mit dem *Reemissionslicht* den Upstream-Diskriminator zu triggern. Für diesen Fall ist der "Ereignisort" in Modul K genau bekannt. Der gemessene DT-Wert sollte, abgesehen von den beiden Walk-Verschiebungen W_{up} und W_{down} , gleich dem DT-Wert DT_{up} des Upstream-Endes von Modul K sein. Zusammen mit dem DT-Konversionsfaktor G_{dt} (siehe Kapitel 3.3) kann man dann für den *Reemissions-Walk* des Upstream-Signals schreiben:

$$W_{up, reem}(K) = \frac{DT(K) - DT_{up}(K)}{G_{dt}(K)} + W_{down}(E_D) \quad (5.31)$$

$W_{CER}(\text{Laser})$ ist der Walk des Čerenkov-Diskriminators bei der Laser-Messung. Er wird direkt aus der Pulsform abgelesen, die am Diskriminator-Eingang mit Hilfe eines 1 GHz-Digitaloszilloskops gemessen wurde. Abbildung 5.8 zeigt einen gemessenen Puls. Im Gegensatz zu den KARMEN-Modulen wird das Laser-Licht über einen 127.8 m langen Quarz-Lichtleiter direkt in den Čerenkov-Detektor eingeleitet. Bei der Erzeugung des Laser-Pulses in der Stickstoff-Entladungskammer entsteht neben dem 337 nm-Puls auch ein geringer Anteil an Licht im sichtbaren Bereich (> 400 nm). Durch die Dispersion in dem langen Lichtleiter kommt dieser Anteil 12 ns vor dem eigentlichen Laser-Puls an. Damit

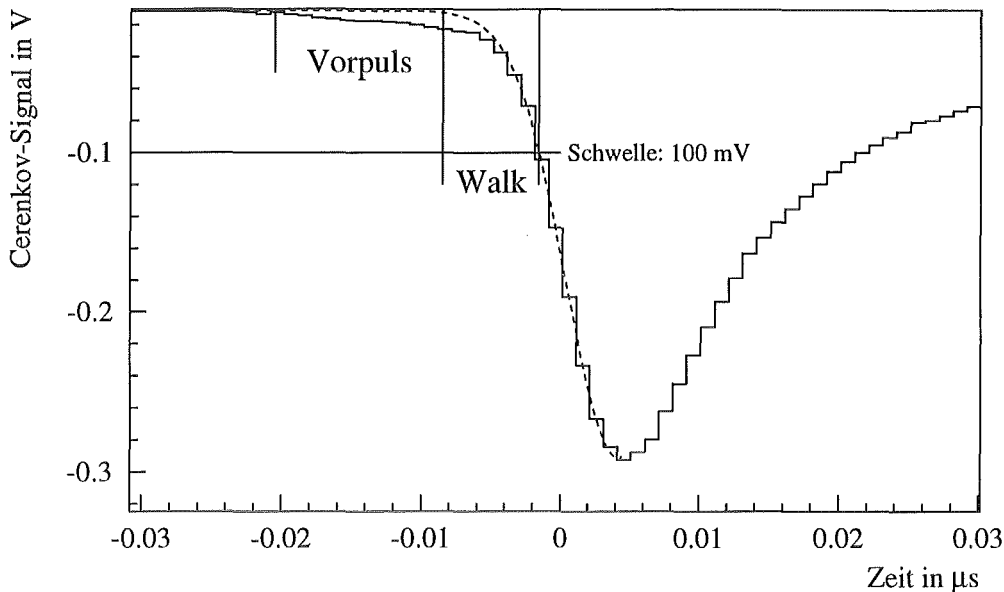


Abbildung 5.8: Čerenkov-Walk des Laser-Signals. Die gestrichelte Linie ist das angepasste Signal des Downstream-Multipliers, mit dem der Startpunkt des 337 nm Laser-Pulses bestimmt wird.

der Diskriminator nicht auf diesen Vorpuls triggert, wird die Schwelle für diese Messung auf 100 mV erhöht. Um die Walk-Verschiebung aus der gemessenen Pulsform ablesen zu können, muß der Beginn des UV-Pulses bestimmt werden. Da dieser jedoch von dem Vorpuls verdeckt wird, normiert man die Amplitude des gleichzeitig gemessenen Downstream-Signals von Modul K auf den Čerenkov-Puls und überlagert beide Bilder. Unter der Annahme, das das Photolumineszenzlicht im Splitter nur von dem UV-Anteil des Laser-Pulses erzeugt wird, kann man so in Abbildung 5.8 den Anfang des UV-Pulses bestimmen.

$W_{CER}(ISIS)$ ist die Walk-Korrektur für den Čerenkov-Diskriminator bei der *Beam-On*-Messung. Wie schon bei der Laser-Messung wird auch hier die Pulsform des Čerenkov-Signals mit dem Oszilloskop digitalisiert und der Walk direkt abgelesen. Die Schwelle lag bei der in Abbildung 5.9 dargestellten Messung bei 37 mV. Die Schwelle wurde so eingestellt, daß das Amplituden/Schwellen-Verhältnis des Čerenkov-Signals genauso groß war wie das des BPM-Signals. Damit bleibt selbst bei größeren Variationen des ISIS-Strahlstroms die Zeitdifferenz T_2 auf wenige Nanosekunden stabil. Die Wahl der Lage des Startpunktes des Protonenpulses legt fest, an welcher Stelle t_0 innerhalb des Strahlpulses liegt. Alle anderen Walk-Korrekturen, die bei der Berechnung der Ereigniszeit $t_K - t_0$ vorkommen, sind Walk-Differenzen von Signalen, deren Korrekturwert nach den gleichen Methoden bestimmt wurde und eventuelle systematische Abweichungen sich somit wieder herausheben.

$W_{BPM}(ISIS)$ ist die Walk-Korrektur des BPM-Signals. Es gibt zwei Methoden den BPM-Walk zu bestimmen. Bei der ersten Methode verwendet man, wie schon bei den vorangehenden Korrekturen beschrieben, die mit dem Oszilloskop aufgenommene Pulsform und liest die Walk-Verschiebung direkt ab (siehe Abb. 5.10). Die zweite Methode verwendet die mit dem Transienten-Rekorder aufgenommene und für jede *Neutral*-Periode abgespeicherte Pulsform. Der Algorithmus der Walk-Analyse wird in Kapitel 5.2.4 beschrieben. Da bei der Berechnung der Ereigniszeit ebenfalls diese Methode zur BPM-

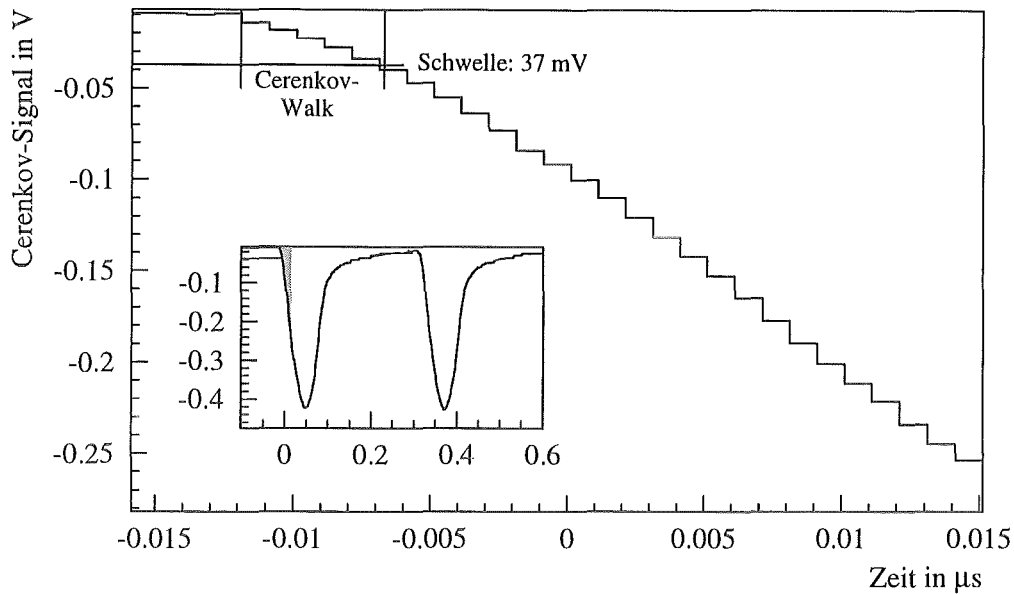


Abbildung 5.9: Čerenkov-Signal des ISIS-Protonenstrahls, aufgenommen mit dem 1 GHz-Oszilloskop für die Walk-Korrektur.

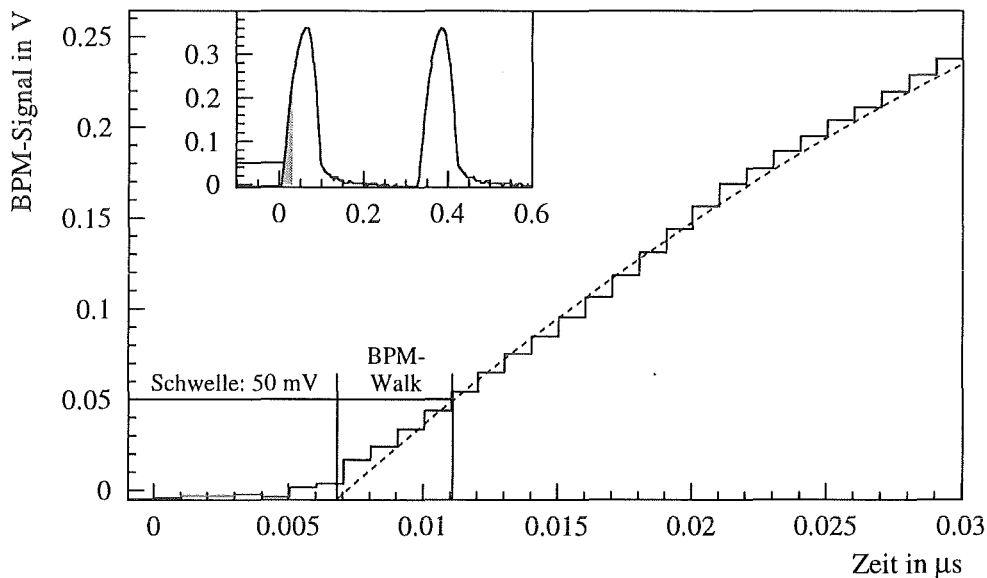


Abbildung 5.10: BPM-Signal, aufgenommen mit dem 1 GHz-Oszilloskop. Die gestrichelte Line zeigt den quadratischen Polynomfit für die Walk-Bestimmung.

Walk-Korrektur verwendet wird, wird sie auch bei der TO_{NS} -Bestimmung bevorzugt. Die Oszilloskop-Messung dient nur zur Kontrolle. Sie liefert im Rahmen der Meßgenauigkeit das gleiche Resultat.

$TOF_{\Sigma} = TOF(\mu SR \rightarrow BPM) + TOF(BPM \rightarrow \text{Haupttarget} \rightarrow 234) - TOF(\mu SR \rightarrow CER)$ ist die Summe der gerechneten *Time Of Flight* Korrekturen. Der Abstand zwischen μSR -Target und Čerenkov-

Detektor beträgt 7.0 m. Daraus folgt eine Flugzeit der Gammas von 23.3 ns. Der Abstand zwischen μ SR-Target über BPM zum Haupt-Target beträgt 21.37 m. Für Protonen mit einer kinetischen Energie von 750 MeV ergibt sich eine Flugzeit von 85.7 ns (vor Run 26) und für 800 MeV-Protonen (ab Run 26) beträgt die Flugzeit 84.7 ns. Das Upstream-Ende des Referenzmoduls 234 ist 15.95 m vom Haupt-Target entfernt. Die Neutrinos haben damit eine Flugzeit von 53.2 ns. Addiert man die einzelnen Flugzeiten auf, so erhält man folgende Werte:

$$\begin{aligned} TOF_{\Sigma}(750\text{MeV}) &= 115.6\text{ ns} && \text{vor Run 26} \\ TOF_{\Sigma}(800\text{MeV}) &= 114.6\text{ ns} && \text{ab Run 26} \end{aligned}$$

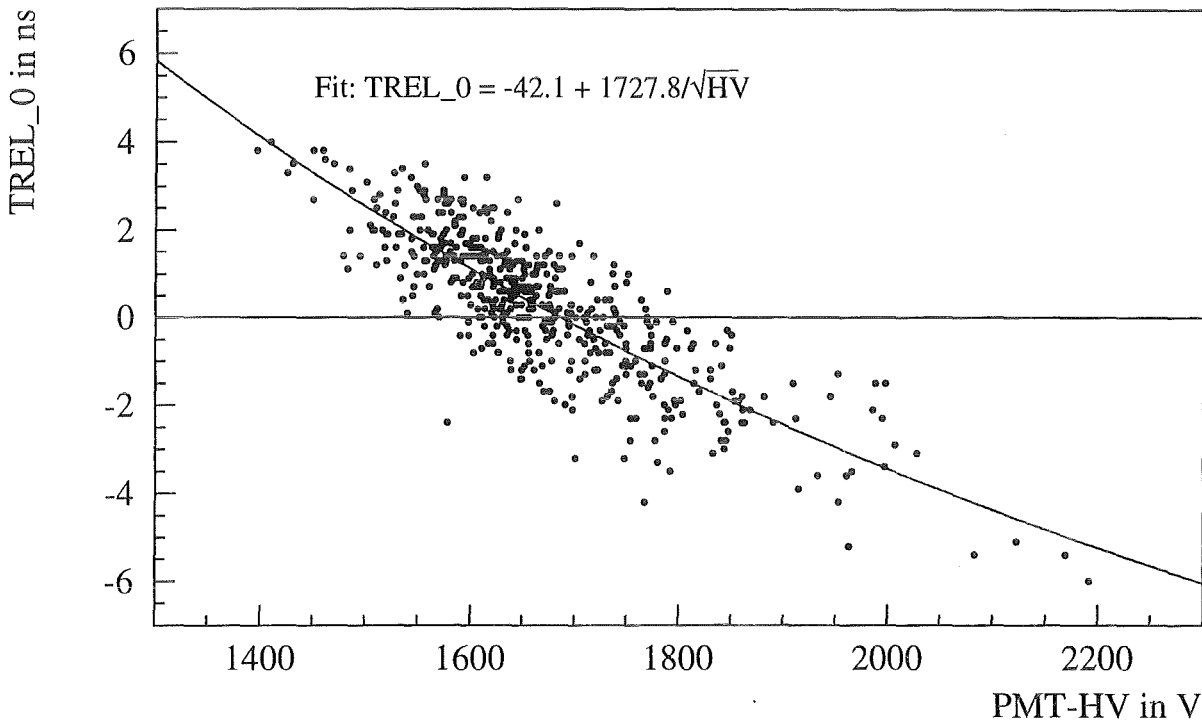


Abbildung 5.11: Der Fit der $TREL_0(I)$ -Werte über der Versorgungsspannung liefert die absolute Signallaufzeit der Elektronen durch das Referenzmodul 234. Jeder Punkt entspricht einem Upstream-Photomultiplierpaar.

In Tabelle 5.2 sind die einzelnen Parameter für verschiedene TO_{NS} -Messungen aufgelistet. Die erste Zwischensumme enthält das Resultat der Laser-Messung. Sie repräsentiert die konstanten Anteile der Laufzeitdifferenz zwischen den Čerenkov- und Modulkabeln, während die energie- und multiplizitätsabhängigen Größen abgezogen wurden. Zwischen Run 16 und 29 gab es keine Änderungen in diesem Teil der Hardware. Zwischen Run 29 und 32 wurden einige Änderungen durchgeführt, um die Anzahl der möglichen Ereignisse pro Strahlperiode von 8 auf 16 zu erhöhen. Außerdem wurde das MLU-Interface eingebaut und der SMU-Trigger für gestoppte Myonen eingeführt. Die dadurch aufgetretenen Laufzeitänderungen im Hauptdetektorzweig wurden jedoch durch Anpassung verschiedener Gate- und Delay-Zeiten im Triggersystem weitgehend kompensiert [Kle94]. Ab Run 40 wurden die

Laser-Messungen mehrfach wiederholt und führten im Rahmen der Meßgenauigkeit jedesmal zum gleichen Ergebnis. Vor Run 40 standen keine Datenfiles einer Laser-Messung zur Verfügung, mit dem ΔT_1 nach den neuen Methoden ausgewertet werden konnte. Von Run 24 konnte jedoch ein Protokoll verwendet werden, das eine Laser-Messung ausreichend dokumentierte, um die notwendigen Walk- und Laufzeit-Korrekturen abschätzen zu können. Das Resultat stimmt gut mit den nach Run 40 gemachten Messungen überein.

In der Definitionsgleichung 5.25 für $T0_NS$ steht die absolute Signallaufzeit $t_{PMT}(234)$ der Elektronen durch die Upstream-Multiplier von Modul 234. Da diese Zeit von der Versorgungsspannung des Multipliers abhängt, müßte man nach jeder neuen HV-Einstellung, bei der diese Spannung geändert wurde, die Laser-Messung wiederholen. Es gibt jedoch eine einfache Methode, wie die absolute Signallaufzeit des Referenzmoduls direkt aus den Eichparametern $TREL_0(I)$ und den zugehörigen Upstream-Spannungen $HV(I)$ der Hauptdetektor-Module bestimmt werden kann. Die Signallaufzeit zwischen zwei Elektroden im Photomultiplier (Kathode, Dynoden und Anode) ist umgekehrt proportional zu $\sqrt{\Delta HV}$ [Phi90]. Werden, wie bei KARMEN, alle Teilspannungen ΔHV im Photomultiplier über einen passiven Spannungsteiler von einer einzigen Versorgungsspannung HV gebildet, so kann man für die gesamte Laufzeit in guter Näherung schreiben $t_{PMT}(I) = C/\sqrt{HV(I)}$, mit der Konstanten C , die von der Geometrie des Multiplier-Typs abhängt. In Gleichung 5.9, die $TREL_0(I)$ definiert, sind die reinen Kabelllaufzeiten von der Anode der Upstream-Multiplier bis zum OR-Gatter für alle Hauptdetektor-Module nahezu gleich, so daß man schreiben kann:

$$TREL_0(I) = t_{PMT}(I) - t_{PMT}(234) = \frac{C}{\sqrt{HV(I)}} - t_{PMT}(234) \quad (5.32)$$

Ein linearer Fit über $TREL_0(I)$ und $1/\sqrt{HV(I)}$ liefert die beiden Konstanten C und $t_{PMT}(234)$ für das Experiment-File, mit dem die T_{rel} -Eichung durchgeführt wurde (siehe Abb. 5.11). Das Ergebnis des Fits ($t_{PMT}(234) = 42.1 \pm 0.7$ ns) stimmt gut mit den angegebenen Daten im Handbuch [Phi90] überein. Der ursprünglich gemessene $T0_NS$ -Wert wird bei dieser Korrektur ersetzt durch: $T0_NS - t_{PMT}(234, alt) + t_{PMT}(234, neu)$

Die zweite Zwischensumme in Tabelle 5.2 enthält die Ergebnisse der *Beam-On*-Messungen. Wie schon bei der Laser-Messung sind auch hier die angegebenen Fehler für Runs vor 40 größer, da der Čerenkov-Walk nur anhand des damaligen Strahlstroms, der μSR -Dicke und der Schwelleneinstellung abgeschätzt werden konnte. Bei diesen Messungen sind größere Sprünge zu sehen, als bei den Laser-Daten, da im BPM-Zweig im Laufe der Zeit einige Änderungen vorgenommen worden waren [Kle94]. Die angegebenen Fehler beziehen sich nur auf die statistischen Schwankungen der einzelnen Meßdaten. Die Werte sind jedoch nur eine Momentaufnahme des Detektors zum Zeitpunkt, zu dem das analysierte File aufgenommen wurde. Bei der Auswertung schneller Neutronen fand man, daß die Maxima der Doppelpulse im prompten Zeitfenster für ältere Runs um etwa 20 ns früher kommen als bei neueren Daten ab Run 40 [Web95]. Dies deutet auf einen systematischen Fehler von etwa 20 ns in den alten Daten hin, der bis jetzt allerdings noch nicht lokalisiert werden konnte. Hier ist noch etwas "Detektivarbeit" notwendig, um die alten $T0_NS$ -Werte richtig zu rekonstruieren.

Um die Zuverlässigkeit der neueren $T0_NS$ -Messungen zu überprüfen, wurde Anfang 1994 eine zweite Messung nach einer neuen Methode durchgeführt. Dabei wurden die Signallaufzeiten in den Kabeln und der Elektronik direkt gemessen, ohne den Umweg über die Differenzzeitmessung mit dem Čerenkov-Detektor [Rap95]. Das Ergebnis war (222.9 ± 2.8) ns und muß mit dem Ergebnis von Run 47 (224.7 ± 1.7) ns verglichen werden. Die hervorragende Übereinstimmung zeigt die Verlässlichkeit der $T0_NS$ -Werte ab Run 40.

Parameter in ns	+/-	Run 16	Run 26	Run 40	Run 47 (16)	Run 47 (435)
ΔT_1 (Laser)	+	—	-352.1 ± 0.5	-355.3 ± 0.5	-347.9 ± 0.5	-348.2 ± 0.5
$\Delta t(K, M)$	-	—	0.0 ± 0.2	-3.5 ± 0.2	0.1 ± 0.2	0.2 ± 0.2
TREL.0(K)	-	—	0.2 ± 0.2	-1.1 ± 0.2	2.1 ± 0.2	-1.9 ± 0.2
$W_{up,recm}(K)$	-	—	9.5 ± 2.0	9.7 ± 0.5	9.0 ± 0.5	9.5 ± 0.5
$W_{CER}(Laser)$	+	—	7.0 ± 2.0	6.0 ± 0.5	5.0 ± 0.5	5.0 ± 0.5
Δt_{fib}	+	—	497.4 ± 0.9	497.4 ± 0.9	497.4 ± 0.9	493.9 ± 0.9
Zwischensumme		143.0 ± 3.0	143.0 ± 3.0	143.0 ± 1.3	143.3 ± 1.3	142.9 ± 1.3
ΔT_2 (ISIS)	-	95.4 ± 0.5	93.4 ± 0.5	23.1 ± 0.5		31.0 ± 0.5
$W_{BPM}(ISIS)$	+	5.0 ± 0.5	8.0 ± 0.5	3.5 ± 0.5		3.5 ± 0.5
$W_{CER}(ISIS)$	-	12.0 ± 2.0	11.0 ± 2.0	13.2 ± 0.5		5.5 ± 0.5
TOF_{Σ}	+	115.6 ± 0.6	114.6 ± 0.6	114.6 ± 0.6		114.6 ± 0.6
Zwischensumme		13.2 ± 2.2	18.2 ± 2.2	81.8 ± 1.1		81.6 ± 1.1
TO_NS		156.3 ± 3.7	161.3 ± 3.7	224.8 ± 1.7		224.7 ± 1.7

Tabelle 5.2: TO_NS-Parameter für verschiedene KARMEN-Runs. Alle Zeiten sind in Nanosekunden angegeben. Für Run 47 wurde die Laser-Messung für zwei verschiedene Module (16 und 435) durchgeführt, die über verschiedene Splitter mit dem Lasersystem verbunden sind.

5.2.3 Messung der Laufzeit in den Lichtleitern

Im August 1993 wurde ein einfacher experimenteller Aufbau entwickelt, um die Lichtlaufzeiten in den Lichtleitern des Laser-Kalibrationssystems neu zu vermessen. Das Schema des Meßaufbaus ist in Abbildung 5.12 dargestellt.

Für die Messung wurden alle, bis auf einen Lichtleiter mit einer Messingblende abgedeckt. Mit dem Laser wurde in die offene Quarzfaser UV-Licht eingeschossen. Am ihrem fernen Ende wurde ein kleiner Teil des Laser-Lichtes wieder zurückreflektiert. Zwischen dem Laser und dem Lichtleiter befand sich ein Strahlteiler unter einem Winkel von 45° . Mit ihm wurde jeweils ein Teil des einlaufenden und des zurückreflektierten Laser-Pulses auf zwei getrennte Photomultiplier umgelenkt. Um die Photokathoden der Multiplier vor Umgebungslicht zu schützen, wurde das Licht nur über zwei kurze Plastiklichtleiter in die lichtdichten Gehäuse eingeführt, in denen die Multiplier montiert waren. Die Signale der beiden Multiplier wurden mit einem 1 GHz Digital-Oszilloskop aufgenommen. Die Differenz zwischen den beiden Signalen entsprach der doppelten Lichtlaufzeit im Quarzlichtleiter (siehe Abb. 5.13 und 5.14). Beide Photomultiplier wurden mit der gleichen Spannung (1000 V) betrieben, um Fehler durch unterschiedliche Elektronenlaufzeiten entlang der Dynodenketten zu vermeiden.

Die Čerenkov-Faser war der erste Lichtleiter, der untersucht wurde. Auf Grund der beobachteten Pulsform bei der Laser-Messung in Abbildung 5.8 wurde bereits vermutet, daß dem UV-Laser-Puls ein kleiner Anteil an blauem Licht beigemischt war. Um diesen Verdacht zu bestätigen, wurde die Lichtleiterlaufzeit einmal mit und einmal ohne UV-Filter vor dem Eingang des Multipliers gemessen, der den Stop-Impuls lieferte. Das Ergebnis zeigte einen Anteil an blauem Licht mit einer Wellenlänge von etwa 390 nm, dessen Photomultipliersignal nur 2% des UV-Signals betrug. Diese kleine Beimischung

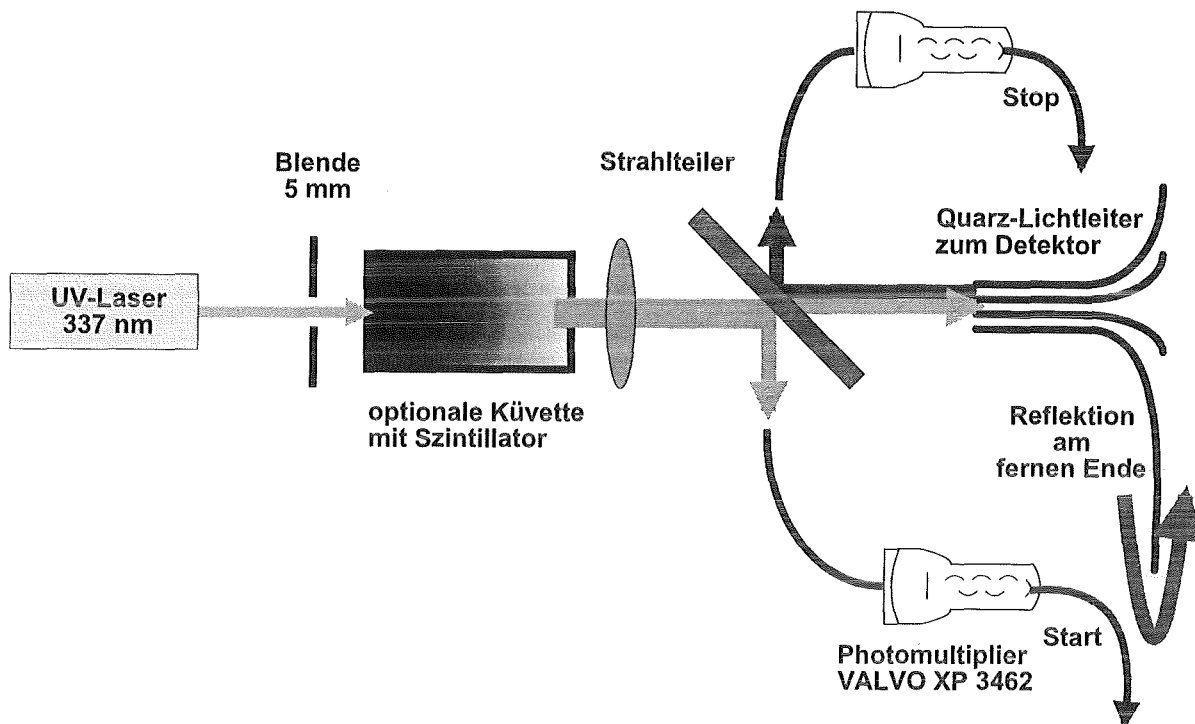


Abbildung 5.12: Schema der Laufzeitmessung in Lichtleitern.

durchlief den Lichtleiter um 23 ns schneller als das UV-Licht. Es kann daher als Ursache für den 12 ns früher eintreffenden Vorpuls bei der Laser-Messung angesehen werden.

Um sicherzugehen, welche der beiden gemessenen Transmissionszeiten die richtige war, wurden die Messungen mit verschiedenen Wellenlängen wiederholt. Dazu wurde zwischen Laser und Strahlteiler eine 11 cm lange Küvette mit PPP-Szintillator gestellt. Das eingeschossene Laser-Licht erzeugte über Photolumineszenz ein breites Reemissionsspektrum, aus dem mit Interferenzfiltern verschiedene Wellenlängen ausgewählt wurden. Die gemessenen Laufzeiten wurden anschließend über dem Brechungsindex n der Wellenlänge aufgetragen (siehe Abb. 5.15). Die Lichtgeschwindigkeit in Materie ist $c_n = c_0/n$, daher würde ein linearer Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Laufzeit erwartet. Außerdem hängt die Laufzeit aber noch von der Länge des effektiven Lichtwegs im Lichtleiter ab. Dieser ist länger als die geometrische Länge des Lichtleiters, da das Licht entlang seines Weges mehrfach reflektiert wird. Der mittlere Reflexionswinkel ist jedoch ebenfalls eine Funktion des Brechungsindex. Die kleinen Variationen der Brechungsindizes des untersuchten Wellenlängenbereichs erlauben jedoch trotzdem eine Approximation der Laufzeit durch eine lineare Funktion der Wellenlänge. In Abbildung 5.15 ist klar zu erkennen, daß die gemessene Laufzeit ohne UV-Filter dem Brechungsindex der Laser-Wellenlänge von 337 nm entspricht. Die Laufzeit des "blauen Anteils" schneidet die Gerade beim Brechungsindex von 390 nm. Die tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes wurde mit Hilfe einer frei zugänglichen Testfaser mit bekannter Länge gemessen. Daraus konnte dann die Länge der anderen Lichtleiter aus der Laufzeit berechnet werden.

Die Messungen wurden für alle Lichtleiter des Laser-Kalibrationssystem wiederholt. Für die Lichtleiter, die in einen mit PPP-Szintillator gefüllten Splitter hinein führen mußte zusätzlich berücksichtigt werden, daß das zurücklaufende Licht eine andere Wellenlängenverteilung hatte als das eingeschossene UV-Licht. Der größte Teil des UV-Lichtes wird nämlich im PPP-Szintillator absorbiert und mit dem

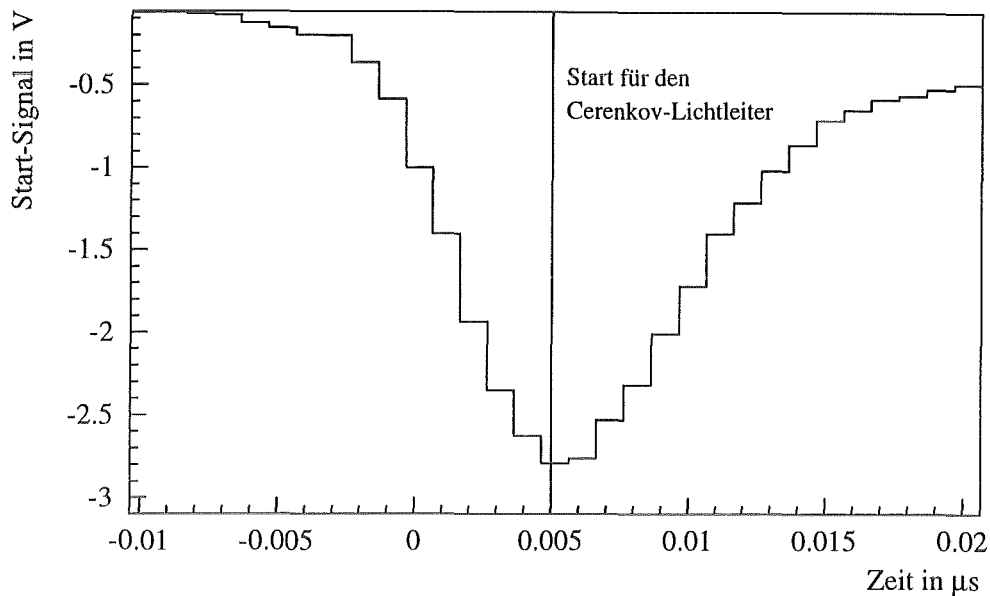


Abbildung 5.13: Laser-Puls vor dem Eintritt in den Čerenkov-Lichtleiter (Start-Signal der Laufzeitmessung).

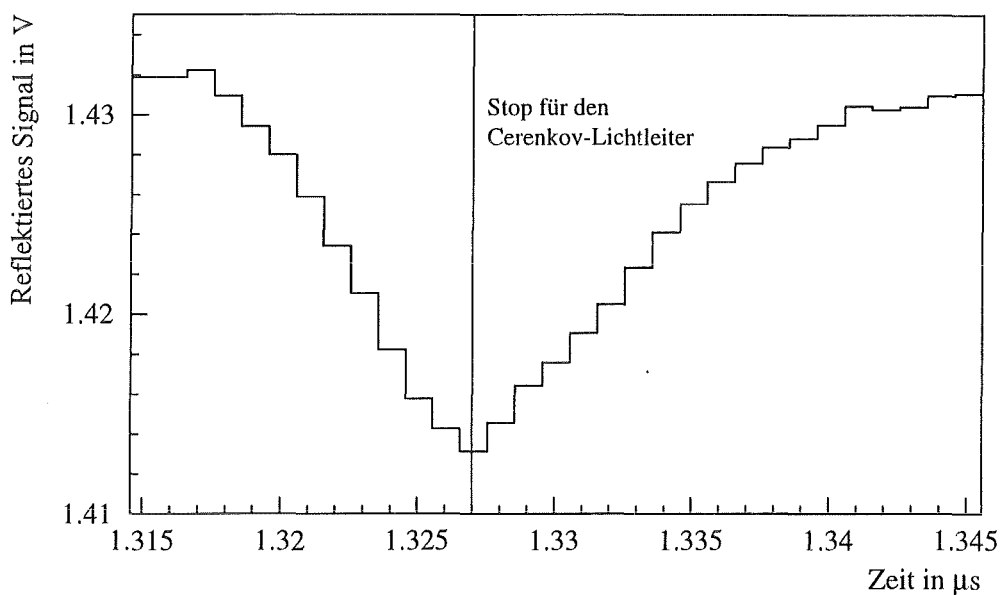


Abbildung 5.14: Reflektierter Laser-Puls aus dem Čerenkov-Lichtleiter (Stop-Signal der Laufzeitmessung).

charakteristischen PPP-Emissionsspektrum (Maximum: 425 nm) reemittiert. Die notwendigen Korrekturen lagen in der Größenordnung einer Nanosekunde. Die gleiche Korrektur mußte auch für die *Special Fibre* gemacht werden, die direkt in das Downstream-Ende des Referenzmoduls 234 Einkoppelt.

Die Lichtlaufzeit in den eingebauten Plastiklichtleitern, die das PPP-Licht von den Splittern zu den

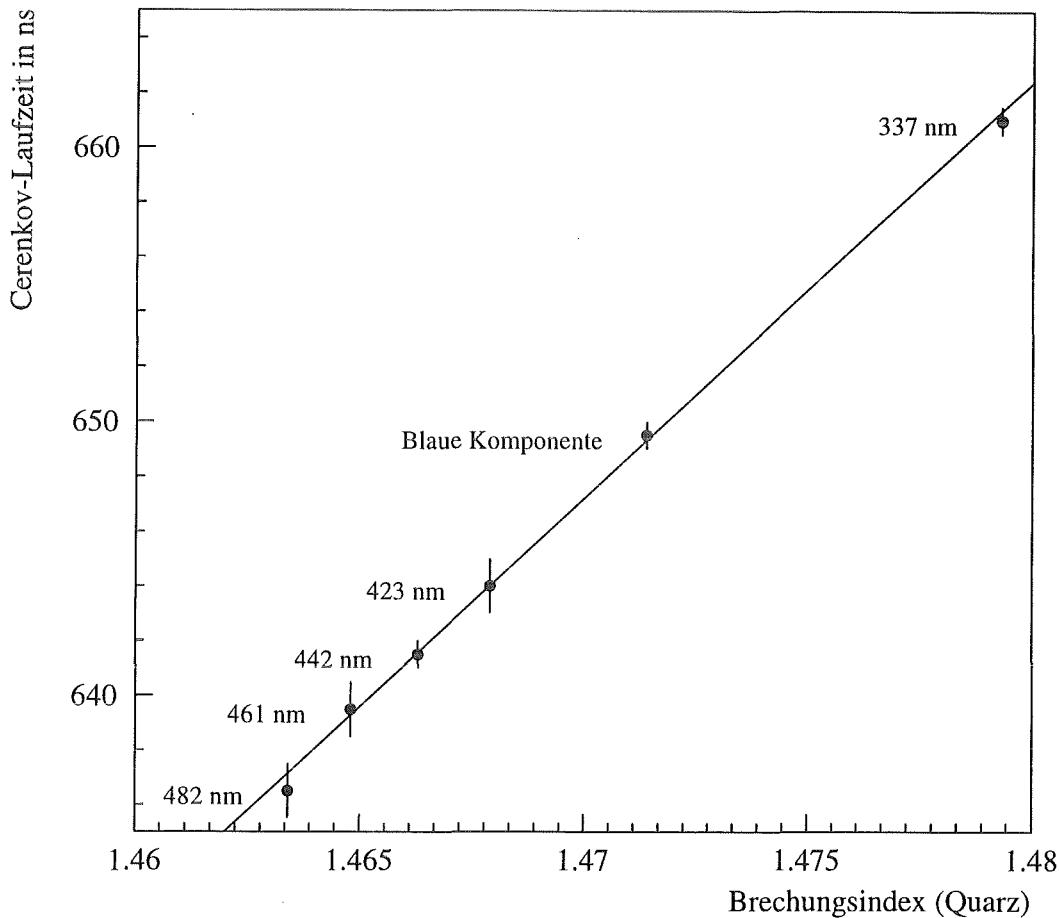


Abbildung 5.15: Lichtlaufzeiten für verschiedene Wellenlängen durch den Čerenkov-Lichtleiter, aufgetragen über dem Brechungsindex.

Modulenden verteilen, konnte nicht direkt gemessen werden. Es stand jedoch noch ein Plastiklichtleiter des gleichen Materials und der gleichen Länge (3.5 m) zur Verfügung, der vermessen werden konnte. Das PPP-Spektrum wurde mit der schon oben erwähnten Szintillator-Küvette im Laser-Strahl erzeugt.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Die Laufzeitdifferenz Δt_{fib} , die für die Berechnung von TO_{NS} notwendig ist, kann damit bestimmt werden. Man muß jedoch unterscheiden, ob Modul K , mit dem die Laser-Messung durchgeführt wurde in der oberen oder der unteren Hauptdetektorhälfte liegt, da die Quarzlichtleiter zu den jeweiligen Splintern geringfügig unterschiedliche Längen haben. Für ein Modul in der oberen Hälfte ist $\Delta t_{fib} = 497.4$ ns. Für ein Modul in der unteren Hälfte ist $\Delta t_{fib} = 493.9$ ns.

5.2.4 Korrektur des BPM-Walks

Die zeitliche Verteilung der Protonen wird für jeden ISIS-Doppelpuls mit dem Beam-Pickup-Monitor am Strahlrohr gemessen und von dem 8-Bit Flash-ADC des Transienten-Rekorders in 10 ns Schritten konvertiert und zwischengespeichert. Für jede *Neutral*-Strahlperiode mit einem Ereignis im prompten Fenster zwischen -200 und +50 μ s wird ein 640 ns breiter Bereich der konvertierten Daten ausgelesen

Lichtleiter	Länge	Material	Wellenlänge	Laufzeit
Laser → Čerenkov	127.8 m	Quarz	337 nm	(661.0 ± 0.5) ns
Laser → Čerenkov	127.8 m	Quarz	423 nm	(644.0 ± 1.0) ns
Laser → Čerenkov	127.8 m	Quarz	442 nm	(641.5 ± 0.5) ns
Laser → Čerenkov	127.8 m	Quarz	461 nm	(639.5 ± 1.0) ns
Laser → Čerenkov	127.8 m	Quarz	482 nm	(636.5 ± 1.0) ns
Laser → Čerenkov	127.8 m	Quarz	PPP-Spektrum	(642.5 ± 0.5) ns
Laser → Čerenkov	127.8 m	Quarz	“blauer Anteil”	(649.5 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(down., unten)	28.9 m	Quarz	337 nm	(149.6 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(down., oben)	28.3 m	Quarz	337 nm	(146.6 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(up., unten)	28.9 m	Quarz	337 nm	(149.4 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(up., oben)	28.1 m	Quarz	337 nm	(145.6 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(Shield top)	28.3 m	Quarz	337 nm	(146.6 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(Shield up.)	28.4 m	Quarz	337 nm	(147.1 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(Shield down.)	28.4 m	Quarz	337 nm	(147.1 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(Shield left)	29.0 m	Quarz	337 nm	(149.9 ± 0.5) ns
Laser → Splitter(Shield right)	28.1 m	Quarz	337 nm	(145.6 ± 0.5) ns
Laser → 234 Downstream	21.5 m	Quarz	337 nm	(111.0 ± 0.5) ns
Splitter → Modul	3.5 m	Plastik	PPP-Spektrum	(18.0 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	337 nm	(122.6 ± 0.3) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	400 nm	(120.5 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	410 nm	(120.2 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	423 nm	(120.0 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	442 nm	(119.7 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	461 nm	(119.5 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	482 nm	(119.0 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	PPP-Spektrum	(119.9 ± 0.5) ns
Testfaser (offenes Ende)	23.7 m	Quarz	“blauer Anteil”	(121.5 ± 0.5) ns

Tabelle 5.3: Lichtlaufzeiten für verschiedene Wellenlängen und Längen der Lichtleiter des Laser-Kalibrationssystems. Die Laufzeiten sind für einen Weg angegeben, gemessen wurde jedoch der Hin- und Rückweg.

und in die *Beam*-Datenstruktur übernommen (siehe Abb. 5.16). Der Startpunkt dieses Bereiches liegt etwa 60 ns vor t_0 und enthält die gesamte Doppelpulsstruktur.

Das BPM-Signal triggert außerdem den *Leading-Edge*-Diskriminator, der den BPM-Kanal von TDC2 und die Datenaufnahme des Transientenrekorders stoppt. Der Walk des Diskriminators wird durch eine *Off-Line* Analyse der aufgenommenen Pulsform bestimmt. Dazu wird an den ersten Puls ein Polynom 2. Ordnung angefitet. Der Abstand zwischen den Schnittpunkten der Fitfunktion mit dem ADC-Pedestal und der Diskriminatorschwelle liefert den gesuchten Korrekturwert des BPM-Walks. Die Kalibrationsroutine, die diese Analyse durchführt benötigt dazu die diese beiden Größen in Einheiten von ADC-Kanälen.

Das ADC-Pedestal wird für jede Strahlperiode durch Mittelung der ersten 50 ns der BPM-Daten neu

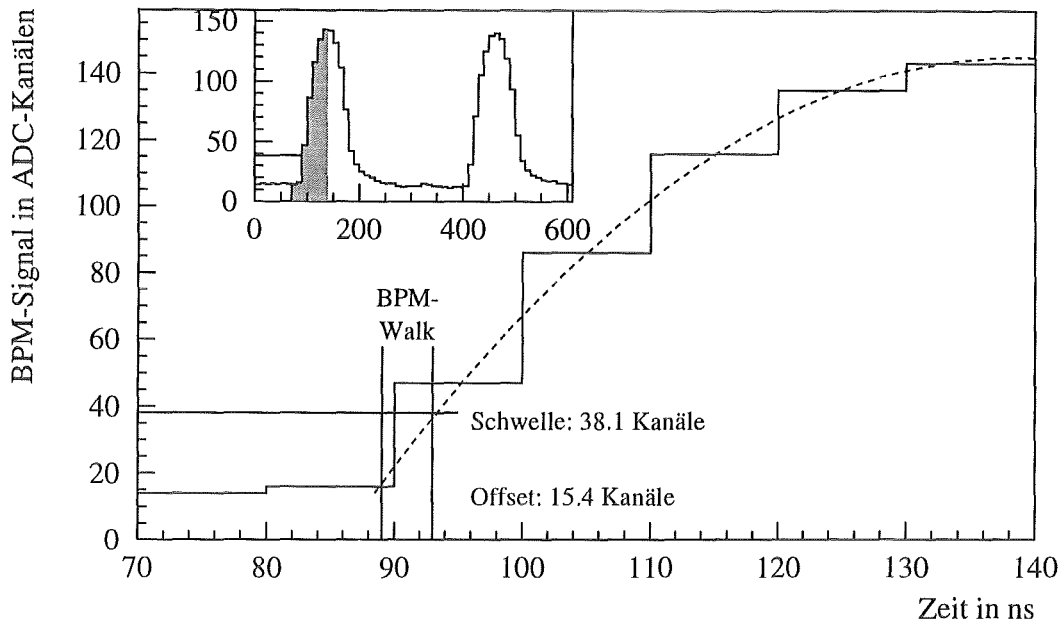


Abbildung 5.16: BPM-Signal, aufgenommen mit dem Transienten-Rekorder in 10 ns Schritten. Die gestrichelte Linie stellt den quadratischen Polynomfit dar, der für die Walk-Korrektur verwendet wird.

bestimmt. Um den Schwellenkanal zu bestimmen, werden für jeden Run die BPM-Fitfunktionen einiger tausend Strahlperioden über der Zeit aufgetragen (siehe Abb. 5.17). Da das Triggersignal des BPM-Diskriminators neben TDC2 auch die fortlaufende Konversion des Transienten-Rekorders stoppt, liegt der ADC-Kanal, der dem Triggerlevel entspricht, im Rahmen der Zeitauflösung (10 ns) immer an der gleichen Stelle. Wertet man ein Datenfile aus, bei dem der ISIS-Strahlstrom stark variierte, so kann man den Schnittpunkt der gefitteten Polynome leicht erkennen. Bei der in Abbildung 5.17 gezeigten Auswertung lag die Schwelle bei 38.1 ADC-Kanälen.

Abbildung 5.18 zeigt die Korrekturwerte des BPM-Walks über der Höhe des ersten Protonenpulses für ein normales Neutrino-File, bei dem der Strahlstrom extrem schwankte. Die Auflösung der Walk-Korrektur kann aus der Breite der Verteilung bei konstanter Amplitude mit ± 0.5 ns abgeschätzt werden. Eventuelle systematische Fehler durch die Wahl des Startpunktes des BPM-Pulses heben sich bei der Zeitkalibration wieder heraus, da zusammen mit $T0_NS$ immer nur Walk-Differenzen in die Berechnung der Zeit eingehen.

5.3 Zeitauflösung des KARMEN-Detektors

Die auf t_0 korrigierte Ereigniszeit setzt sich nach Gleichung 5.24 aus fünf Größen zusammen:

$$t_{K0} = t_K - t_0 = TDC0/1 - TDC2_{BPM} + W_{BPM} - T0_NS + TREL_NS(K) \quad (5.33)$$

Die ersten beiden Zeiten werden mit den 24-Bit TDCs direkt gemessen und werden in ihrer Genauigkeit durch deren Auflösung auf ± 1 ns begrenzt. TDC0/1 wurde dabei auf die TDC2-Zeit korrigiert. Die absolute Genauigkeit des TDCs wird durch die Frequenztoleranz von $\pm 0.5 \cdot 10^{-6}$ beschränkt. Die

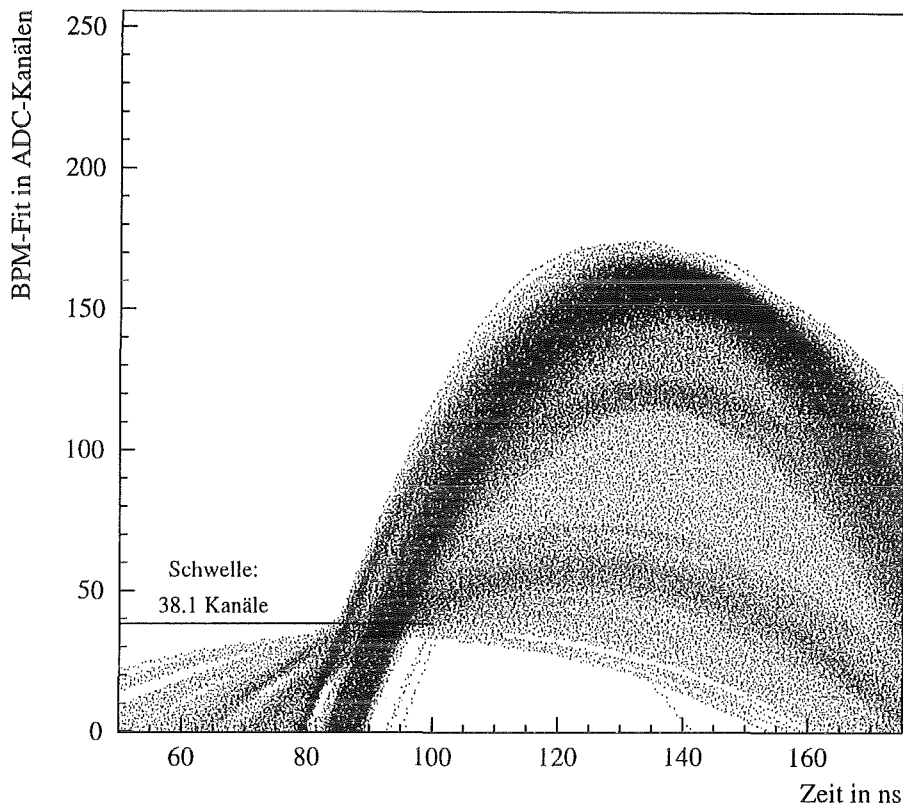


Abbildung 5.17: Quadratische Polynomfits mehrerer BPM-Signale. Der Kreuzungspunkt der Kurven kennzeichnet die Schwelle des *Leading-Edge* Diskriminators in ADC-Kanälen.

statistische Schwankung des Stop-Signals des Upstream-Multipliers von Modul K ist für Energien über 20 MeV konstant und beträgt ± 0.3 ns. Für kleinere Energien kann die Zunahme der statistischen Schwankung anhand der energieabhängigen DT-Auflösung in Abbildung 3.10 berechnet werden, die durch die statistische Schwankung der Differenzzeit dt bedingt ist. Der Unsicherheit des BPM-Walks wurde mit ± 0.5 ns abgeschätzt.

Der Fehler von $TREL_{NS}(K)$ (siehe Gleichung 5.13) wird vorallem durch die Ortskorrektur $t_{up}(K)$ und die Walk-Korrektur $W_{up}(K)$ bestimmt. Der Fehler von $t_{up}(K)$ ist jedoch teilweise mit dem Fehler der TDC0/1-Messung korreliert, da beide Zeiten vom gleichen vom gleichen Photomultiplier-Signal gestoppt werden. In Gleichung 5.24 hebt sich dadurch die Schwankung des Upstream-Multipliers gerade auf. Übrig bleibt jedoch die Schwankung des Downstream-Multipliers, die in der gleichen Größenordnung liegt. Darum reicht der energieabhängige Zeitjitter des Upstream-Photomultipliers aus, der bereits im vorangehenden Abschnitt berücksichtigt wurde. Auch die Unsicherheit der Walk-Korrektur geht nicht absolut in den Fehler ein, da zusammen mit $T0_{NS}$ nur die Differenz zwischen zwei Upstream-Walks in Gleichung 5.24 eingeht. Bei großen Energien ist diese Differenz vernachlässigbar. Für kleine Energien sollte der Fehler auf Grund der Pedestal- und Schwellen-Unsicherheiten (Kapitel 3.3.2) kleiner als 1 ns sein.

Der durch diese vier Größen verursachte Fehler ändert sich von Ereignis zu Ereignis. Er führt zu einer Verbreiterung des Zeitspektrums und kann als statistischer Fehler im Monte-Carlo-Programm zur

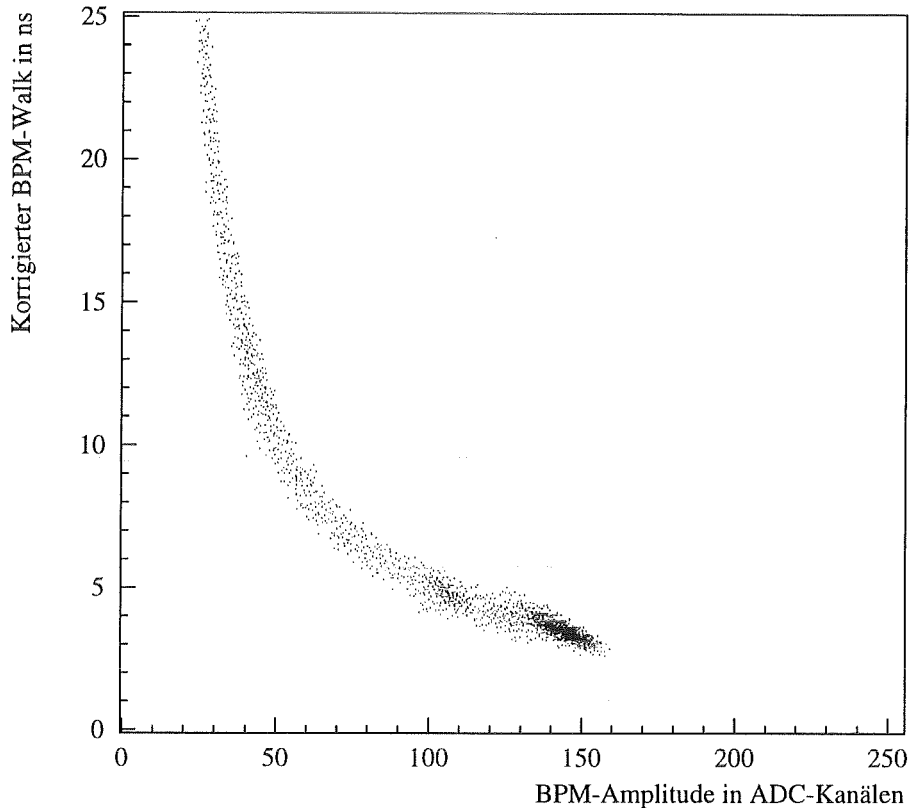


Abbildung 5.18: BPM-Walk-Korrektur über der Pulshöhe des mit dem Transienten-Rekorder digitalisierten BPM-Signals. Die Pulshöhen sind in ADC-Kanälen angegeben und entsprechen einem mittleren Strahlstrom zwischen 0 und 170 μA .

Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Zeitschnitte berücksichtigt werden:

$$\Delta t_{K0,stat.} = \pm 2 \text{ ns} \quad (5.34)$$

Der systematische Fehler von T_{0_NS} wurde bereits in Tabelle 5.2 angegeben. Er liegt ab Run 40 bei ± 2 ns. Davor wurde er auf ± 4 ns abgeschätzt. Neutronenauswertungen weisen jedoch darauf hin, daß bei der Rekonstruktion der alten Zeiten vor Run 40 eine systematische Verschiebung um etwa 20 ns noch nicht berücksichtigt wurde. Leider stehen für diese Runs nicht alle Daten zur Verfügung, die für eine komplette T_{0_NS} -Auswertung notwendig wären. Die fehlenden Größen mußten daher abgeschätzt werden. Sollte eine bessere Rekonstruktion nicht gelingen, so bleibt jedoch immer noch die Möglichkeit die Verschiebung mit Hilfe der schnellen Neutronen zu bestimmen und zu korrigieren.

Mit der neuen Zeitkalibration ist es nun erstmals möglich ab Run 40 die *neutral current* Anregung von ^{12}C durch ν_μ im Strahlfenster auszuwerten. Das Problem dieser Auswertung ist die saubere zeitliche Trennung der Neutrinoereaktionen von den strahlkorrelierten, schnellen Neutronen, die nur 40 ns nach den Neutrinos am Detektor eintreffen. Der erste Versuch einer t_0 -Kalibration wich noch um mehr als 35 ns von den neu bestimmten Werten ab, wodurch eine sinnvolle Auswertung der nur 40 ns breiten Neutrinoenster nicht möglich war. Den Erfolg für die neue Kalibration bracht, neben den neu bestimmten Korrekturtermen, vorallem die Verknüpfung der Zeitkalibration mit der T_{rel} -Analyse.

Kapitel 6

Entwicklung und Zukunft der Kalibration

Die ersten Kalibrationsroutinen für den KARMEN-Detektor wurden zwischen 1989 und 1991 entwickelt [Woe92]. Seit Mitte 1991 wurde die Kalibration im Rahmen der vorliegenden Arbeit weitergeführt. Der Ausbau der Kalibration vollzog sich auf zwei Ebenen: der Erzeugung der Eichparameter und der Programmierung der Subroutinen, die für den Auswerter die Schnittstelle zur Kalibration darstellen. Um die Erzeugung der Eichdaten muß sich der Auswerter in der Regel nicht kümmern. Sie werden am Ende jedes Runs ausgewertet und dann an alle Auswerter verteilt. Bei allen hier beschriebenen Änderungen in der Kalibration wurden jeweils auch alle zurückliegenden Daten bis einschließlich Run 16 neu ausgewertet, so daß die in den Kapiteln 3 bis 5 beschriebenen Kalibrationsmethoden für alle Runs gelten.

Zwischen 1991 und 1992 wurden die alten Kalibrationsroutinen verbessert und erweitert. Die Anwender-routinen erlaubten dem Auswerter eine modulweise Kalibration der Daten. Es zeigte sich jedoch bald das die notwendigen Verbesserungen zu komplex waren, um sie weiter dem einzelnen Auswerter aufzubürden. Besonders die ortsabhängige *Leakage*-Korrektur lies sich nicht mehr in übersichtliche Einzelroutinen aufteilen, sondern benötigte die Informationen in der *Event*-Struktur als Ganzes. Darum wurde von Mitte 1992 bis Anfang 1993 die Konzeption der Auswerter-routinen umgestellt. Die Kalibration verarbeitet jetzt das gesamte Ereignis, so daß sich der Auswerter nicht mehr um die einzelnen Modulinformationen kümmern muß. Im Rahmen dieser Umstellung wurden auch die Auswertemethoden und die Datenstruktur der Kalibrationsparameter geändert. Während der Entwicklungszeit wurden parallel dazu die Eichparameter nach der alten Methode erzeugt. Im Frühjahr 1993 wurde schließlich von der alten auf die neue Kalibration umgestellt. Bis zum Februar 1994 wurden noch weitere Verbesserungen besonders in der Zeit- und *Leakage*-Kalibration durchgeführt. Abgesehen von der Korrektur kleinerer Programmfehler gab es seither keine grundlegenden Änderungen mehr.

6.1 Ortskalibration

Die erste Ortskalibration verwendete wie noch heute die Ortsverteilung von Myonen in den Modulen und bestimmte über die Flanken der Spektren die DT-Kanäle des Upstream- und Downstream-Endes. Mit der neuen Kalibration wurde die Modulmitte als weiterer Fixpunkt eingeführt. Sie wurde zusammen

mit der Korrektur der äußeren Flanken defekter Module über die Spurfits der Myonen bestimmt. Auch die Walk-Korrektur wird erst seit 1993 angewandt.

6.2 Energiekalibration

Die erste Energiekalibration verwendete die Summenenergie ($E_U + E_D$) sowohl für die ortsabhängige Lichtausbeutekurve als auch für die Update-Werte. Die Spurlängen der Myonen wurden nicht auf senkrechte Spuren korrigiert. Die Energie des Landau-Peaks wurde für die mittlere Spurlängenverteilung der *Calibration Cosmics* mit 29.9 MeV angegeben. Für senkrechte Spuren erhält man daraus eine Landau-Energie von 28.8 MeV. Die vertikale *Leakage*-Korrektur wurde mit 6% zwischen allen Modulen innerhalb einer Vierereinheit der Segmentierung und mit 2% für Module am Rand der Einheit berücksichtigt. Horizontale *Leakage* wurde nicht korrigiert.

Ende 1991 wurde die Pedestal-Korrektur in die Kalibrationsroutinen eingefügt. Die notwendigen Messungen (modifizierte ADC-Interfaces) der Pedestals konnten jedoch erst während eines ISIS-Shutdowns Mitte 1992 gemacht werden. Mit diesen Referenz-Pedestals konnten dann über die Schwellenanalyse auch die Korrekturen für zurückliegende Runs berechnet werden.

Etwa zur gleichen Zeit wurde auch die Fitroutine für die Bestimmung der Landau-Peaks geändert. Der zuvor verwendete Polynomfit 4. Ordnung wurde durch die neue "Landau-Funktion" in Anhang B.2 ersetzt.

Schon 1991 deutete sich ein grundsätzliches Problem der Energieeichung an. Die gemessenen Spektren wiesen durchweg um etwa 10% zu niedrige Energien gegenüber den erwarteten Energieverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen auf. Darum wurde Ende 1992 eine neue Monte-Carlo-Simulationen (GEANT 3.16) der Landau-Verteilung für senkrechte Myonenspuren durchgeführt [Eit95]. Sie lieferte zwei Ergebnisse, je nachdem, welchen Wechselwirkungs-Algorithmus man anwandte. Mit δ -Elektronen erhielt man 29.6 MeV und mit der Energiedeposition nach der Landau-Theorie erhielt man 30.6 MeV. Um bei der absoluten Energieeichung nicht mehr von den Unsicherheiten der reinen Monte-Carlo-Simulation abhängig zu sein, wurde Mitte 1993 die Korrektur mit der oberen Flanke des Michelspektrums durchgeführt, die zu einem Wert von 31.3 MeV führte. Gleichzeitig wurden mit dieser Methode auch systematische Fehler bei der Bestimmung der einzelnen Eichparameter korrigiert.

Mit der Einführung der neuen Kalibration (1993) wurden die Spuren der *Calibration Cosmics* auf senkrechten Verlauf korrigiert, um die modul- und ortsabhängige Spurlängenverteilung auszuschalten. Die Lichtausbeutekurven werden nun getrennt für Upstream und Downstream ausgewertet, ebenso wie die Update-Werte. Für die Update-Spektren wurden außerdem Ortsschnitte eingeführt, die nur Ereignisse aus relativ flachen Bereichen der Lichtausbeutekurven zulassen. Die getrennte Update-Korrektur der Modulenden berücksichtigt die Tatsache, daß die meisten Änderungen der Lichtausbeute durch eine einseitige Ab- oder Zunahme des Photomultiplier-Signals verursacht werden.

Die orts- und modulabhängige *Leakage*-Korrektur wurde ebenfalls mit der neuen Kalibration eingeführt. Die Auswertung wurde zwischen Anfang 1993 und Februar 1994 noch verbessert. So wurde zum Beispiel für die Parametrisierung die anfangs verwendeten Polynome 4. Ordnung durch B-Splines ersetzt. Die Qualität der Energiekalibration wurde immer wieder mit Hilfe der Michel-Spektren kontrolliert. Besonders die multiplizitätsabhängigen Energiespektren der Michel-Elektronen lieferten immer wieder wertvolle Hinweise auf mögliche Schwachpunkte der Kalibration.

6.3 Zeitkalibration

Die erste Zeitkalibration stellte dem Auswerter die Parameter für die Stack-Zeit-Eichung [Gra92] und den Parameter $T0_NS$ [Dod92] für die t_0 -Kalibration zur Verfügung.

Mit der neuen Kalibration wurden zusätzlich die T_{rel} -Kalibration, die Laufzeitkorrektur der TDCs auf TDC2-Zeit, die Korrektur des BPM-Walks und die automatische Korrektur von Licht- und Signallaufzeiten in t_0 eingeführt. Die Auswertung der T_{rel} -Parameter für alte Runs wurde im Herbst 1993 abgeschlossen. Zu dieser Zeit wurde auch ein wichtiger Parameter von $T0_NS$ noch einmal nachgemessen, die Lichtlaufzeit in den Quarzlichtleitern des Laser-Kalibrationssystems. Es stellte sich heraus, daß die bis dahin verwendete Laufzeitdifferenz aus einer Messung von 1988 um 35 ns zu klein war, wodurch alle Ereignisse bei zu großen Zeiten lagen. Um den neuen $T0_NS$ -Wert zu verifizieren, wurde Anfang 1994 eine Messung nach einer komplett neuen Methode durchgeführt, die sämtliche Kabel- und Elektroniklaufzeiten, die in $T0_NS$ eingehen, direkt maß [Rap95]. Beide Ergebnisse waren im Rahmen des Fehlers (2 ns) gleich.

6.4 Fehlerliste

Ende 1992 wurde die sogenannte *Errorlist* eingeführt. Sie wird für jedes Experiment-File neu erzeugt und aktualisiert, bei dem ein Hardware-Fehler auftrat (z.B. eine neue undichte Platte der optischen Segmentierung oder ein ausgefallener Photomultiplier). Die Daten stehen dem Auswerter über einen einfachen Subroutinen-Aufruf in seinem Programm zur Verfügung, so daß er die verschiedenen Fehlerquellen bei der Datenanalyse berücksichtigen kann. Die Fehlerursache ist für jedes defekte Modul in einem 32-Bit breiten Datenwort kodiert, dessen Bedeutung im Anhang in Tabelle B.1 beschrieben ist.

6.5 Zukunft der Kalibration

Die Kalibration ist heute auf einem Stand, bei dem weitere Verbesserungen in der Genauigkeit der Kalibrationsparameter nur noch geringe Änderungen in den Ergebnissen der Neutrino-Auswertung erwarten lassen. In den Kapiteln 3 bis 5 wurden die einzelnen Möglichkeiten zukünftiger Verbesserungen der Kalibration schon beschrieben. Sie werden hier noch einmal aufgelistet, ohne noch einmal genauer darauf einzugehen:

- Bei der Ortskalibration kann die zur Zeit verwendete Walk-Korrektur durch die neue, in Kapitel 3.3.4 vorgeschlagene Methode ersetzt werden. Dadurch können die Probleme der Schwellenmessung umgangen werden. Das Problem lag bisher jedoch in der Auswertedauer und der großen Datenmenge (Histogramme) dieser Auswertemethode. Schnellere Rechnermodelle und größere Platten rücken diese Walkkorrektur nun jedoch in den Bereich des Möglichen.
- Schnellere Rechner würden auch bei der Energieeichung eine Verbesserung zulassen, nämlich den kompletten "Landau-Fit", der alle vier Parameter anpaßt, anstelle der aktuell verwendeten Vereinfachung (siehe Anhang B.2).
- Die *Leakage*-Korrektur der Lichtausbeutekurven könnte schon bei der Erzeugung der Landau-Spektren durchgeführt werden. Dadurch könnte die nachträgliche, gemittelte Korrektur wegfallen.

Dies würde auf der anderen Seite jedoch den Verlust der Unabhängigkeit der *Leakage*- und der Lichtausbeuteauswertung bedeuten.

- Die Zeitkalibration hat ab Run 40 die Grenzen der Hardware erreicht. Vor Run 40 muß jedoch versucht werden die *TO_NS*-Werte genauer zu rekonstruieren.

Bei der Entscheidung für eine neue Auswertemethode für die Eichparameter müssen zwei Punkte bedacht werden. Einerseits sollte sich die notwendige Rechenzeit in sinnvollen Grenzen bewegen. Andererseits muß bedacht werden, das nicht nur die neuen Runs, sondern auch alle zurückliegenden Runs nach der neuen Methode ausgewertet werden müssen. Das bedeutet, das neue Auswertemethoden mit den vorhandenen Daten in den Experiment-Files auskommen müssen.

Kapitel 7

Neutrino–Kern–Reaktionen im KARMEN–Detektor

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anregung der ^{12}C -Kerne im KARMEN–Szintillator durch Neutrinos ($\nu_e, \bar{\nu}_\mu$) aus dem μ^+ -Zerfall im ISIS–Target untersucht. Die Auswertung umfaßt die *Single Prong*¹ Analyse der *Neutral Current* Anregung (NC) zum $^{12}\text{C}(1^+, 1; 15.11 \text{ MeV})$ -Niveau und die *Charged Current* Reaktion (CC) zu angeregten $^{12}\text{N}^*$ -Zuständen. Das Ziel der Auswertung war die Bestimmung der flußgemittelten Wirkungsquerschnitte der beiden Reaktionen und ihr Vergleich mit theoretischen Vorhersagen auf der Basis des Standardmodells.

7.1 “Single Prong” Spektrum

Das *Single Prong* Spektrum von “beam on”-Strahlperioden besteht im wesentlichen aus dem zeitlich konstanten kosmischen Untergrund und aus strahlkorrelierten Neutrino- und Neutronreaktionen im Detektor. Der zeitlich konstante Anteil am Untergrund aus der natürlichen Radioaktivität wird im folgenden nicht berücksichtigt, da die Energie der Zerfallsprodukte deutlich unterhalb des für die Neutrinoreaktionen interessanten Energiebereichs liegt.

7.1.1 Kosmischer Untergrund

Auf unsere Atmosphäre trifft ständig hochenergetische kosmische Strahlung. Sie besteht hauptsächlich aus leichten Kernen (H,He), aber auch aus Kernen der CNO- und der Eisengruppe [Vol92]. Die primären Teilchen erreichen selbst nicht die Erdoberfläche, sondern lösen durch Wechselwirkungen mit den Kernen der Atmosphäre, in einer Kaskade von Reaktionen, ausgedehnte Luftschauer aus. Die auf der Erdoberfläche ankommenden Sekundärteilchen setzen sich aus drei Komponenten zusammen:

- Der *hadronische Anteil* besteht im wesentlichen aus Protonen und Neutronen.

¹Unter *Single Prong Ereignissen* versteht man Reaktionen, die nur ein einziges mal im Szintillator sichtbare Energie deponieren. Im Gegensatz dazu hat man bei *sequentiellen Signaturen* zwei räumlich und zeitlich korrelierte Ereignisse.

- Der *elektromagnetische Anteil* setzt sich aus Elektronen, Positronen und γ 's zusammen, die aus Paarbildungs-, Bremsstrahlungs- und Zerfallsprozessen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) stammen.
- Der *myonische Anteil* stammt aus Pionzerfällen in den oberen Schichten der Atmosphäre. Auf Grund der positiven Ladung der primären Hadronen überwiegt der Anteil der μ^+ gegenüber dem Anteil der μ^- im Verhältnis 55:45.

Die hadronischen und elektromagnetischen Komponenten werden sehr effektiv von der dicken Eisenabschirmung des KARMEN-Bunkers unterdrückt. Der Hauptteil des kosmischen Untergrundes im KARMEN-Detektor wird von Myonen verursacht. Die Details der Myonreaktionen als Quelle für den kosmischen Untergrund im KARMEN-Detektor wurden im Rahmen mehrerer Arbeiten eingehend untersucht: [Jan94], [Gra92], [Ebe92] und [Han91]. Im folgenden werden die wichtigsten Punkte des Myonuntergrundes und Methoden zu seiner Unterdrückung vorgestellt.

Kosmische Myonen werden durch den Eisenbunker nur zu etwa 60% abgeschirmt. Sie benötigen mindestens einen Impuls von 2 GeV/c, um den Bunker durchdringen zu können. Für die Untergrundanalyse ist die Unterscheidung zwischen *durchgehenden* und *gestoppten* Myonen notwendig. Die gemessene, mittlere Myonenrate beträgt im KARMEN-Detektor 1216 Hz. Davon werden 135 Hz im Zentraldetektor gestoppt [Gra92]. Die restliche Rate wird von durchgehenden Myonen verursacht. Die Rate der Myonen, die in der inneren passiven Eisenabschirmung gestoppt werden, kann nicht direkt gemessen werden, sondern ist nur über eine Monte-Carlo-Simulationen zugänglich. Sie beträgt 281 ± 20 Hz [Han91]. Abbildung 7.1 gibt einen Überblick über die einzelnen Myonreaktionen.

Durchgehende Myonen

Aus den vorangegangenen Kapiteln ist bereits eine spezielle Klasse durchgehender Myonen bekannt, die *Calibration Cosmics*. Durchgehende Myonen werden schon vom Hardware-Trigger erkannt und für *neutrale* Strahlperioden direkt verworfen. Sie können jedoch auf ihrem Weg durch den Detektor über den Austausch eines virtuellen Photons mit Kernen des Szintillators wechselwirken. Die häufigste Reaktion ist die Photodesintegration eines ^{12}C -Kerns, wobei ein Neutron frei wird. Das Neutron erzeugt innerhalb einiger 100 μs durch die weiter unten beschriebenen Nachweisreaktionen ein *neutrales* Ereignis mit einer Energie unter 10 MeV. Diese Ereignisse sind jedoch selten und können durch geeignete Zeit- und Energieschnitte effektiv unterdrückt werden.

Gestoppte Myonen

Der eigentliche kosmische Untergrund für die gesuchten Neutrinoereaktionen stammt von den zeitlich verzögerten Zerfallsprodukten von Myonen, die im KARMEN-Detektor gestoppt werden. Man unterscheidet zwei Prozesse: den Myonzerfall und den Myoneinfang am Kern.

Zerfall gestopppter Myonen

Gestoppte positive Myonen zerfallen zu 100% in ein Positron und zwei Neutrinos ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$), mit einer Lebensdauer von 2.197 μs . Negative Myonen werden dagegen sehr schnell (10^{-10} s) in den Atomhüllen der umgebenden Materie eingefangen, wo sie innerhalb von 10^{-13} s auf das innerste *myonische* Niveau (1s) fallen. Ein Teil der μ^- zerfällt in ein Elektron und zwei Neutrinos. Der Rest wird vom

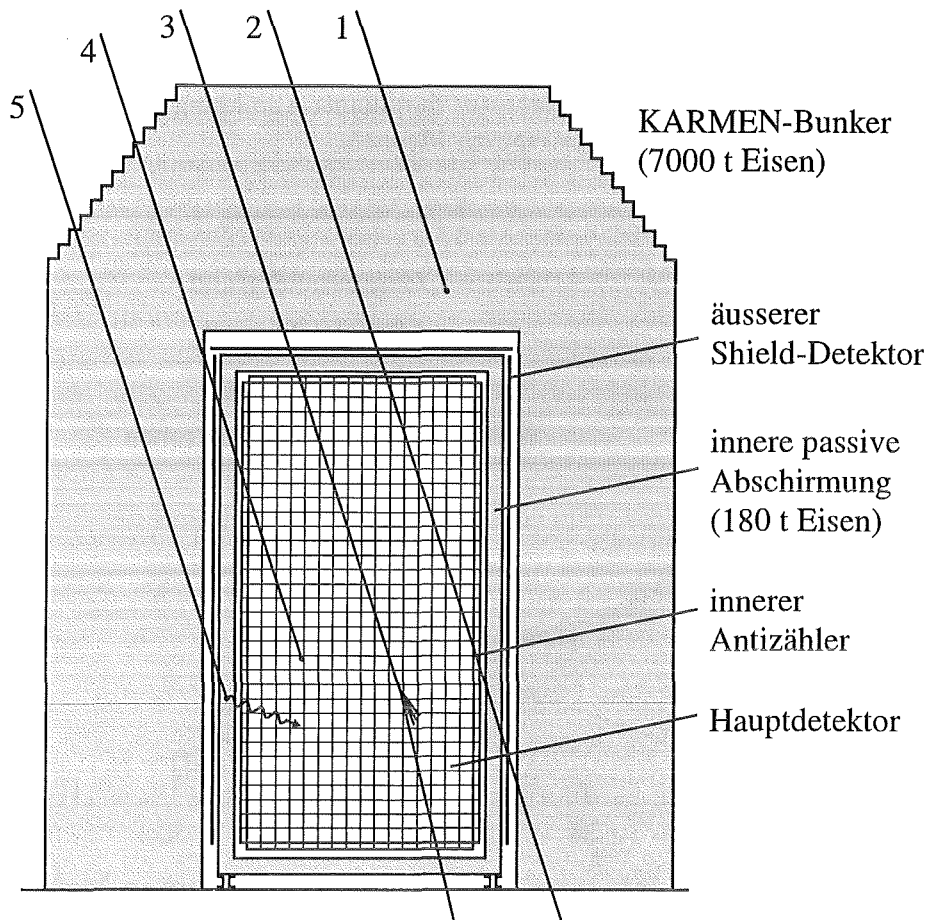


Abbildung 7.1: Myonreaktionen im KARMEN-Detektor. 1: Gestoppt im Eisenbunker; 2: durchgehendes Myon; 3: inelastischer Stoß eines durchgehenden Myons; 4: gestoppt im Zentraldetektor; 5: gestoppt in der inneren passiven Abschirmung.

Kern des Atoms eingefangen. Durch den konkurrierenden Prozeß des Kerneinfangs ist die Lebensdauer der μ^- kleiner als die Lebensdauer der μ^+ . Im Szintillator des KARMEN-Detektors werden die negativen Myonen in den Hüllen der Kohlenstoff- und Wasserstoffatome eingefangen. Durch molekulare Stoßprozesse werden jedoch nahezu alle μ^- zum Kohlenstoff übertragen, so daß für die Untersuchung des Untergrundes nur der Einfang am Kohlenstoff berücksichtigt werden muß. Im Kohlenstoff zerfallen 92.1% der μ^- . Der Rest wird vom Kern eingefangen. Dadurch verkürzt sich die Lebensdauer auf $2.026 \mu\text{s}$.

Die Energien der Elektronen bzw. Positronen aus dem *Myonzerfall im Detektor* sind entsprechend dem Michelspektrum (siehe Abb. 4.3) verteilt, mit einer maximalen kinetischen Energie von 52.8 MeV. Damit überdecken sie genau den Energiebereich der ISIS-Neutrinos, die aus dem *Myonzerfall im Target* stammen. Wird das Myon innerhalb des Zentraldetektors gestoppt, so ist die gesamte Michelenergie beobachtbar. Wird es dagegen in der inneren passiven Eisenabschirmung zwischen Shield- und Zentraldetektor gestoppt, so wird das Michelektron nur über Bremsstrahlung nachgewiesen. Nach Simulationsrechnungen dringen zwischen 3% und 6% der Bremsstrahlungsquanten in den Zentraldetektor

ein [Gra92], wo sie nachgewiesen werden. Das Bremsstrahlungsspektrum steigt zu kleinen Energien hin exponentiell an. Es dominiert den kosmischen Untergrund unterhalb von 20 MeV. Über 20 MeV ist das Michelspektrum der Zerfälle im Zentraldetektor dominant. Abbildung 7.2 zeigt die verschiedenen Komponenten des Energiespektrums der gestoppten Myonen.

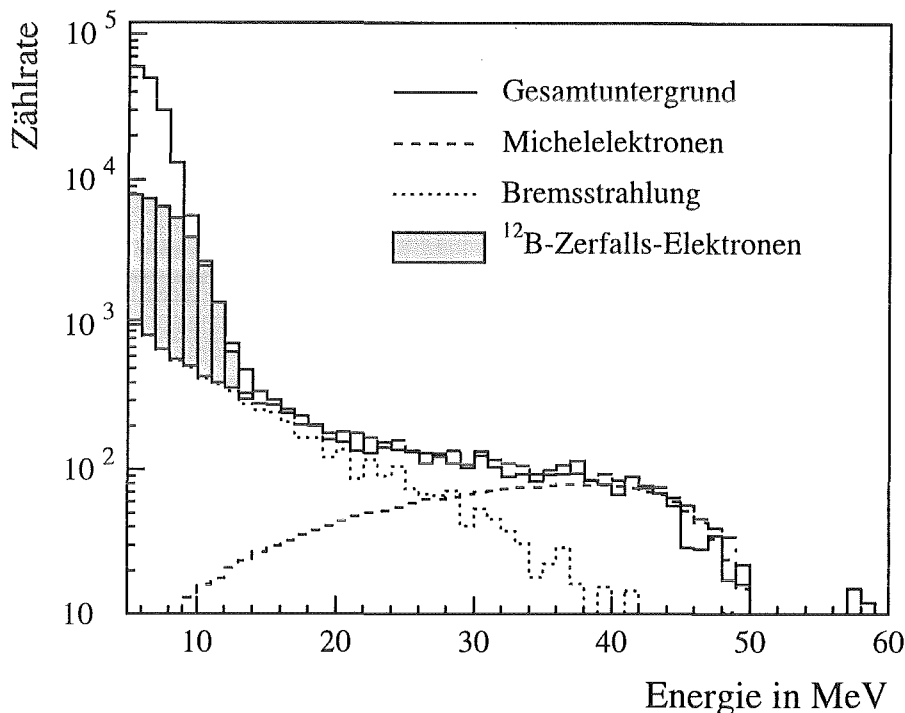


Abbildung 7.2: Energiespektrum der Myonreaktionen im KARMEN-Detektor.

Kerneinfang gestoppter Myonen

Der Myoneinfang am Kern betrifft nur negative Myonen, die zuvor in der Hülle des Kerns eingefangen wurden. Das Verzweungsverhältnis zwischen Zerfall und Kerneinfang hängt davon ab, wie stark sich der Kern und die $1s$ -Wellenfunktion des μ^- überlappen. Im Kohlenstoff werden 7.9% der Myonen im wesentlichen über zwei Reaktionskanäle eingefangen [Gra92]:

- $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu n) ^{11}\text{B}$ (82.7%)
Die Neutronen, die bei dieser Reaktion entstehen, werden im Szintillator thermalisiert und anschließend entweder von einem Wasserstoffkern des Szintillators ($E_\gamma = 2.2 \text{ MeV}$) oder einem Gadoliniumkern in der optischen Segmentierung ($\sum E_\gamma \leq 8 \text{ MeV}$) eingefangen. Im Detektor nachgewiesen werden die γ 's aus der (n, γ) -Reaktion. Die mittlere Diffusionszeit, die zwischen der Entstehung und dem Einfang des Neutrons vergeht, beträgt etwa $100 \mu\text{s}$ (siehe Abb. 7.3).
- $^{12}\text{C}(\mu^-, \nu_\mu) ^{12}\text{B}$ und dem anschließenden Zerfall $^{12}\text{B}(\bar{\nu}_e, e^-) ^{12}\text{C}$ (17.3%)
 ^{12}B zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von 29.1 ms. Das beobachtete β -Spektrum hat eine maximale Energie von 13.4 MeV.

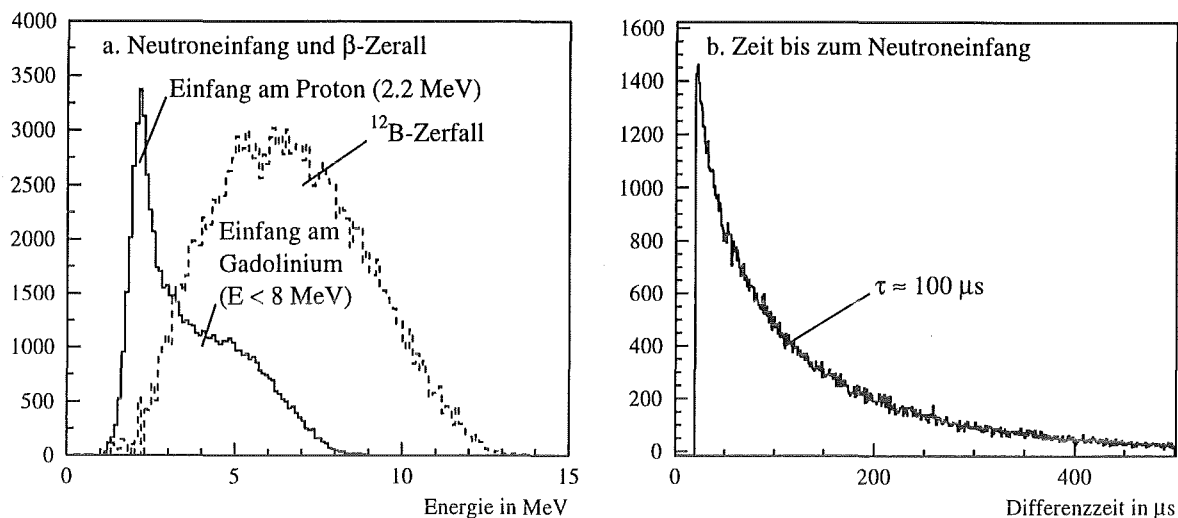


Abbildung 7.3: Energie- und Zeitspektren der Folgeprodukte, die beim Kerneinfang eines gestoppten Myons entstehen. Das durchgezogene Spektrum in a. zeigt die gemessene Energieverteilung der (n, γ) -Reaktionen, mit denen niederenergetische Neutronen nachgewiesen werden. Das gestrichelte Spektrum stammt vom β -Zerfall des ^{12}B -Kerns. Das zweite Spektrum zeigt die Differenzzeit zwischen dem erkannten, gestoppten Myon und dem nachfolgenden ^{11}B -Neutron, das am gleichen Ort über eine (n, γ) -Reaktion nachgewiesen wird.

Bei negative Myonen, die in der inneren passiven Abschirmung gestoppt werden, dominiert der Einfang am Eisen (91%) gegenüber dem Zerfall (9%). Durch die hohe Einfangrate reduziert sich die Lebensdauer der μ^- auf $0.21 \mu\text{s}$. Eisen geht beim μ^- -Einfang über in Mangan, wobei im Mittel 1.2 Neutronen/ μ^- emittiert werden. Dringen die Neutronen in den Zentraldetektor ein, können sie über die gleichen Reaktionen nachgewiesen werden, wie die ^{11}B -Neutronen. Sie können jedoch auch schon innerhalb der passiven Abschirmung von einem Eisenkern über die $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$ -Reaktion eingefangen werden. Die dabei freiwerdenden γ -Quanten haben Energien bis zu 10 MeV . Nach Simulationsrechnungen dringen zwischen 2.5% und 4.5% von ihnen in den Zentraldetektor ein [Gra92], wo sie ein entsprechendes Signal auslösen.

Stackreduktion der Michelelektronen

Gestoppte Myonen im Zentraldetektor werden bereits während der Messung vom Triggersystem (MLU) erkannt. Die MLU verlangt dazu ein Signal von einer Seite des Shield- und Antizählers zusammen mit einer Energiedeposition im Hauptdetektor. Spricht nur eine einzelne Seite des Shield-Detektors, jedoch nicht der Zentraldetektor an, wird angenommen, daß das Myon in der passiven Abschirmung gestoppt wurde. Für jedes erkannte, gestoppte Myon wird eine Totzeit von $10 \mu\text{s}$ für alle nachfolgenden neutrale Ereignisse gestartet. Dadurch werden bereits 99% der Michelelektronen verworfen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des gesamten Antizählersystems für Myonen beträgt 99.8% . Der Shield-Detektor allein weist 99% aller Myonen nach [Schi93].

Mit den oben angegebenen Myonraten läßt sich die Rate der Michelelektronen in den KARMEN-Rohdaten mit etwa 2 Hz abschätzen. Diese Rate ist bei weitem zu groß, um darin Neutrinos zu finden,

die mit einer Rate von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Hz im KARMEN-Detektor reagieren. Um den Anteil an Michel-
elektronen signifikant zu verringern, wurde die *Stackreduktion* eingeführt.

Alle Ereignisse innerhalb einer Strahlperiode, die von der MLU bearbeitet werden, erhalten einen Ein-
trag im Datenstack (Abb. 7.4), unabhängig davon, ob sie eine Triggerbedingung erfüllen oder nicht
(siehe Kapitel 2.4.2). Diese Einträge werden zusammen mit den Ereignisdaten der Strahlperiode abge-
speichert. Unter diesen Datenstackeinträgen befinden sich neben allen erkannten gestoppten Myonen
auch unerkannte Myonen, die zwar im Hauptdetektor, jedoch nicht im Antizählersystem Energie depo-
niert haben.

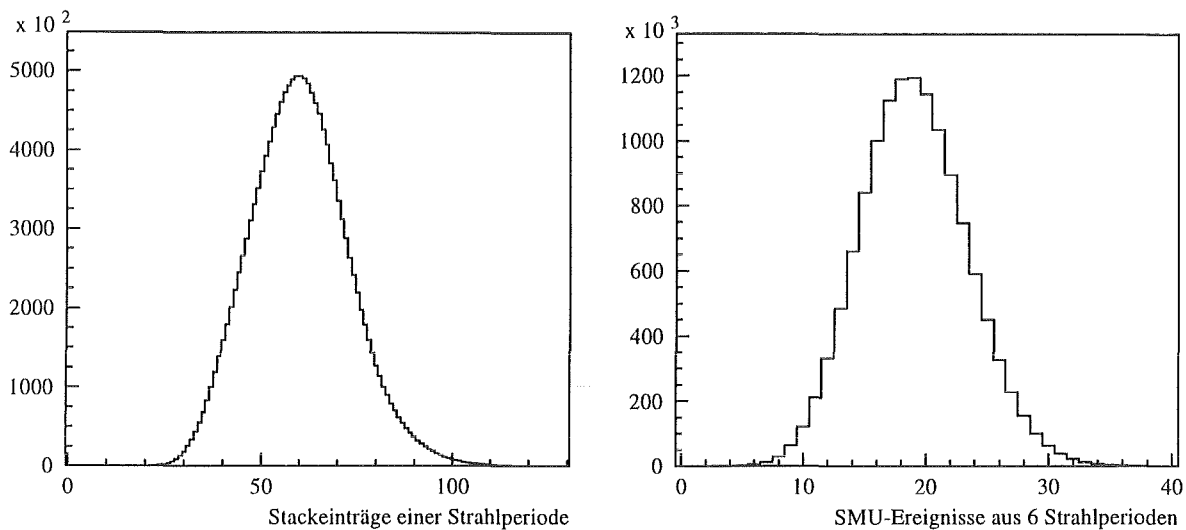


Abbildung 7.4: Stack- und SMU-Rate pro Strahlperiode.

Bei der Datenauswertung wird von der Software für jeden Stackeintrag eine Totzeit von $20 \mu\text{s}$ angelegt,
daß heißt alle *Neutrals*, für die bis zu $20 \mu\text{s}$ zuvor ein Stackeintrag gefunden wurde, werden verworfen.
Mit dieser Maßnahme werden die Michelelektronen im Zentraldetektor um weitere zwei Größenord-
nungen auf etwa 0.02 Hz reduziert. Die zusätzliche Totzeit, die durch die Stackreduktion verursacht
wird, beträgt 8% . Die Länge der Stacktotzeit von $20 \mu\text{s}$ wurde für ein ideales Verhältnis zwischen dem
erzielten Reduktionsfaktor und dem Datenverlust durch zufällige Koinzidenzen optimiert [Ebe92].

Verglichen mit der Neutrinorate scheint die Michelrate immer noch hoch. Hier hilft jedoch die scharfe
Zeitstruktur der ISIS-Quelle. Die Neutrinos aus dem Myonzerfall im Target treffen zu 99% innerhalb
der ersten $10 \mu\text{s}$ nach dem Strahl am Detektor ein. Die Beschränkung der Auswertung auf dieses enge
Zeitfenster innerhalb der 20 ms langen Strahlperiode führt zu einer weiteren Unterdrückung des zeitlich
konstanten Untergrundes auf $5 \cdot 10^{-4}$ (Duty-Faktor). Die Stackreduktion zusammen mit der ISIS-
Zeitstruktur reduzieren die Michelelektronen damit um mehr als acht Größenordnungen, ausreichend
für die *Single Prong Analyse* der Neutrinos.

SMU-Reduktion der Einfangreaktionen im Kohlenstoff

Der Duty-Faktor reduziert *alle* zeitlich konstanten Untergrundreaktionen. Die Stackreduktion wirkt
dagegen nur auf Michelelektronen. Neutronen aus dem Myoneinfang treten bis zu einigen $100 \mu\text{s}$ nach

dem Myon auf. Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall können auf Grund der langen Lebensdauer ($\tau = 29.1\text{ ms}$) sogar mehrere Strahlperioden nach dem gestoppten Myon auftreten. Darum wurde ab Run 30 (Juli 1991) die sogenannte *SMU-Reduktion* eingeführt. Die SMU-Daten (siehe Kapitel 2.4.2) enthalten den Stoppport und die Zeit aller erkannten, im Zentraldetektor gestoppten Myonen der letzten fünf Strahlperioden, sowie der aktuellen Periode. Abbildung 7.4 zeigt die Anzahl der SMU-Einträge im *Beam-Header* einer Strahlperiode.

Bei der SMU-Reduktion werden alle Ereignisse verworfen, für die bis zu 100 ms (5 Strahlperioden) zuvor ein SMU-Eintrag gefunden wurde, dessen Stoppport nicht weiter als ± 1.5 Moduldurchmesser² und $\pm 50\text{ cm}$ in x -Richtung vom Ereignisort entfernt ist. Erst durch dieses kleine Totvolumen wurde es möglich, eine Totzeit einzuführen, die selbst das "langlebige" ^{12}B signifikant unterdrückt. Durch diese zusätzliche Totzeit werden 3.3% der Meßzeit verworfen.

Die Größe des Totvolumens wurde so gewählt, daß 99% der Elektronen aus dem ^{12}B -Zerfall erkannter SMU's darin enthalten sind. Der gesamte Reduktionsfaktor wird jedoch durch die 3.3 ms langen Ausleselücken zwischen den Strahlperioden begrenzt, in denen Myonen unerkannt im Detektor eingefangen werden können. Für das Zeitfenster der Neutrinoauswertung, das nahe ($600\text{ }\mu\text{s}$) an der Ausleselücke der vorangehenden Strahlperiode liegt, werden etwa 18% der gestoppten Myonen, die zu einem ^{12}B -Zerfall führen, nicht erkannt (siehe Abb. 7.5).

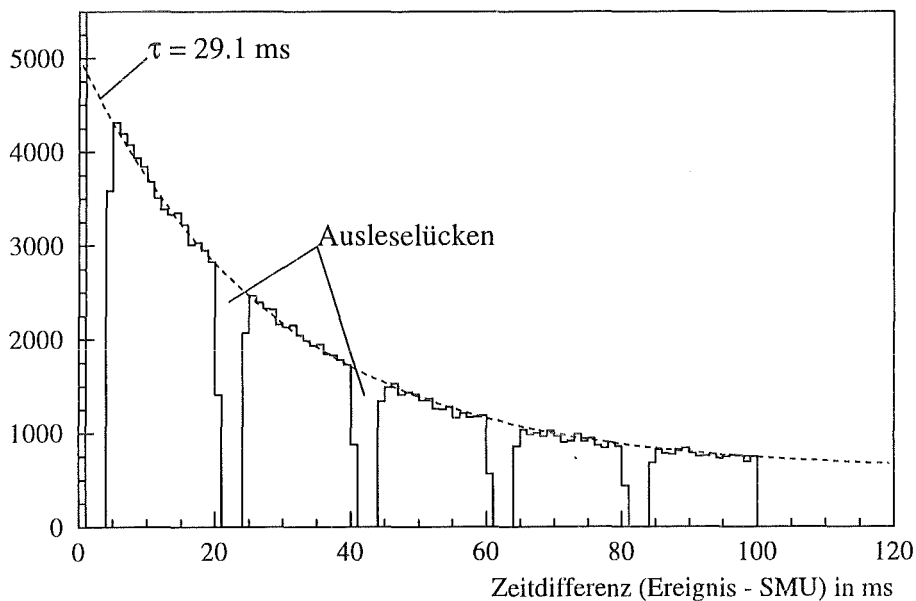


Abbildung 7.5: Zeitdifferenz zwischen einem Ereignis im Neutrino-Zeitfenster und einem SMU-Eintrag am gleichen Ort, durch den das Ereignis verworfen wurde.

Die ^{11}B -Neutronen aus dem μ^- -Einfang werden jedoch nur zu etwa $2/3$ innerhalb dieses Totvolumens nachgewiesen [Gra92]. Um für Neutronen einen ähnlich guten Unterdrückungsfaktor zu erzielen, müßte man das Totvolumen eines SMU-Eintrags in den ersten $500\text{ }\mu\text{s}$ auf ± 4.5 Module und $\pm 100\text{ cm}$ in x -Richtung ausdehnen. Dies würde die gesamten SMU-Totzeit um etwa 10% erhöhen. Auf diese Erwei-

²1.5 Moduldurchmesser in y - und z -Richtung umschließen 9 (3×3) Module.

terung der SMU-Reduktion wurde jedoch verzichtet, da die Neutronen aus dem Myoneinfang über die (n, γ) -Nachweisreaktion nur sichtbare Energien unter 10 MeV im Detektor deponieren. Damit werden sie schon durch den unteren Energieschnitt der *Single Prong Analyse* verworfen, der bei 11 MeV liegt.

Reduktion der Myonreaktionen im Eisen

Von den Myonen, die in der inneren Eisenabschirmung gestoppt werden, lösen nur wenige Prozent eine Reaktion im Zentraldetektor aus. Neutronen aus Kerneinfängen am Eisen werden, wie schon die ^{11}B -Neutronen, durch den 11 MeV Energieschnitt verworfen. Im *Single Prong* Energiebereich tragen nur noch Michelelektronen aus dem Zerfall bei, bzw. Bremsstrahlungsquanten, die beim Abbremsen der Michelelektronen im Eisen entstehen.

Wird das in die passive Abschirmung eindringende Myon vom Shield-Detektor registriert, so wird der nachfolgende Myonzerfall durch die Stackreduktion unterdrückt. Durch die endliche Nachweiswahrscheinlichkeit des Shield-Detektors von 99%, kann jedoch 1% der Neutronen unbemerkt eindringen. Davon zerfallen etwa 60% im Eisen. Nur etwa 3% bis 6% dieser Michelelektronen lösen im Zentraldetektor ein *neutrales* Ereignis aus. Zusammen mit dem Duty-Faktor bewegt sich damit die Untergrundrate von im Eisen gestoppten Myonen bereits in der Größenordnung der Neutrinorate.

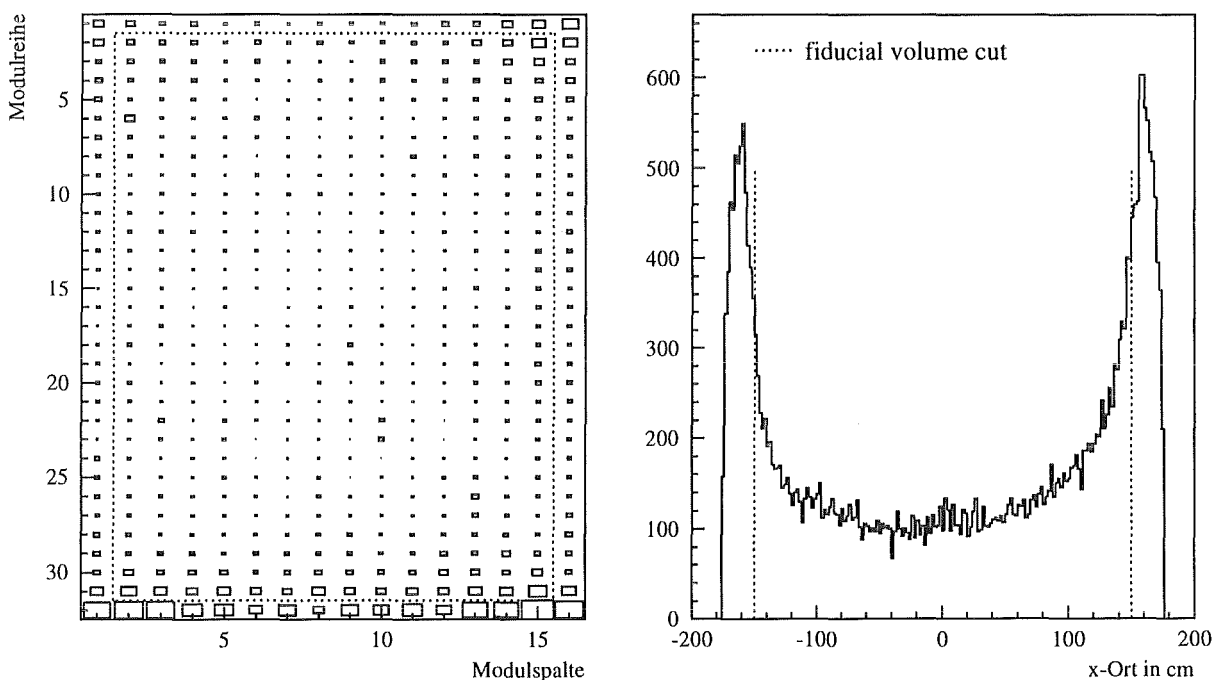


Abbildung 7.6: Durch den *fiducial volume cut* wird ein Großteil der Bremsstrahlungsquanten und Neutronen von im Eisen gestoppten Myonen verworfen.

Da die Ereignisse besonders am Rand des Zentraldetektors konzentriert sind, wird zur weiteren Untergrundreduktion ein sogenannter *fiducial volume cut* eingeführt (siehe Abb. 7.6). Dabei werden alle Ereignisse, die sich in der äußersten Modullage oder außerhalb von ± 150 cm in x-Richtung befinden,

verworfen. Durch diesen Schnitt gehen 30% des Nachweisvolumens verloren, jedoch auch 63% des *Single Prong* Untergrundes. Der *fiducial volume cut* in x-Richtung verbessert außerdem die Energieauflösung der Messung, da in der Nähe der Modulenden die Energiekalibration ungenauer wird.

Verbleibende Myonreaktionen im "Single Prong" Spektrum

Bis hierher wurde der Untergrund auf der Basis einzelner, erkannter Ereignisse um etwa 8 Größenordnungen reduziert. In den ersten $10 \mu\text{s}$ nach dem Strahl (t_0) enthalten die verbleibenden *Single Prong* Daten im ausgewerteten Energiebereich etwa genausoviele Untergrundeignisse, wie Neutrinoereignisse (siehe Abb. 7.7). Der restliche Untergrund läßt sich jedoch nicht mehr weiter auf der *Eventbasis* reduzieren, ohne die Totzeit des Detektors signifikant zu erhöhen.

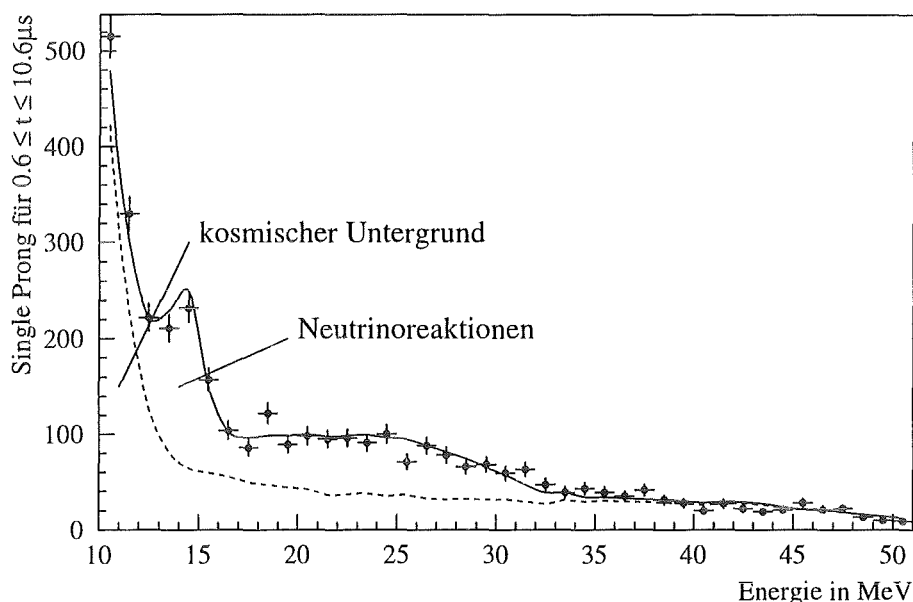


Abbildung 7.7: Energiespektrum der restlichen *Single Prong* Ereignisse nach der Stack- und SMU-Reduktion in einem Zeitfenster zwischen 0.6 und $10.6 \mu\text{s}$ nach dem Strahl.

Bei der *Single Prong Analyse* in Kapitel 7.2 wird darum mit Hilfe der unterschiedlichen Zeitstrukturen der Neutrinos (exponentieller Abfall mit $\tau = 2.2 \mu\text{s}$) und des zeitlich konstanten kosmischen Untergrundes die Zählrate des Untergrundes außerhalb des Neutrinozeitfensters bestimmt und vom *Single Prong* Spektrum subtrahiert.

7.1.2 Strahlkorrelierter Neutronen-Untergrund

ISIS ist eine Spallations-Neutronenquelle. Die von KARMEN untersuchten Neutrinos sind nur ein "Abfallprodukt" mit einer verschwindend geringen Rate, verglichen mit der Rate der erzeugten Neutronen ($\nu_x : n \approx 1 : 500$). Neutronen dringen, wie Neutrinos, unerkant in den Detektor ein und bilden darum

einen gefährlichen, strahlkorrelierten Untergrund. Die Abschirmung der Neutronen war ein Hauptgrund für den Aufbau des massiven 7000 t-Eisenbunkers, in dem der KARMEN-Detektor steht.

Im folgenden werden Neutronen, die in den ersten 500 ns nach dem Strahl in KARMEN nachgewiesen werden, als *schnelle Neutronen* bezeichnet. Es handelt sich dabei um hochenergetische Neutronen, die die sichtbare Energie über Rückstoßprotonen aus elastischen (n,p)-Stößen im Szintillator deponieren. Ihr Energiespektrum reicht von wenigen MeV bis weit über 100 MeV und überdeckt damit den gesamten, für die Neutrinoauswertung interessanten Energiebereich. Ihre Zeitstruktur folgt, um etwa 40 ns (Flugzeit) gegenüber den Neutrinos verzögert, den Doppelpulsen des ISIS-Protonenstrahls (siehe Abb. 7.8).

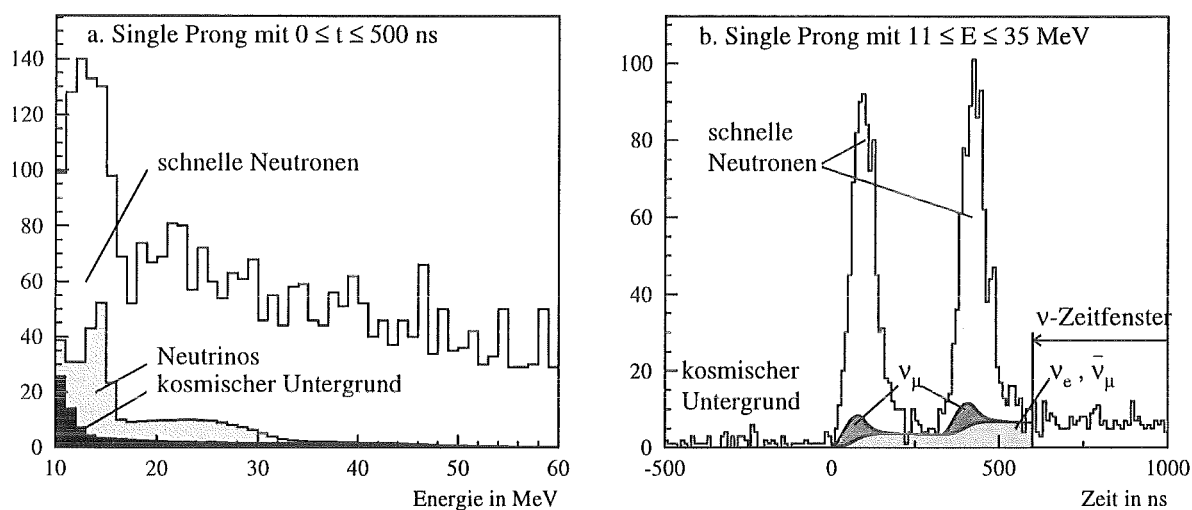


Abbildung 7.8: Energie- und Zeitspektren strahlkorrelierter schneller Neutronen.

Schon bald nach Beginn der ersten Testmessungen mit dem Detektor im Sommer 1988 zeigte sich, daß die massive Abschirmung nicht ausreichte um *schnelle Neutronen* von ISIS genügend stark abzuschirmen. In den ersten 500 ns nach dem Strahl konnten im damals nur halb bestückten KARMEN-Detektor etwa 400 Neutronen pro Coulomb integriertem Strahlstrom nachgewiesen werden. Um die ν_μ im Strahlfenster mit akzeptablem Untergrund nachweisen zu können, wäre jedoch maximal eine Rate von 0.1 bis 0.2 Neutronen pro Coulomb zulässig gewesen. Die Abschirmung wurde deshalb in mehreren Schritten verstärkt [Ebe92]. Vor der dem Haupt-Target zugewandten Seite (*upstream*) wurde eine zusätzliche, 1.22 m dicke Eisenwand aufgebaut (1989). Ein Arbeitstunnel direkt unterhalb der Upstream-Seite des KARMEN-Bunkers war ein weiterer Schwachpunkt, durch den schnelle Neutronen bis zum Detektor vordringen konnten. Eine Eisenwand im Tunnel führte zu einer deutlichen Reduktion der Neutronenrate im KARMEN-Detektor (September 1991). Zusammen mit weiteren Abschirmungen direkt am ISIS-Strahlrohr konnte die Neutronenrate um mehr als einen Faktor 1000 reduziert werden. Seit April 1992 beträgt die Rate *schneller Neutronen* im gesamten Detektor etwa 0.6 bis 0.8 Neutronen pro Coulomb [Web95].

Für Myonenneutrinos aus dem *Pionzerfall* im ISIS-Target sind *schnelle Neutronen* der Hauptuntergrund, da sie wie die ν_μ der Doppelpuls-Struktur der Protonenpulse folgen und sich größtenteils mit den Neutrinos überlappen. Nur mit Hilfe sehr genauer Zeitschnitte können die etwas schnelleren Neutrinos von den Neutronen getrennt werden. Erst die genaue Zeitkalibration und die verbesserte Eisenabschirmung

erlaubten vor kurzem erste Analysen der *neutral current* Anregung des 15.11 MeV-Niveaus von Kohlenstoff durch ν_μ [Ste95]. Für Neutrinos aus dem *Myonzerfall*, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, können die *schnellen Neutronen* durch einen einfachen **Zeitschnitt bei 600 ns** nach t_0 von den *Single Prong* Reaktionen der Neutrinos abgetrennt werden.

Als *langsame Neutronen* werden neutronen-induzierte Reaktionen bezeichnet, die zwischen 1 und 500 μs nach dem Strahl nachgewiesen werden. Die Reaktionen stammen von niederenergetischen, im Detektor thermalisierten Neutronen, die entweder durch den Einfang am Proton ($E_\gamma = 2.2 \text{ MeV}$) oder in den Wänden der Modulsegmentierung über die $Gd(n, \gamma)$ -Reaktion ($\sum E_\gamma \leq 8 \text{ MeV}$) Energie deponieren. Die lange Zeit von mehreren 100 μs , die bis zum Nachweis durch eine (n, γ) -Reaktion vergeht, wird durch die lange Diffusionszeit der Neutronen im Szintillator verursacht, bevor sie von einem Kern eingefangen werden. Das Energiespektrum der Nachweisreaktionen ist das gleiche, wie für ^{11}B -Neutronen in Abbildung 7.3. Das Zeitspektrum der thermalisierten Neutronen ist in Abbildung 7.9 zu sehen. Auch

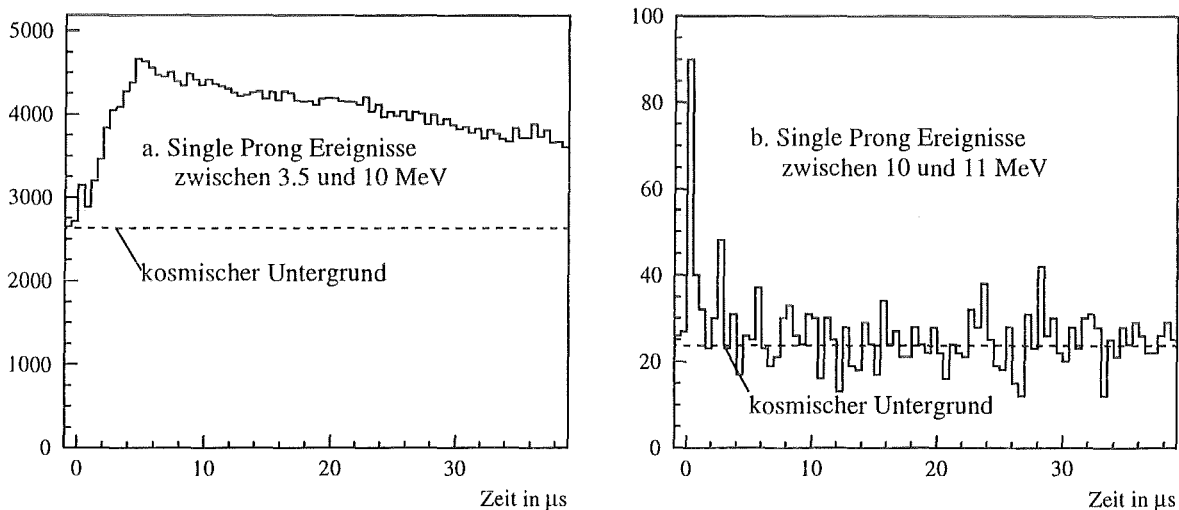


Abbildung 7.9: Das erste Spektrum zeigt die Zeitverteilung der langsamen Neutronen im KARMEN-Detektor auf einem konstanten kosmischen Untergrund. Das zweite Spektrum soll zeigen, daß über 10 MeV keine langsamen Neutronen mehr zu sehen sind und somit der untere Energieschnitt für Neutrinos bei 11 MeV sinnvoll ist.

die schnellen Neutronen haben einen kleinen Anteil am Spektrum der langsamen Neutronen. Der größte Teil der schnellen Neutronen wird bereits im ersten Drittel des Detektors gestoppt und thermalisiert. Etwa 20% dieser gestoppten Neutronen wird anschließend über die sequentielle (n, γ) -Reaktion in der Umgebung des Stopportes nachgewiesen. Die Suche nach dieser Sequenz erlaubt eine untergrundarme Identifizierung hochenergetischer Neutronen im KARMEN-Detektor.

Zu Beginn der KARMEN-Messungen war auch die Rate der *langsamen Neutronen* sehr hoch. Sie konnte mit einer 10 cm dicken Bor-Polyethylen Abschirmung, die innerhalb des Bunkers von fünf Seiten³ um den Detektor herum aufgebaut wurde, um einen Faktor 20 verringert werden (Run 26, April 1991). Durch den **unteren Energieschnitt von 11 MeV** bei der *Single Prong Analyse* stellen die *langsamen Neutronen* keinen ernsthaften Untergrund für die Neutrinoereaktionen dar. Ihre vergleichsweise hohe

³An der Unterseite des Detektors befindet sich keine Bor-Polyethylen Abschirmung.

Rate führt jedoch zu einer strahlkorrelierten Erhöhung der Datenstackeinträge. Durch die *Stackreduktion* verursachen sie darum eine strahlkorrelierte Erhöhung der Totzeit, die bei der Berechnung der Neutrino-Wirkungsquerschnitte in Kapitel 7.2.11 berücksichtigt werden muß.

7.1.3 Strahlkorrelierte Neutrino-Reaktionen

Die ISIS-Neutrinos tragen über inelastische Neutrino-Kern-Streuungen und über Neutrino-Elektron-Streuungen zum *Single Prong* Spektrum bei. Abbildung 7.10 zeigt die simulierten Spektren der im KARMEN-Detektor sichtbaren Energie der sechs wichtigsten Neutrino-Reaktionen. Den Hauptbeitrag liefern die Reaktionen mit den ^{12}C -Kernen des Szintillators. Die Neutrino-Reaktionen, die im folgenden beschrieben werden, deponieren die nachgewiesene Energie entweder durch Elektronen oder durch γ 's⁴ im Szintillator des KARMEN-Detektors.

a: $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{gs}$ (*charged current*)

Die Anregung zum ^{12}N -Grundzustand wurde, ebenso wie die beiden folgenden ^{12}C -Reaktionen, bereits ausführlich in Kapitel 2.2.2 über die physikalischen Ziele des KARMEN-Experiments beschrieben. Zum *Single Prong* Spektrum trägt nur das Elektron des inversen β -Zerfalls bei. Bei etwa der Hälfte der Reaktionen kann jedoch zusätzlich das zeitlich und räumlich korrelierte Positron des nachfolgenden β^+ -Zerfalls von $^{12}\text{N}_{gs}$ nachgewiesen werden. Dadurch ist es möglich, in einer separaten Auswertung mit Hilfe der sequentiellen Reaktion den Wirkungsquerschnitt der *exklusiven* Anregung zum Grundzustand zu bestimmen [Fai95]:

$$\langle \sigma_{gs}^{CC}(\nu_e) \rangle = 9.4 \pm 0.45(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.}) \quad (7.1)$$

Der Endpunkt des Spektrums wird durch den Q -Wert der Reaktion (17.3 MeV) und die maximale Neutrinoenergie (52.8 MeV) festgelegt und beträgt 35.5 MeV.

b: $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ (*charged current*)

Mit einer reinen *Single Prong* Analyse läßt sich nur die *inklusive* Anregung ($^{12}\text{N}_{gs} + ^{12}\text{N}^*$) untersuchen, da die Energiespektren des Grundzustandes und der angeregten Zustände sehr ähnlich sind. Erst die separate Auswertung des *exklusiven* Wirkungsquerschnittes erlaubt die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der angeregten Zustände. Die im Szintillator deponierte Energie setzt sich aus drei Teilen zusammen, die mit den entsprechenden Verzweungsverhältnissen (Abbildung 2.7) in der Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort berücksichtigt wurden: das prompte Elektron, das Proton aus dem Übergang der teilcheninstabilen $^{12}\text{N}^*$ -Zustände zum ^{11}C und das γ aus angeregten ^{11}C -Niveaus. Im Rahmen der Zeitauflösung der KARMEN-Elektronik kommen alle drei Teilchen gleichzeitig und tragen somit zum selben *Single Prong* Ereignis bei.

c: $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(15.11 \text{ MeV})$ (*neutral current*)

Das 15 MeV-Niveau wird von allen Neutrino-Flavours gleich stark angeregt. Nachgewiesen werden die γ -Übergänge, über die 95.9% der 15 MeV-Niveaus zerfallen. Der Rest ($4.1\% \pm 0.9\%$) zerfällt über einen isospin-verbotenen α -Zerfall [Bal74], der im KARMEN-Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Dies führt zu dem signifikanten *15 MeV-Peak* im *Single Prong* Spektrum, mit dessen Hilfe KARMEN erstmals die Anregung eines Kerns durch den schwachen, neutralen Strom

⁴ γ -Quanten können im organischen Szintillator des KARMEN-Detektors nur über den Comptoneffekt nachgewiesen werden. Auf Grund der niedrigen Kernladungszahl von Kohlenstoff ist der Photoeffekt stark unterdrückt.

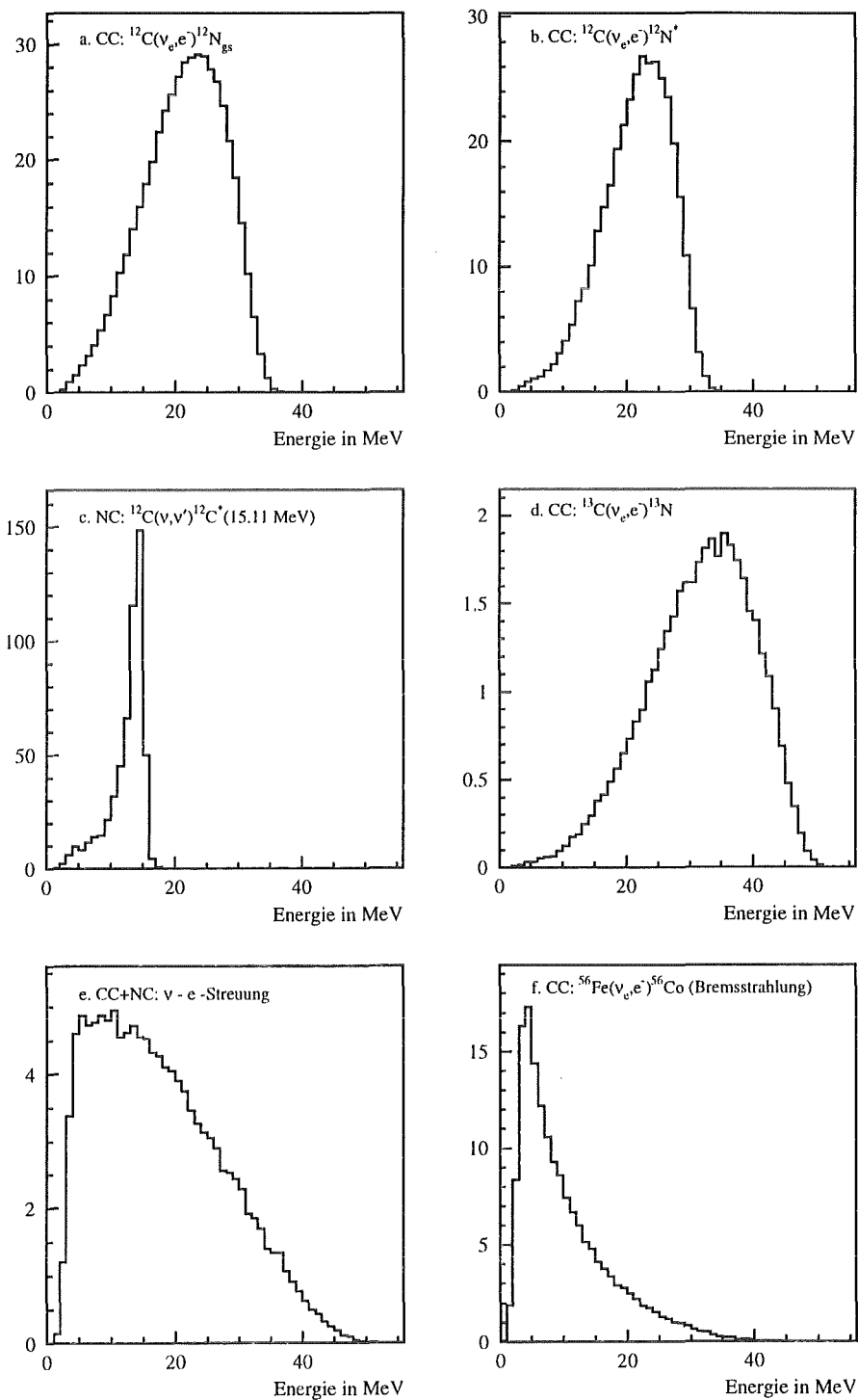


Abbildung 7.10: Simulierte Detektorantwort der verschiedenen Neutrinoereaktionen, die zum *Single Prong* Energiespektrum beitragen. Die Spektren wurden entsprechend den Wirkungsquerschnitten und den Nachweiswahrscheinlichkeiten des Detektors normiert.

nachweisen konnte. Von den γ -Übergängen gehen jedoch nur 92% direkt zum Grundzustand über. Der Rest geht auf andere, angeregte Niveaus, die ihrerseits entweder durch α -Emission oder weitere γ -Emission zerfallen. Da α -Teilchen auf Grund von *Quenching-Effekten* im Szintillator nicht nachgewiesen werden können, tragen nur die primären, niederenergetischen γ 's zur *Single Prong* Energie bei, was zu einer Verschmierung des Spektrums zu niedrigen Energien hin führt. Tabelle 7.1 zeigt die verschiedenen Zerfallskanäle und die Verzweigungsverhältnisse der Reaktion.

$^{12}\text{C}(1^+, 1; 15.11 \text{ MeV}) \rightarrow$	Anteil in %	γ -Energie in MeV
$^{12}\text{C}_{gs}$	88.2 (92)	15.11
$^{12}\text{C}(4.44 \text{ MeV})$ $\rightarrow 100\% \gamma$ -Zerfall	2.2 (2.3)	10.67 4.44
$^{12}\text{C}(7.65 \text{ MeV})$ $\rightarrow 100\% \alpha$ -Zerfall	2.5 (2.6)	7.46 —
$^{12}\text{C}(10.3 \text{ MeV})$ $\rightarrow 100\% \alpha$ -Zerfall	1.5 (1.6)	4.81 —
$^{12}\text{C}(12.71 \text{ MeV})$ $\rightarrow 2\% \gamma$ -Zerfall $\rightarrow 98\% \alpha$ -Zerfall	1.3 (1.4)	2.40 12.71 —
$^8\text{Be} + \alpha$	4.1 ± 0.9	—

Tabelle 7.1: Zerfallskanäle des 15.11 MeV-Niveaus von ^{12}C [Alb72], [Bal74], [Ajz90]. Die Prozentanteile in Klammern geben das Verzweigungsverhältnis der reinen γ -Übergänge an, während die erste Zahl das Verzweigungsverhältnis aller Zerfälle angibt.

d: $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ (*charged current*)

Der Szintillator enthält neben den ^{12}C -Kernen auch 1.1% ^{13}C -Kerne, entsprechend dem natürlichen Isotopenverhältnis. Der Q -Wert der *charged current* Anregung zum ^{13}N -Grundzustand ist mit 2.2 MeV jedoch deutlich kleiner. Dies führt zu einem nahezu ein Größenordnung höheren Wirkungsquerschnitt, wodurch es trotz des geringen Anteils an ^{13}C zu einem merklichen Beitrag im *Single Prong* Spektrum kommt. Die maximale Energie der Elektronen liegt bei 50 MeV. Der Energiebereich des ^{13}N -Spektrums ragt deutlich über die ^{12}N -Spektren hinaus. Dies erlaubte erste Versuche, den *inkluisiven* ^{13}C -Wirkungsquerschnitt experimentell, mit Hilfe von *Maximum Likelihood Analysen* der KARMEN-Daten, zu bestimmen [Hoe95], [Ruf95]. Da der statistische Fehler dieser Auswertungen noch über 60% liegt, wurde für die Bestimmung des ^{13}N -Anteils im *Single Prong* Spektrum ein theoretischer Wirkungsquerschnitt von Donnelly [Don91] verwendet:

$$\langle \sigma_{inc}^{CC}(^{13}\text{C}) \rangle = (67 \pm 6.7) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (7.2)$$

e: $\nu - e$ -Streuung (*charged+neutral current*)

Elektronen können über den neutralen schwachen Strom mit Neutrinos aller Flavours streuen. Elektronenneutrinos wechselwirken zusätzlich über den geladenen Strom. Der Wirkungsquerschnitt

der $\nu_e - e$ -Streuung wurde im E255-Experiment am LAMPF gemessen [All93]. Die $\bar{\nu}_\mu - e$ -Streuung wurde in mehreren Hochenergie-Experimenten (z.B. Charm II, BNL-734 [Vil91]) gemessen. Die gefundenen Wirkungsquerschnitte stimmen sehr gut mit den Vorhersagen des WSG-Modells überein. Für die Berechnung des Beitrags zum *Single Prong* Spektrum wurde darum der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt für die $\nu - e$ -Streuung der ISIS-Neutrinos nach den Vorhersagen des Standardmodells berechnet mit [Ebe92]:

$$\langle \sigma(\nu - e) \rangle = (0.347 \pm 0.002) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (7.3)$$

f: ${}^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-) {}^{56}\text{Co}$ (*charged current*)

Außer im aktiven Szintillatorvolumen können Neutrinos auch in den passiven Konstruktionselementen des KARMEN-Detektors wechselwirken. Normalerweise können diese Reaktionen nicht nachgewiesen werden. Elektronen, die beim inversen β -Zerfall eines Eisenkerns der inneren passiven Abschirmung (220 t) entstehen, können jedoch, wie die Michelelektronen aus dem Myonzerfall, über Bremsstrahlung eine nachweisbare Reaktion im Zentraldetektor auslösen. Der Hauptanteil an dieser Reaktion hat ${}^{56}\text{Fe}$ (92%). Durch den kleinen Q -Wert (1.5 MeV) des inversen β -Zerfalls zum ${}^{56}\text{Co}$ überdecken die Elektronen einen ähnlichen Energiebereich, wie die Michelelektronen, was zu einem vergleichbaren Bremsstrahlungsspektrum führt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Bremsstrahlungs-Quanten aus einer $\nu_e - \text{Fe}$ -Reaktion beträgt nur 0.2%. Da der *inklusive* Wirkungsquerschnitt von Eisen jedoch um nahezu zwei Größenordnungen über den Wirkungsquerschnitten der untersuchten ${}^{12}\text{C}$ -Reaktionen liegt, muß der Fe -Beitrag zum *Single Prong* Spektrum berücksichtigt werden.

Die theoretischen Vorhersagen für die flußgemittelten Eisen-Wirkungsquerschnitte für ISIS-Neutrinos variieren um einen Faktor 2. Messungen des Wirkungsquerschnittes in Hochenergie-Experimenten [Smi91] lassen sich nicht ohne weiteres bis hinunter zu den Energien der ISIS-Neutrinos extrapolieren. Darum wurde für die Berechnung des Anteils der $\nu - \text{Fe}$ -Reaktionen im *Single Prong* Spektrum ein Wirkungsquerschnitt verwendet, der mit Hilfe einer *Maximum Likelihood Analyse* der KARMEN-Daten erstmals für diesen Energiebereich bestimmt werden konnte [Ruf95]. Diese Analyse verwendet neben der Energie- und Zeitverteilung der Neutrinos, auch ihre Ortsverteilung, die sich durch ihre Konzentration im Randbereich des Zentraldetektors deutlich von der Ortsverteilung der Neutrinoereaktionen im Szintillator unterscheidet. Der so gefundene flußgemittelte *inklusive* Wirkungsquerschnitt beträgt:

$$\langle \sigma_{inc.}^{CC}({}^{56}\text{Fe}) \rangle = (194 \pm 102(\text{stat.}) \pm 19(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (7.4)$$

Neben den sechs hier vorgestellten Neutrinoereaktionen gibt es noch eine Reihe weiterer Neutrino-Kern-Reaktionen, die jedoch auf Grund ihres geringen Beitrags zum *Single Prong* Spektrum, der deutlich unterhalb des statistischen Fehlers liegt, bei der nachfolgenden Auswertung vernachlässigt wurden. Dazu gehören unter anderem die folgenden Reaktionen:

${}^{16}\text{O}(\nu_e, e^-) {}^{16}\text{F}$ (*charged current*)

Das Plexiglas der optischen Segmentierung enthält neben Kohlenstoff und Wasserstoff auch Sauerstoff (C:H:O = 5:8:2). Die Anzahl der Sauerstoffkerne beträgt 1.4% der ${}^{12}\text{C}$ -Kerne im Zentraldetektor. Der *inklusive* Wirkungsquerschnitt von ${}^{16}\text{O}$ ist mit $9.1 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ [Arm93] etwa so groß, wie der *exklusive* Wirkungsquerschnitt von ${}^{12}\text{C}$. Damit läßt sich die Rate der *inklusive* ${}^{16}\text{O}$ -Reaktionen im *Single Prong* Spektrum auf 1.4% der *exklusiven* ${}^{12}\text{C}$ -Rate abschätzen.

$^{27}\text{Al}(\nu_e, e^-) ^{27}\text{Si}$ (*charged current*)

Die Photomultiplier des Zentraldetektors befinden sich in Aluminiumzylindern, die in die Upstream- und Downstream-Wände des Detektortanks eingelassen wurden. Das Aluminium hat insgesamt eine Masse von 2.7 t (passive Eisenabschirmung: 220 t). Der *inklusive* Wirkungsquerschnitt ist mit $200 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ so groß, wie der Eisenwirkungsquerschnitt. Mit Hilfe einer Simulationsrechnung von [Ruf95] wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit einer $\nu_e - \text{Al}$ -Reaktion im Zentraldetektor auf 2.1% bestimmt, zehnmal größer, als die Nachweiswahrscheinlichkeit für Eisen. Damit kann im *Single Prong* Spektrum eine Al-Rate erwartet werden, die etwa 13% der Fe-Rate beträgt.

$^{13}\text{C}(\nu, \nu') ^{13}\text{C}^*(15.11 \text{ MeV})$ (*neutral current*)

Das 15 MeV-Niveau von ^{13}C wird, wie bei ^{12}C , ebenfalls von allen Neutrino-Flavours gleich stark angeregt. Es ist jedoch teilcheninstabil und zerfällt zum größten Teil unter α - und Neutron-Emission. Nur 0.4% zerfallen unter γ -Emission [Ajz91]. Damit ist die *neutral current* Anregung im KARMEN-Detektor nicht nachweisbar. Ebenso werden die *neutral current* Anregungen von ^{16}O , ^{27}Al und ^{56}Fe vernachlässigt.

Die Summe der *Single Prong* Neutrino-Reaktionen ist in Abbildung 7.7 zusammen mit dem kosmischen Untergrund eingezeichnet.

7.2 “Single Prong” Analyse

Die *Single Prong Analyse* gliedert sich in mehrere Schritte. Nach der Datenreduktion, die zu den Ereignissen in Abbildung 7.7 führt, wird der verbleibende kosmische Untergrund bestimmt und subtrahiert. Übrig bleibt das Neutrino-Energiespektrum (siehe Abb. 7.12 und 7.14), dessen einzelne Bestandteile im vorangehenden Kapitel beschrieben wurden. Die bekannten Neutrinoanteile werden subtrahiert. Das Energiespektrum enthält danach nur noch die CC-Beiträge zu angeregten $^{12}\text{N}^*$ -Zuständen und die NC-Anregung des 15 MeV-Niveaus von ^{12}C . Beide Anteile können auf Grund ihrer unterschiedlichen Energiespektren (Abb. 7.10.b,c) voneinander getrennt werden. Zwischen 16 und 35 MeV sind nur noch CC-Ereignisse enthalten, deren Wirkungsquerschnitt aus der Reaktionsrate in diesem Energiebereich bestimmt wird. Damit können die CC-Anteile unterhalb von 16 MeV berechnet und subtrahiert werden. Übrig bleiben nur noch die NC-Reaktionen. Um aus den resultierenden Ereignisraten die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen berechnen zu können, fehlen noch die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Reaktionen, der Neutrino-Fluß durch den Detektor, die Anzahl der Targetkerne und ein Geometriefaktor.

7.2.1 Experiment-Datensatz

In Tabelle 7.2 sind alle auswertbaren Neutrino-Runs aufgelistet, die seit Juli 1990 aufgenommen wurden. Fehlerhafte Experiment-Files und Strahlperioden mit niedrigem Neutrino-Fluß wurden direkt verworfen. Ihre Ladung wurde nicht zum Gesamtfluß dazu gezählt.

Beginn des Runs	Run	Protonenergie	mittlerer Strahlstrom	Ladung der Protonen	Anzahl der Neutrinos	Haupt-Target	μ SR-Target
24.07.1990	16	750 MeV	97 μ A	159.7 C	$34.8 \cdot 10^{18}$	Uran	10 mm
2.09.1990	19	750 MeV	95 μ A	168.4 C	$36.7 \cdot 10^{18}$	Uran	2.5/5/10 mm
22.10.1990	21	750 MeV	91 μ A	101.7 C	$22.1 \cdot 10^{18}$	Uran	5 mm
21.11.1990	23	750 MeV	95 μ A	122.7 C	$26.7 \cdot 10^{18}$	Uran	5/10 mm
16.04.1991	26	800 MeV	86 μ A	106.1 C	$27.3 \cdot 10^{18}$	Uran	5 mm
23.05.1991	27	800 MeV	92 μ A	215.5 C	$55.4 \cdot 10^{18}$	Uran	5 mm
12.07.1991	30	800 MeV	93 μ A	138.2 C	$35.5 \cdot 10^{18}$	Uran	5 mm
4.09.1991	32	800 MeV	110 μ A	54.0 C	$13.9 \cdot 10^{18}$	Uran	5 mm
20.09.1991	33	800 MeV	115 μ A	102.3 C	$26.3 \cdot 10^{18}$	Uran	5 mm
9.10.1991	35	800 MeV	116 μ A	22.6 C	$5.8 \cdot 10^{18}$	Uran	5 mm
21.10.1991	36	800 MeV	138 μ A	196.6 C	$56.3 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
18.11.1991	37	800 MeV	146 μ A	291.9 C	$83.6 \cdot 10^{18}$	Tantal	2.5 mm
17.04.1992	40	800 MeV	123 μ A	216.2 C	$61.9 \cdot 10^{18}$	Tantal	2.5/5 mm
29.05.1992	41	800 MeV	135 μ A	226.6 C	$58.3 \cdot 10^{18}$	Uran	2.5 mm
8.07.1992	42	800 MeV	126 μ A	120.4 C	$31.0 \cdot 10^{18}$	Uran	2.5 mm
10.09.1992	44	800 MeV	149 μ A	196.8 C	$56.4 \cdot 10^{18}$	Tantal	2.5 mm
7.10.1992	46	800 MeV	157 μ A	282.5 C	$80.9 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
23.11.1992	48	800 MeV	163 μ A	333.5 C	$95.5 \cdot 10^{18}$	Tantal	0/2.5 mm
7.01.1993	51	800 MeV	177 μ A	398.5 C	$114.2 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
17.05.1993	55	800 MeV	157 μ A	280.5 C	$80.3 \cdot 10^{18}$	Tantal	0 mm
26.06.1993	57	800 MeV	165 μ A	344.3 C	$98.6 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
23.07.1993	58	800 MeV	163 μ A	217.9 C	$62.4 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
5.10.1993	61	800 MeV	174 μ A	412.2 C	$118.1 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
10.11.1993	62	800 MeV	167 μ A	149.1 C	$42.7 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
17.01.1994	66	800 MeV	166 μ A	293.0 C	$83.9 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
18.02.1994	67	800 MeV	179 μ A	375.8 C	$107.7 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
21.03.1994	68	800 MeV	181 μ A	113.4 C	$32.5 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
10.04.1994	69	800 MeV	179 μ A	329.9 C	$94.5 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
24.05.1994	71	800 MeV	175 μ A	210.9 C	$60.4 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
12.06.1994	72	800 MeV	177 μ A	50.0 C	$14.3 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
15.10.1994	75	800 MeV	164 μ A	298.7 C	$85.6 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
23.11.1994	77	800 MeV	167 μ A	340.0 C	$97.4 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
10.01.1995	79	800 MeV	170 μ A	439.9 C	$126.0 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
14.02.1995	80	800 MeV	181 μ A	19.4 C	$5.6 \cdot 10^{18}$	Tantal	5 mm
Σ Run 16 – 80 :				7328.9 C	$2032.7 \cdot 10^{18}$		

Tabelle 7.2: Leistung von ISIS für KARMEN Neutrino-Runs. Die Anzahl der Protonen und Neutrinos ist nur für jene Strahlperioden angegeben, die für die Neutrinoauswertung verwendet wurden.

7.2.2 Neutrinofluß

ISIS liefert für jede Strahlperiode das sogenannte PPP⁵-Signal, das während der Datenaufnahme aufintegriert und außerdem im *Beamheader* jeder aufgenommenen Strahlperiode abgespeichert wird. Mit dem PPP-Signal läßt sich die Anzahl der Protonen berechnen, die auf das ISIS-Haupttarget geschossen wurden. Aus Rechnungen von [Bur90], die auf Messungen am LAMPF *Beam Dump* basieren, ist die Anzahl der π^+ bekannt, die pro Proton im ISIS-Target erzeugt wird. Da aus jedem π^+ beim π^- - und μ^- -Zerfall drei Neutrinos verschiedener Flavours (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e) entstehen, gibt der Wert gleichzeitig die Anzahl der erzeugten Neutrinos einer Flavour an. Tabelle 7.3 zeigt die Ergebnisse für zwei Strahlenergien und für die beiden Target-Materialien (Uran, Tantal), die während der KARMEN-Meßzeit benutzt wurden. Tabelle 7.2 zeigt die Neutrinoraten der KARMEN-Datenruns, die mit verschiedenen Target- und Strahlenergie-Kombinationen aufgenommen wurden.

Target- material	Strahlenergie	
	750 MeV	800 MeV
Uran	0.0352	0.0409
Tantal	0.0389	0.0456

Tabelle 7.3: Neutrinos einer Flavour pro Proton für verschiedene Protonenergien und Targetmaterialien. Die angegebenen Werte haben einen relativen systematischen Fehler von 6.7% [Bur95].

7.2.3 Datenreduktion

Im ersten Schritt der Datenauswertung wurden die Rohdaten von Run 16 bis 80 mit einigen einfachen Schnitten auf ein handhabbares Maß reduziert. Für die eigentliche *Single Prong Analyse* wurden nur jene *Neutral*-Ereignisse verwendet, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Triggerbit und Testbit des TRIP sind beide 0 (Trigger-Bedingung des Software-Triggers für *Neutrals*).
- In den Moduldaten des Ereignisses sind keine Ansprechere von Shield- oder Antizähler-Modulen enthalten.
- das Ereignis wurde nicht durch die Bedingungen der Stack- und SMU-Reduktion verworfen.
- Die Ereigniszeit relativ zu t_0 liegt zwischen $-170\mu\text{s}$ und $-20\mu\text{s}$ für die *Untergrundanalyse* im *prebeam*-Fenster oder zwischen $+0.6\mu\text{s}$ und $+30.6\mu\text{s}$ für die *Neutrinoanalyse*.
- Die Energie liegt zwischen 11 und 35 MeV.
- Das Ereignis liegt innerhalb der Grenzen des *fiducial volumes*.

⁵Protons Per Pulse

- Die Ladung des Protonpulses der Strahlperiode muß ein PPP-Signal ≥ 60 erzeugt haben. Dies entspricht einem mittleren Strahlstrom von $75 \mu A$.
- die Modulmultiplizität muß kleiner als 8 Hauptdetektormodule sein, um unerkannte Myonenspurten zu unterdrücken.

Diese Bedingungen reduzieren die Rohdaten von etwa $9 \cdot 10^8$ Ereignissen auf 6063 Ereignisse im Neutrinofenster ($30 \mu s$) und auf 22560 Ereignisse im *prebeam*-Untergrundfenster ($150 \mu s$). In einem weiteren Reduktionsschritt wurden alle Ereignisse verworfen, die zuvor bei der Sequenzanalyse der CC-Anregung des ^{12}N -Grundzustandes gefunden wurden. Auf Grund der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit für das sequentiellen Positrons werden 62% der $^{12}N_{gs}$ -Ereignisse im *Single Prong* Spektrum erkannt. Nach dieser CC-Reduktion sind im Neutrinofenster noch 5730 Ereignisse und im Untergrundfenster 22509 Ereignisse enthalten. Auf diese Daten werden die Zeit- und Energieschnitte verschiedener Methoden der *Single Prong Analyse* angewandt.

7.2.4 “Single Prong” Zeitspektrum

Das Zeitspektrum der *Single Prong* Ereignisse wird in Abbildung 7.11 für verschiedene Energiebereiche dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt den zeitlich konstanten Untergrund, der im *prebeam*-Zeitfenster ($-170 \mu s$ bis $-20 \mu s$) für die gleichen Energieschnitte, jedoch mit deutlich höherer Statistik aufgenommen wurde. Die durchgezogene Linie ist die gefittete Funktion

$$a(t) = a_\nu \cdot e^{-t/\tau} + a_{bg} \quad (7.5)$$

Sie beschreibt den konstanten Untergrund a_{bg} und den exponentiell abfallenden Neutrinoanteil a_ν . Die erwartete Lebensdauer des Myonzerfalls von $\tau = 2.2 \mu s$ wurde dabei festgehalten. Der Fitbereich erstreckt sich zwischen 0.6 und $30.6 \mu s$, wobei der Bereich zwischen 2.6 und $4.6 \mu s$ vom Fit ausgeschlossen wurde, da das *Single Prong* Zeitspektrum in diesem Zeitbereich möglicherweise von einer unbekanntem, strahlkorrelierten Untergrund-Reaktion überlagert wird.

Anomalie im “Single Prong” Zeitspektrum

Mit den TDC's der KARMEN-Elektronik und den *offline*-Korrekturen der Zeitkalibration ist es möglich, die Zeit eines Ereignisses auf wenige Nanosekunden genau relativ zu t_0 zu bestimmen. Die prompten Elektronen aus der sequentiellen Analyse der $^{12}N_{gs}$ -Anregung durch die ν_e aus dem Myonzerfall im ISIS-Target liefert eine gefittete Lebensdauer von $\tau = 2.30 \pm 0.14 \mu s$. Diese stimmt im Rahmen des Fehlers gut mit der erwarteten Lebensdauer der Myonen überein.

Versucht man jedoch Gleichung 7.5 mit freigehaltenem τ an die *Single Prong* Zeitspektren anzufitten, so erhält man deutlich größere Lebensdauern, als die erwarteten $2.2 \mu s$. Für Spektrum 7.11.a ($11 - 35$ MeV) liefert der Fit $\tau = 2.51 \pm 0.16 \mu s$ (b: $\tau = 2.46 \pm 0.22 \mu s$; c: $\tau = 2.57 \pm 0.25 \mu s$). Die gefittete Lebensdauer weicht um etwa 2σ vom Erwartungswert ab. Betrachtet man die Zeitspektren in Abbildung 7.11, so erkennt man eine Überhöhung der Zählrate in der Umgebung von $(3.6 \pm 1) \mu s$. Diese Struktur – im folgenden als *Peak* bezeichnet – und die damit zusammenhängenden Fitprobleme wurden bereits 1992 beobachtet. Auf Grund der geringen Statistik wurde jedoch erst Anfang 1994 ernsthaft begonnen, nach möglichen Ursachen zu suchen.

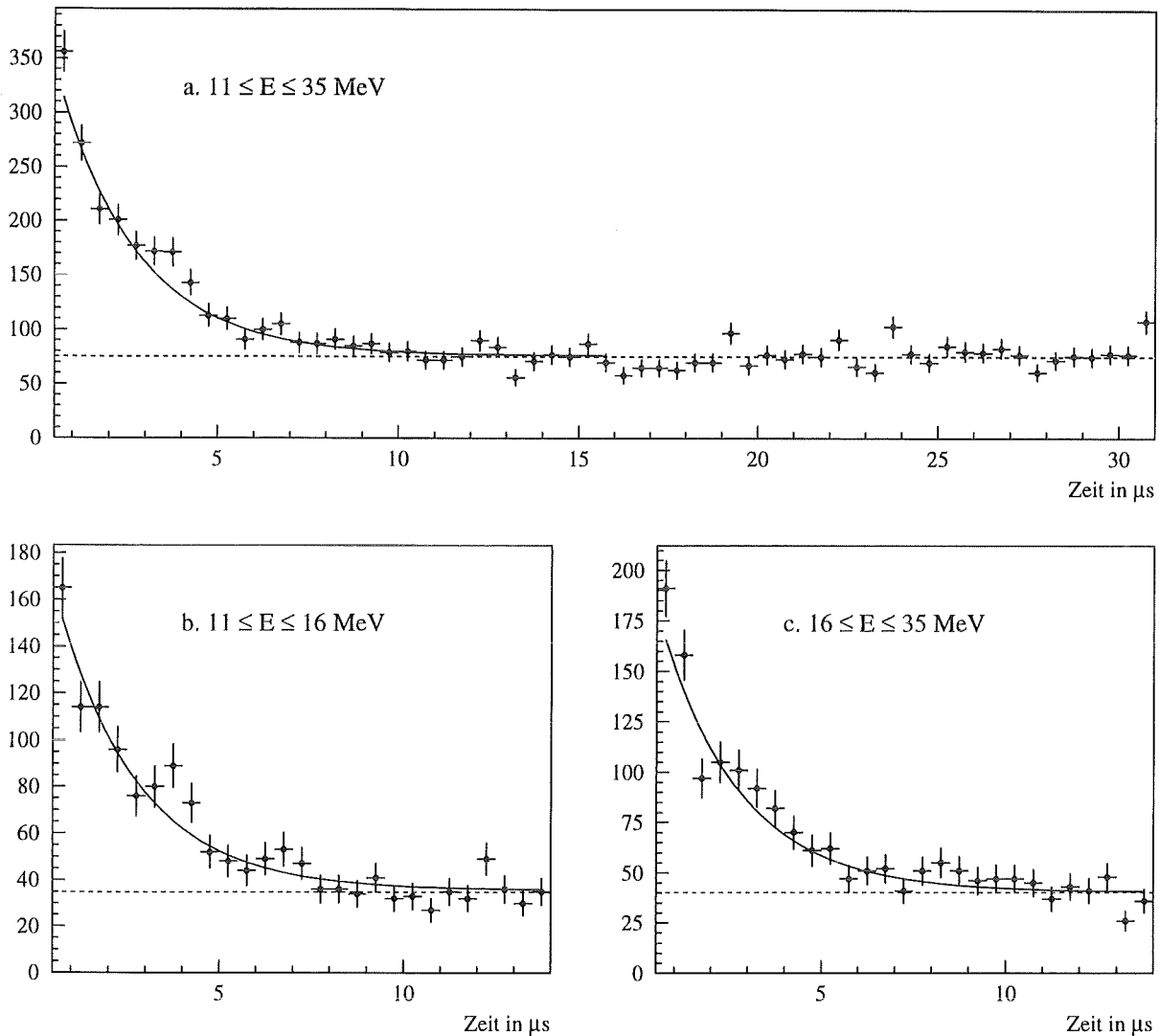


Abbildung 7.11: *Single Prong* Zeitspektren für verschiedene Energieschnitte. a: alle ausgewerteten Neutrinoereignisse; b: *neutral current* Energiefenster; c: *charged current* Energiefenster.

Das vorläufige Ergebnis und eine mögliche physikalische Interpretation wurden bereits an anderer Stelle diskutiert [Arm95a], [Bar95]. Die Form der Zeitverteilung läßt sich am Besten mit einer Exponentialfunktion mit $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ und einer zusätzlichen Gaußfunktion beschreiben, die den *Peak*-Bereich überdeckt. Subtrahiert man die gefittete Exponentialfunktion in Abbildung 7.11.a von den Datenpunkten, so bleiben im Zeitfenster zwischen 2.6 und $4.6 \mu\text{s}$ noch 87 ± 35 Ereignisse übrig (b: 47 ± 24 ; c: 39 ± 25). Im Laufe der Zeit nahm die Anzahl dieser überschüssigen Ereignisse im Rahmen des Fehlers proportional zum Neutrinofluß zu, mit einer Rate von etwa einem Ereignis pro Woche.

Für die *Single Prong Analyse* der CC- und NC-Wirkungsquerschnitte ist vorallem die Frage von Bedeutung, ob es sich bei dem *Peak* nur um eine statistische Fluktuation handelt, oder ob er von einer echten, strahlkorrelierten Untergrundreaktion herrührt. Mit der begrenzten Statistik der verfügbaren Datenmenge kann diese Frage noch nicht eindeutig beantwortet werden. Um sicherzugehen, daß die

Wirkungsquerschnitte nicht durch eine unbekannte Untergrundreaktion verfälscht werden, wurde der *Peakbereich* zwischen 2.6 und 4.6 μs von der Auswertung ausgeschlossen. Im folgenden werden jedoch auch Auswertungen mit anderen Zeitschnitten durchgeführt, um den Einfluß der Zeitanomalie zu untersuchen.

7.2.5 Prebeam-Untergrund Subtraktion zur Bestimmung des Energiespektrums

Die einfachste Methode der Untergrundbestimmung im Neutrinozeitfenster ist die *Prebeam-Analyse*. Wie bereits in Kapitel 2.4.2 beschrieben, werden alle Strahlperioden mit einem *neutralen* Ereignis zwischen $-200 \mu\text{s}$ und $+100 \mu\text{s}$ relativ zu t_0 als *neutral period* aufgenommen. Im *Prebeam*-Zeitfenster vor t_0 sind nur *Single Prong* Ereignisse des zeitlich konstanten kosmischen Untergrundes enthalten.

Setzt man voraus, daß der untere Energieschnitt von 11 MeV und der untere Zeitschnitt von 0.6 μs alle strahlkorrelierten Neutronreaktionen unterdrückt, so sollten im Neutrinozeitfenster nur noch strahlkorrelierte Neutrinoereignisse und zeitlich konstanter kosmischer Untergrund vorhanden sein.

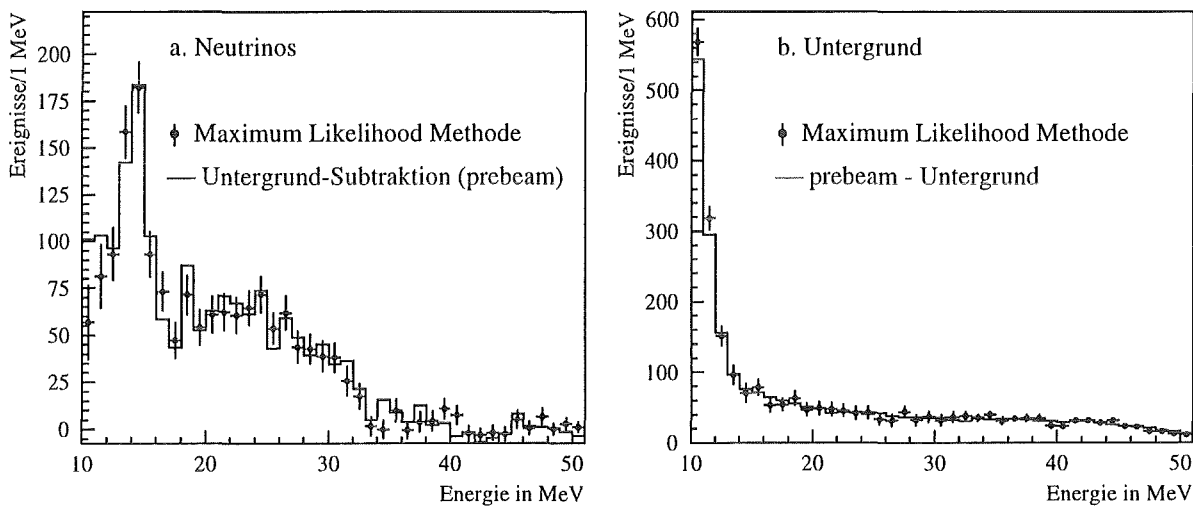


Abbildung 7.12: Vergleich der Neutrino- und Untergrund-Energiespektren, die mit der Maximum Likelihood Methode (0.6 – 30.6 μs) bestimmt wurden, mit den Spektren aus der *prebeam*-Subtraktion (0.6 – 10.6 μs). Die Untergrundspektren wurden auf den gleichen Zeitbereich normiert (10 μs).

Bei der *Prebeam*-Subtraktion wird das *Single Prong* Energiespektrum in einem Untergrund-Zeitfenster zwischen $-170 \mu\text{s}$ und $-20 \mu\text{s}$ aufgenommen. Danach wird es, entsprechend herunterskaliert (Abb. 7.12.b, durchgezogene Linie), vom Energiespektrum des Neutrinozeitfensters subtrahiert. Das resultierende Energiespektrum (Abb. 7.12.a, durchgezogene Linie) sollte nun nur noch Neutrinoereignisse enthalten, aus deren Anzahl später die gesuchten Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Tabelle 7.4 enthält die *Single Prong* Zählraten für verschiedene Zeitfenster und getrennt für das NC- und CC-Energiefenster.

Energieschnitte	<i>Prebeam-Fenster</i> -170 – -20 μs	Neutrinozeitfenster		
		0.6 – 10.6 μs	0.6 – 2.6 μs	2.6 – 10.6 μs
11 – 35 MeV	22509 \pm 150	2727.0 \pm 52	963.0 \pm 31	1764.0 \pm 42
Untergrund subtr.		1226.4 \pm 53	662.9 \pm 31	563.5 \pm 43
11 – 16 MeV	10412 \pm 102	1273.0 \pm 36	460.0 \pm 21	813.0 \pm 29
Untergrund subtr.		578.9 \pm 37	321.2 \pm 21	257.7 \pm 30
16 – 35 MeV	12097 \pm 110	1454.0 \pm 38	503.0 \pm 22	951.0 \pm 31
Untergrund subtr.		647.5 \pm 39	341.7 \pm 22	305.8 \pm 32

Tabelle 7.4: *Single Prong* Zählrate und statistische Fehler vor und nach der *Prebeam*-Subtraktion für verschiedene Zeit- und Energieschnitte.

7.2.6 Maximum Likelihood zur Bestimmung des Energiespektrums

Eine andere Methode, den zeitlich konstanten Untergrund von den Neutrinoereignissen zu trennen, bietet Gleichung 7.5, die an das Zeitspektrum der *Single Prong* Ereignisse angefitet wird. Die Zerfallskonstante wurde beim Fit auf $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ festgehalten. Erstreckt sich der Fitbereich über das Zeitintervall t_1 bis t_2 , so sind darin

$$A_\nu = \int_{t_1}^{t_2} a_\nu \cdot e^{-t/\tau} \cdot dt = a_\nu \cdot \tau \cdot (e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}) \quad (7.6)$$

Neutrinoereignisse und

$$A_{bg} = \int_{t_1}^{t_2} a_{bg} \cdot dt = a_{bg} \cdot (t_2 - t_1) \quad (7.7)$$

Untergrundereignisse enthalten. Um die beiden gesuchten Größen A_ν und A_{bg} zu bestimmen, wurde zum einen die Gesamtzahl der *Single Prong* Ereignisse im untersuchten Zeit- und Energieintervall benutzt, für die gilt $A_{sp} = A_\nu + A_{bg}$. Zum anderen wurde das Verhältnis $R_{ML} = a_\nu/a_{bg}$ über einen *eindimensionalen Maximum Likelihood (ML) Fit* ermittelt.

Bei der *ML*-Methode wird die Wahrscheinlichkeit (likelihood) dafür berechnet, daß A_{sp} Ereignisse genau mit den im Experiment gemessenen Zeiten t_i beobachtet werden. Die zeitabhängige Wahrscheinlichkeitsfunktion $P_R(t)$ für das Auftreten eines einzelnen Ereignisses zur Zeit t wird dabei als bekannt vorausgesetzt. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für die Zeitverteilung der A_{sp} Ereignisse ist das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten. Beim *ML*-Fit wird nun die Wahrscheinlichkeitsfunktion gesucht, für die die Gesamtwahrscheinlichkeit den größten Wert annimmt.

Für den hier vorliegenden Fall wurde die Wahrscheinlichkeitsfunktion $P_R(t)$ entsprechend Gleichung 7.5 definiert, wobei für die Maximierung der Parameter R_{ML} variiert wurde:

$$P_R(t_i) = \frac{1}{N_R} (R_{ML} \cdot e^{-t_i/\tau} + 1) \quad (7.8)$$

mit dem Normierungsfaktor

$$N_R = \int_{t_1}^{t_2} (R_{ML} \cdot e^{-t/\tau} + 1) \cdot dt$$

Aus rechentechnischen Gründen wurde nicht das Maximum des Produkts, sondern das Minimum der Summe

$$\ln P_{gesamt} = \sum_{i=1}^{A_{sp}} \ln P_R(t_i) \quad (7.9)$$

mit Hilfe des *MINUIT*-Programmpakets (CERN) gesucht.

Der Vorteil der *ML*-Methode gegenüber der *Prebeam*-Subtraktion ist dadurch gegeben, daß der Untergrund im gleichen Zeitintervall bestimmt wird, wie der Neutrinoanteil. Eine strahlkorrelierte Erhöhung des Untergrundes, die sich von der vorgegebenen Zeitverteilung der Neutrinos unterscheidet, würde beim *ML*-Fit zusätzlich erkannt und unterdrückt werden. Tabelle 7.5 zeigt die Ergebnisse für verschiedene Zeitfenster und getrennt für das NC- und das CC-Energiefenster.

Energieschnitte	Neutrinozeitfenster		
	0.6 – 30.6 μ s	0.6 – 4.6 μ s und 4.6 – 30.6 μ s	2.6 – 30.6 μ s
11 – 35 MeV	1178.6 \pm 48	847.8 \pm 39	566.5 \pm 41
11 – 16 MeV	561.4 \pm 32	403.6 \pm 26	266.3 \pm 27
16 – 35 MeV	617.2 \pm 36	444.2 \pm 30	300.2 \pm 31

Tabelle 7.5: Neutrinozählrate und statistische Fehler für verschiedene Zeit- und Energieschnitte, bestimmt mit der *Maximum Likelihood*-Methode.

Unterteilt man die *Single Prong* Ereignisse in 1 MeV Schritten, und führt für jeden Bereich einen *ML*-Fit durch, so erhält man zwei getrennte Energiespektren für den Untergrund und für die Neutrinoreaktionen. Abbildung 7.12 zeigt das Ergebnis dieser Methode (Punkte mit Fehlerbalken) im Vergleich zu den entsprechenden Spektren aus der *Prebeam*-Subtraktion. Beide Methoden stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut miteinander überein. Bei kleinen Energien (≤ 11 MeV) findet der *ML*-Fit jedoch mehr Untergrundereignisse, als die *Prebeam*-Methode. Dieser vermehrte Untergrund könnte von langsamen Neutronen stammen, die auf Grund der endlichen Energieauflösung des Detektors gerade noch in das untere Ende des Neutrinofensters hineinragen und durch ihre langsam abfallende Zeitstruktur von der *ML*-Methode als Untergrund erkannt werden.

Bevor mit den hier bestimmten Neutrinoraten die gesuchten Wirkungsquerschnitte berechnet werden können, müssen noch die Zählraten der bekannten Neutrinoreaktionen bestimmt und subtrahiert werden.

7.2.7 Reaktionsrate und Wirkungsquerschnitt

Die Anzahl der Reaktionen A_K eines Kerns mit dem Wirkungsquerschnitt σ , bei einem über die Meßzeit integrierten Neutrinofluß $N_\nu/4\pi r^2$ (Neutrinos pro Fläche), ist gegeben durch:

$$A_K = \frac{N_\nu}{4\pi r^2} \cdot \sigma$$

N_ν ist die gesamte im ISIS-Target erzeugte Neutrinoanzahl und r ist der Abstand zwischen Target und Kern. Um die Anzahl der *nachgewiesenen* Reaktionen A_ν im gesamten KARMEN-Detektor zu bestimmen, muß noch mit der Nachweiswahrscheinlichkeit η und der Teilchendichte ρ multipliziert und über das Detektorvolumen V integriert werden:

$$A_\nu = \eta \cdot N_\nu \cdot \sigma \cdot \rho \cdot \int_V \frac{dV}{4\pi r^2} \quad (7.10)$$

r ist hier der Abstand zwischen dem ISIS-Target und dem Volumenelement dV des Detektors. Um den Wirkungsquerschnitt aus einer gemessenen Anzahl von Reaktionen zu berechnen, wird die Formel umgestellt zu:

$$\sigma = \frac{A_\nu}{\eta \cdot N_\nu \cdot \rho \cdot \int_V \frac{dV}{4\pi r^2}} \quad (7.11)$$

7.2.8 Detektorgeometrie und Teilchendichte

Das Integral $\int \frac{dV}{4\pi r^2}$ in den Gleichungen 7.10 und 7.11 wurde für die verschiedenen Komponenten des Zentraldetektors numerisch berechnet: für das Volumen des Flüssigszintillators, der optischer Plexiglas-Segmentierung und der Konstruktionselemente aus Eisen (Detektortank und passiven Abschirmung). Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.6 angegeben, zusammen mit dem Volumen V der Detektorkomponenten und einem "effektiven Abstand" r_{eff} zwischen dem ISIS-Target und der Detektormitte. Die Größe weicht vom geometrischen Abstand $r = 1770$ cm ab und ist definiert durch die Gleichung:

$$\int_V \frac{dV}{4\pi r^2} = \frac{V}{4\pi r_{eff}^2}$$

Material	$\int \frac{dV}{4\pi r^2}$	Volumen	r_{eff}
Szintillator	1.6418 cm	64.83 m ³	1773 cm
Plexiglas	0.0603 cm	2.49 m ³	1813 cm
Eisen	0.6798 cm	30.72 m ³	1896 cm

Tabelle 7.6: Ergebnisse der numerischen Integration über das Detektorvolumen.

Sie wurde zum Vergleich mit anderen Arbeiten aufgeführt, die anstelle des Integrals r_{eff} angeben. In Tabelle 7.7 sind die Teilchendichten der verschiedenen Detektormaterialien aufgelistet. Für Kohlenstoff und Wasserstoff geht in die Gleichungen 7.10 und 7.11 die Summe der Szintillator- und Plexiglasbeiträge $\rho \cdot \int \frac{dV}{4\pi r^2}$ ein. Der systematische Fehler dieser Größe wird anhand der Toleranzen in der Detektorgeometrie und im Abstand zum Target auf $\pm 1\%$ abgeschätzt. Das integrierte Volumen muß das gleiche sein, wie das Volumen, für das die Nachweiswahrscheinlichkeit mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort berechnet wurde.

Material	Teilchendichte ρ in $10^{22} \frac{1}{\text{cm}^3}$					
	^{12}C	^{13}C	^1H	^{16}O	e^-	Fe
Szintillator	3.774	0.042	6.745	—	29.64	—
Plexiglas	3.510	0.039	5.682	1.419	38.33	—
Eisen	—	—	—	—	—	8.454
$\sum \rho \cdot \int \frac{dV}{4\pi r^2}$ in $10^{22} \frac{1}{\text{cm}^2}$	6.408	0.071	11.417	0.086	50.98	5.747

Tabelle 7.7: Teilchendichte im KARMEN-Detektor.

7.2.9 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Reaktion im Detektor bei der Datenauswertung auch nachgewiesen wird, setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen:

- Die Triggerwahrscheinlichkeit gibt an, ob ein Ereignis mit gegebener Energie über die Hardware-Schwelle kommt und von der Trigger-Elektronik (MLU) als *Neutral Event* erkannt wird, so daß es konvertiert und in die Experimentdaten aufgenommen wird.
- Softwareschnitt auf die Energie
- Softwareschnitt auf das *fiducial volume*
- Softwareschnitt auf die Zeit
- Die *Stack-Efficiency* gibt den Bruchteil der Meßzeit an, der *nicht* durch die Totzeit der Stack-Reduktion verworfen wurde.
- Die *SMU-Efficiency* gibt den Bruchteil der Meßzeit und des Detektorvolumens an, der *nicht* durch Totzeit bzw. Totvolumen der SMU-Reduktion verworfen wurde.

Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort

Die ersten drei Punkte der Nachweiswahrscheinlichkeit werden gemeinsam über eine Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort bestimmt. Die Simulation wird in zwei Schritten durchgeführt [Eit95]. Im ersten Schritt wird von *GEANT 3.21* die Energie des ionisierenden Teilchens im Detektor “deponiert”. Im zweiten Schritt wird die Detektorantwort auf die Energiedeposition berechnet und darauf die Energie- und Ortsschnitte der zu simulierenden Auswertung angewendet. Der Vergleich zwischen den von *GEANT* gestarteten Ereignissen und den Ereignissen, die alle Schnitte überleben, liefert die gemeinsame Nachweiswahrscheinlichkeit für den Hardware-Trigger, den Energie- und den *fiducial volume*-Schnitt.

GEANT startet die beobachtbaren Teilchen (z.B. Elektronen oder γ 's) mit einer vorgegebenen Energie-, Orts- und Richtungsverteilung in der bekannten Detektorgeometrie. Für die Energieverteilung wird das theoretisch erwartete Spektrum der Reaktion, die simuliert werden soll, verwendet. Die Ortsverteilung von Neutrinoereignissen wird durch die $1/r^2$ -Abhängigkeit des ν -Flusses beschrieben. Die Richtungsverteilung wird entsprechend der Kinematik der Reaktion aus den theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitten bestimmt. Das Volumen, in dem die Ereignisse gestartet werden und auf das sich am Ende

die Nachweiswahrscheinlichkeit bezieht, ist zum einen das Innere des Detektortanks mit Szintillator und Plexiglas (^{12}C und ^{13}C Reaktionen), zum anderen die passive Abschirmung (Fe -Reaktionen).

GEANT verfolgt die Spur der gestarteten Teilchen im Detektor und deponiert dabei Energie in den verschiedenen Materialien, die das Teilchen durchquert. Das Ergebnis wird für jedes gestartete Teilchen in einem Datensatz abgespeichert, der für jedes KARMEN-Modul entlang der Spur den mittleren x -Ort und die von dem Teilchen im Szintillator deponierte physikalische Energie enthält. Diese Primärdatensätze wurden für alle zu untersuchenden Reaktionen mit jeweils mehreren 100 000 Ereignissen erzeugt [Eit95] und stehen allen Auswertern zur Verfügung.

Im zweiten Schritt der Simulation wird aus den Primärdaten die Detektorantwort berechnet. Dazu werden mit Hilfe der Lichtausbeutekurven, der Updatewerte und der Leakagefunktionen aus der Kalibration die mit der Detektoraufösung gefalteten Photomultipliersignale (in ADC-Kanälen) berechnet. Danach wird für jedes Modul eines Ereignisses geprüft, ob beide Multiplierpaare (upstream und downstream) über die ASTERIX-Schwellen kommen und damit einen t_{or} -Trigger auslösen würden. Außerdem wird geprüft, ob das Summenenergiesignal über die MLU-Schwellen kommt, oder ob es als *below threshold event* verworfen würde. Änderungen in den Hardware-Triggerbedingungen werden dadurch berücksichtigt, daß die Primäreignisse flußgewichtet auf die einzelnen Neutrino-Runs verteilt werden, mit deren Kalibrationsdaten die Detektorantwort bestimmt wird.

Für alle Ereignisse, die diese Simulation des Hardware-Triggers überleben, wird genauso wie bei der richtigen Datenauswertung die Summenenergie und der mittlere, energiegewichtete Ort aus den Modulen bestimmt, die einen t_{or} -Trigger ausgelöst haben. Die so gewonnenen Energien und Ereignisorte entsprechen den Werten, die bei der Auswertung eines realen Ereignisses von der Kalibration berechnet werden würden. Auf diese "kalibrierten" Parameter werden nun die vom Auswerter vorgegebenen Energieschnitte und Ortsschnitte des *fiducial volume cuts* angewandt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit

	<i>fiducial volume cut: $-150\text{ cm} \leq x \leq 150\text{ cm}$ $1.5 \leq \text{Reihe} \leq 31.5 ; 1.5 \leq \text{Spalte} \leq 15.5$</i>		
Reaktion	Energieschnitte		
	11 – 35 MeV	11 – 16 MeV	16 – 35 MeV
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{gs}$	55.90%	8.53%	47.37%
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}^*$	61.91%	7.74%	54.17%
$^{12}\text{C}(\nu, \nu') ^{12}\text{C}^*$	37.51%	37.08%	0.43%
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-) ^{13}\text{N}$	36.84%	1.96%	34.88%
$\nu - e$ -Streuung	32.76%	9.43%	23.33%
$^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-) ^{56}\text{Co}$	0.37%	0.17%	0.20%

Tabelle 7.8: Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedenen Energiefenster mit *fiducial volume cut*. Bei der NC-Reaktion wurde berücksichtigt, daß nur 95.9% der angeregte $^{12}\text{C}^*$ unter γ -Emission zerfallen.

für diese Schnitte ist dann gegeben durch die Anzahl der verbleibenden Ereignisse dividiert durch die Anzahl der primär von *GEANT* gestarteten Ereignisse. In Tabelle 7.8 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Neutrino-Reaktionen für die einzelnen Energiefenster der *Single Prong Analyse* angegeben.

Zeitschnitte

Die Zeitverteilung der Neutrinoereignisse aus dem μ^+ -Zerfall wurde bereits in Abbildung 2.1.c gezeigt. Dieses Histogramm wurde verwendet, um zu bestimmen, welcher Anteil der Neutrinos innerhalb der verschiedenen Zeitfenster liegt, die bei den unterschiedlichen Auswertungen verwendet wurden. In Tabelle 7.9 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für verschiedene Zeitfenster aufgelistet.

Zeitschnitte					
Maximum Likelihood			Prebeam-Subtraktion		
0.6 – 30.6 μs	0.6 – 2.6 μs und 4.6 – 30.6 μs	2.6 – 30.6 μs	0.6 – 10.6 μs	0.6 – 2.6 μs	2.6 – 10.6 μs
85.15%	64.67%	34.26%	84.27%	50.89%	33.38%

Tabelle 7.9: Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Zeitschnitte.

Der relative Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit nach den Energie- Orts- und Zeitschnitte liegt bei 3%. Er wird durch die systematischen Fehler der Kalibrationsdaten verursacht. Dabei überwiegt der Fehler der Ortskalibration (x-Richtung) bei weitem die Fehler durch die Unsicherheiten der Energiekalibration und der Zeit.

Stack-Efficiency

Die Stack-Reduktion legt für jeden der 50 bis 80 Stackeinträge einer Strahlperiode eine 20 μs lange Totzeit an. Nach t_0 steigt die Stackrate auf Grund der strahlkorrelierten Neutronen kurzzeitig an, wodurch die Stack-Totzeit im Neutrinozeitfenster zeitabhängig wird. Die *Stack-Efficiency* wird in der folgenden Auswertung nur mit *Second Beam Periods* bestimmt, um keinen künstlichen Offset in der Stackrate zu erhalten, der durch die *prompt Window*-Bedingung verursacht wird, mit der normale Strahlperioden aufgenommen werden.

Für die Bestimmung der *Stack-Efficiency* wird zuerst ein leeres Zeit-Histogramm angelegt, daß den Zeitbereich der Neutrinoauswertung mit 0.5 μs breiten *Bins* abdeckt. Für eine ausgewertete Strahlperiode wird der Inhalt all jener *Bins* um 1 erhöht, für die kein Stack-Eintrag in den vorangegangenen 20 μs gefunden wurde. Am Ende der Auswertung wird der Bin-Inhalt durch die Gesamtzahl der ausgewerteten Strahlperioden dividiert (siehe Abb. 7.13.a). Für die mittlere *Stack-Efficiency* der Neutrinoauswertung wird flußgewichtet über die einzelnen Neutrino-Runs und das Neutrino-Zeitfenster gemittelt:

$$\eta_{Stack}(20 \mu s) = 91.65\%$$

SMU-Efficiency

Für die Berechnung der *SMU-Efficiency* wurde dieselbe Methode angewandt, wie für die *Stack-Efficiency*. Da im Mittel drei bis vier SMU-Ereignisse pro Strahlperiode auftreten, gibt es in dem 100 ms

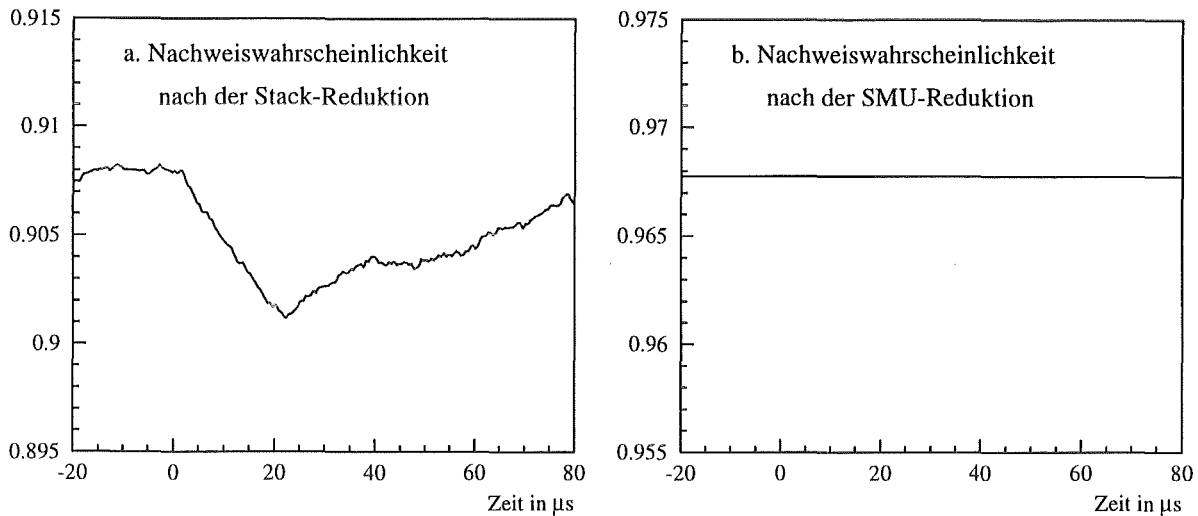


Abbildung 7.13: Nachweiswahrscheinlichkeit nach Anwendung der Stack- und SMU-Totzeit (Run 79).

langen Totzeitintervall im Mittel 20 SMU's, die zusammen einen gewissen Prozentsatz des Detektorvolumens totschtalten. Die Zeit-Bins in dem Efficiency-Histogramm (siehe Abb. 7.13.b) werden für jede Strahloeride um den aktiven Anteil des Detektorvolumens hochgezählt. Als 100%-Volumen zählt das *fiducial volume* der Auswertung. Liegt ein SMU außerhalb dieses Volumens, so wird nur der Bereich des SMU-Koinzidenzvolumens als Totvolumen gezählt, der in das *fiducial volume* hineinreicht. Da ein SMU-Ereignis auch im Datenstack repräsentiert ist, werden nur SMU's berücksichtigt, die zwischen 20 μs und 100 ms vor dem Zeit-Bin liegen, um den Efficiency-Verlust durch die Stack-Totzeit nicht doppelt zu zählen. Die über die Neutrino-Runs gemittelte *SMU-Efficiency* beträgt:

$$\eta_{SMU}(100 \text{ ms}) = 96.76\%$$

7.2.10 Zählraten

Mit Gleichung 7.10 und den zugehörigen Zahlenwerten aus den vorangegangenen Kapiteln kann nun die gesuchte Anzahl der CC- und NC-Neutrinoereaktionen im KARMEN-Detektor bestimmt werden. Zuerst wurden alle bekannten Neutrinoraten berechnet und die darauf normierten Energiespektren der simulierten Detektorantwort (Abb. 7.10) vom Gesamtenergiespektrum der Neutrinoereaktionen (Abb. 7.12.a) subtrahiert. Der verbleibende Rest zwischen 16 und 35 MeV kann man der CC-Anregung des $^{12}\text{N}^*$ -Zustandes zuordnen. Das auf diese Anzahl normierte, simulierte Energiespektrum der Reaktion wurde nun ebenfalls vom restlichen Energiespektrum abgezogen. Damit bleiben nur noch die NC-Anregungen des 15.11 MeV-Niveaus übrig, deren Anzahl zwischen 11 und 16 MeV bestimmt wurde. Die Ergebnisse der Auswertung sind für die verschiedenen Zeitschnitte und Methoden zur Untergrundbestimmung in Tabelle 7.10 bis 7.13 aufgeführt.

Abbildung 7.14 zeigt die Anteile der einzelnen Neutrinoereaktionen im *Single Prong* Energiespektrum für verschiedene Schritte der Datenreduktion. Die $^{12}\text{N}_{gs}$ -Ereignisse in Abbildung b und c, die gegenüber a über die sequentielle Reaktionssignatur deutlich reduziert wurden, müssen bei der Berechnung der Zählrate besonders behandelt werden. Zuerst wurde die gesamte *Single Prong* Zählrate der Reaktion mit Hilfe des gemessenen Wirkungsquerschnittes (Gleichung 7.1) bestimmt. Von diesem Wert wurde

Reaktion	Neutrinozahlen (<i>Prebeam</i> -Methode) 16 – 35 MeV		
	0.6 – 10.6 μ s	0.6 – 2.6 μ s	2.6 – 10.6 μ s
+ alle ν -Ereignisse	647.5 \pm 39 (stat.)	341.7 \pm 22 (stat.)	305.8 \pm 32 (stat.)
– $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	4.4 \pm 0.4 (syst.)	2.7 \pm 0.3 (syst.)	1.8 \pm 0.2 (syst.)
– $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{gs}$	159.4 \pm 23.2 (stat.)	111.8 \pm 14.0 (stat.)	47.6 \pm 9.2 (stat.)
– $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	25.4 \pm 2.5 (syst.)	15.4 \pm 1.5 (syst.)	10.1 \pm 1.0 (syst.)
– $\nu - e$ -Streuung	63.1 \pm 3.6 (syst.)	38.1 \pm 2.2 (syst.)	25.0 \pm 1.4 (syst.)
– $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$	33.2 \pm 17.4 (stat.)	20.1 \pm 10.5 (stat.)	13.2 \pm 6.9 (stat.)
= $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	361.9 \pm 48.4 (stat.) \pm 4.4 (syst.)	153.7 \pm 28.5 (stat.) \pm 2.7 (syst.)	208.2 \pm 33.4 (stat.) \pm 1.7 (syst.)

Tabelle 7.10: Neutrinozählrate im *charged current* Energiefenster nach der *Prebeam*-Untergrundsubtraktion. Für die Berechnung der NC-Anregung von ^{12}C wurde der theoretische Wirkungsquerschnitt aus [Kol94] verwendet, da die experimentelle Rate erst im zweiten Teil dieser Auswertung bestimmt wird.

Reaktion	Neutrinozahlen (<i>Prebeam</i> -Methode) 11 – 16 MeV		
	0.6 – 10.6 μ s	0.6 – 2.6 μ s	2.6 – 10.6 μ s
+ alle ν -Ereignisse	578.9 \pm 37 (stat.)	321.2 \pm 21 (stat.)	257.7 \pm 30 (stat.)
– $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	51.7 \pm 4.7 (stat.)	21.9 \pm 2.1 (stat.)	29.7 \pm 4.5 (stat.)
– $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{gs}$	28.7 \pm 4.2 (stat.)	20.1 \pm 2.5 (stat.)	8.6 \pm 1.6 (stat.)
– $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	1.4 \pm 0.1 (syst.)	0.9 \pm 0.1 (syst.)	0.6 \pm 0.1 (syst.)
– $\nu - e$ -Streuung	25.5 \pm 1.5 (syst.)	15.4 \pm 0.9 (syst.)	10.1 \pm 0.6 (syst.)
– $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$	29.5 \pm 15.4 (stat.)	17.8 \pm 9.3 (stat.)	11.7 \pm 6.1 (stat.)
= $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	442.0 \pm 40.9 (stat.) \pm 1.5 (syst.)	245.0 \pm 24.5 (stat.) \pm 0.9 (syst.)	197.0 \pm 30.2 (stat.) \pm 0.6 (syst.)

Tabelle 7.11: Neutrinozählrate im *neutral current* Energiefenster nach der *Prebeam*-Untergrundsubtraktion.

dann die untergrundkorrigierte Anzahl der erkannten Sequenzen im Neutrinofenster abgezogen. Tabelle 7.14 zeigt die gefundenen, unkorrigierten Sequenzen in den verschiedenen Zeitfenstern. Bei der Untergrundkorrektur wurde jeweils die entsprechend herunterskalierte *Prebeam*-Rate (-170μ s bis -20μ s) von der Zahl der Sequenzen subtrahiert.

Die angegebenen Fehler der Zählraten, die aus Messungen mit KARMEN stammen ($^{12}\text{N}_{gs}$ und ^{56}Fe), wurden als statistische Fehler behandelt. Da die erkannten ^{12}N -Grundzustandsübergänge bereits bei der Datenreduktion von den *Single Prong* Ereignissen ausgeschlossen worden waren und der Eisen-Wirkungsquerschnitt vorallem mit Ereignissen am Detektorrand, außerhalb des *fiducial volume* bestimmt worden war, werden diese Fehler im folgenden als unkorrelierte Fehler quadratisch zum statistischen Fehler der *Single Prong* Zählrate addiert. Die Fehler durch die Unsicherheiten in den theoretischen Wirkungsquerschnitten wurden als systematische Fehler betrachtet. Die systematischen Fehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden nicht berücksichtigt, da sie mit den Fehlern der gesuchten Wirkungsquerschnitte korreliert sind (z.B. der Neutrinofluß).

Reaktion	Neutrinozahlen (<i>Maximum Likelihood</i>) 16 – 35 MeV		
	0.6 – 30.6 μ s	0.6 – 2.6 μ s und 4.6 – 30.6 μ s	2.6 – 30.6 μ s
+ alle ν -Ereignisse	617.2 \pm 36 (stat.)	444.2 \pm 30 (stat.)	300.2 \pm 31 (stat.)
– $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	4.5 \pm 0.5 (syst.)	3.4 \pm 0.3 (syst.)	1.8 \pm 0.2 (syst.)
– $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{gs}$	166.3 \pm 23.4 (stat.)	127.7 \pm 17.8 (stat.)	54.5 \pm 9.4 (stat.)
– $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	25.7 \pm 2.6 (syst.)	19.5 \pm 2.0 (syst.)	10.3 \pm 1.0 (syst.)
– $\nu - e$ -Streuung	63.8 \pm 3.7 (syst.)	48.4 \pm 2.8 (syst.)	25.7 \pm 1.5 (syst.)
– $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$	33.6 \pm 17.6 (stat.)	25.5 \pm 13.3 (stat.)	13.5 \pm 7.1 (stat.)
= $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	323.3 \pm 46.0 (stat.) \pm 4.5 (syst.)	219.6 \pm 36.9 (stat.) \pm 3.5 (syst.)	194.4 \pm 32.8 (stat.) \pm 1.8 (syst.)

Tabelle 7.12: Neutrinozählrate im *charged current* Energiefenster nach der *Maximum Likelihood*-Untergrundsubtraktion. Für die Berechnung der NC-Anregung von ^{12}C wurde der theoretische Wirkungsquerschnitt aus [Kol94] verwendet.

Reaktion	Neutrinozahlen (<i>Maximum Likelihood</i>) 11 – 16 MeV		
	0.6 – 30.6 μ s	0.6 – 2.6 μ s und 4.6 – 30.6 μ s	2.6 – 30.6 μ s
+ alle ν -Ereignisse	561.4 \pm 32 (stat.)	403.6 \pm 26 (stat.)	266.3 \pm 27 (stat.)
– $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	46.2 \pm 5.8 (stat.)	31.4 \pm 4.7 (stat.)	27.8 \pm 4.5 (stat.)
– $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{gs}$	29.9 \pm 4.2 (stat.)	23.0 \pm 3.2 (stat.)	9.8 \pm 1.7 (stat.)
– $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	1.4 \pm 0.1 (syst.)	1.1 \pm 0.1 (syst.)	0.6 \pm 0.1 (syst.)
– $\nu - e$ -Streuung	25.8 \pm 1.5 (syst.)	19.6 \pm 1.1 (syst.)	10.4 \pm 0.6 (syst.)
– $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$	29.8 \pm 15.6 (stat.)	22.7 \pm 11.9 (stat.)	12.0 \pm 6.3 (stat.)
= $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	428.2 \pm 36.3 (stat.) \pm 1.5 (syst.)	305.9 \pm 29.4 (stat.) \pm 1.1 (syst.)	205.7 \pm 28.6 (stat.) \pm 0.6 (syst.)

Tabelle 7.13: Neutrinozählrate im *neutral current* Energiefenster nach der *Maximum Likelihood*-Untergrundsubtraktion.

7.2.11 Wirkungsquerschnitte

Aus den gefundenen Zählraten können nun mit Gleichung 7.11 die flußgemittelten Wirkungsquerschnitte berechnet und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Tabelle 7.15 zeigt die Ergebnisse für die verschiedenen Zeitfenster. Der statistische Fehler der Wirkungsquerschnitte wird durch den statistischen Fehler der Zählraten bestimmt. Zum systematischen Fehler tragen neben den Zählraten auch der Fehler der Integration über die Detektorgeometrie (1%), der Fehler des Neutrinoflusses (6.7%) und der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeiten (3%) bei. Beim NC-Wirkungsquerschnitt kommt noch ein zusätzlicher Beitrag zum systematischen Fehler von der Unsicherheit des Verzweungsverhältnisses (1%) des 15.11 MeV-Zerfalls in α 's und γ 's.

Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte, die mit einem unteren Zeitschnitt von 2.6 μ s ausgewertet wurden, mit den Wirkungsquerschnitten der anderen Zeitschnitte, erkennt man deutlich den Einfluß

Zeitfenster	sequentielle Reaktionen		
	11 – 35 MeV	11 – 16 MeV	16 – 35 MeV
0.6 – 10.6 μs	329	51	278
0.6 – 2.6 μs	179	29	150
2.6 – 10.6 μs	150	22	128
0.6 – 30.6 μs	333	54	279
0.6 – 2.6 μs und 4.6 – 30.6 μs	253	46	207
2.6 – 30.6 μs	154	25	129
-170 – -20 μs	51	24	27

Tabelle 7.14: Anzahl der gefundenen Sequenzen für verschiedene Zeit- und Energieschnitte.

Zeitfenster	$\langle\sigma\rangle \pm (\text{stat.}) \pm (\text{syst.})$ in 10^{-42} cm^2	
	NC: $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	CC: $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$
0.6 – 10.6 μs	$12.17 \pm 1.13 \pm 0.91$	$6.83 \pm 0.91 \pm 0.52$
0.6 – 2.6 μs	$11.17 \pm 1.12 \pm 0.84$	$4.80 \pm 0.89 \pm 0.37$
2.6 – 10.6 μs	$13.70 \pm 2.10 \pm 1.03$	$9.92 \pm 1.59 \pm 0.75$
0.6 – 30.6 μs	$11.67 \pm 0.99 \pm 0.88$	$6.04 \pm 0.86 \pm 0.46$
0.6 – 2.6 μs und 4.6 – 30.6 μs	$10.98 \pm 1.05 \pm 0.82$	$5.40 \pm 0.91 \pm 0.41$
2.6 – 30.6 μs	$13.94 \pm 1.94 \pm 1.05$	$9.02 \pm 1.52 \pm 0.68$

Tabelle 7.15: Experimentelle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Schnitte. Die ersten drei Werte wurden mit der *Prebeam*-Methode und die restlichen drei Werte mit der *Maximum Likelihood* Methode bestimmt.

der “Peak-Ereignisse”. Die Wirkungsquerschnitte sind etwa 2σ voneinander entfernt. Alle anderen Wirkungsquerschnitte sind im Rahmen des statistischen Fehlers miteinander verträglich. Auch der Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen nach dem Standardmodell (siehe Tabelle 2.2 und 2.2) zeigt im Rahmen der Fehler eine sehr gute Übereinstimmung.

Für die endgültige Auswertung wurde die *Maximum Likelihood* Methode zwischen 0.6 und 30.6 μs angewandt, wobei der *Peak*-Bereich ausgeschlossen wurde. Die geringfügige Verschlechterung des statistischen Fehlers wurde auf Grund der noch offenen Frage einer zusätzlichen Untergrundkomponente in diesem Bereich in Kauf genommen. Das Ergebnis der *Single Prong Analyse* für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Neutrinoreaktionen lautet:

$$\langle\sigma(^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*)\rangle^{NC} = (10.98 \pm 1.05(\text{stat.}) \pm 0.82(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (7.12)$$

$$\langle\sigma(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*)\rangle^{CC} = (5.40 \pm 0.91(\text{stat.}) \pm 0.41(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (7.13)$$

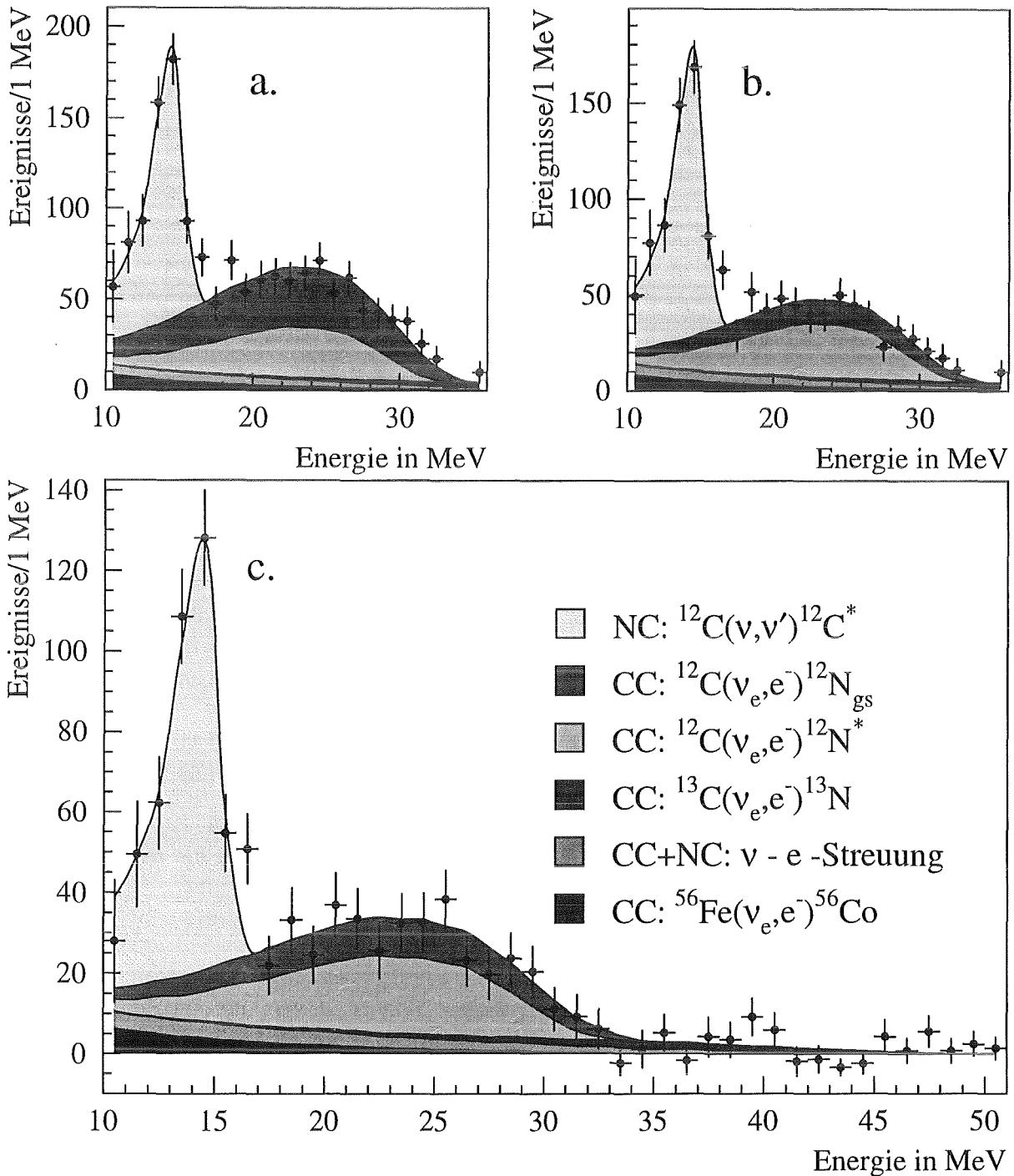


Abbildung 7.14: Energiespektren (Maximum Likelihood) der verschiedenen Neutrino-Reaktionen, die zum *Single Prong* Spektrum beitragen. a.: alle Reaktionen zwischen 0.6 und 30.6 μs ; b.: erkannte CC-Sequenzen ($^{12}\text{N}_{gs}$) subtrahiert; c.: Ereignisse zwischen 2.6 und 4.6 μs ausgeschlossen.

7.2.12 Test der μ -e-Universalität

Die μ -e-Universalität besagt, dass die Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung für Myonen und Elektronen gleich sind. Aus den unter dieser Annahme berechneten theoretischen Wirkungsquerschnitten lässt sich das Verhältnis

$$R = \frac{\langle \sigma(^{12}\text{C}(\nu, \nu') ^{12}\text{C}^*) \rangle^{NC}}{\langle \sigma(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{gs}) \rangle^{CC}} \quad (7.14)$$

bilden und direkt mit dem von KARMEN gemessenen Wert vergleichen. Die theoretischen Vorhersagen (siehe Tabelle 2.1) bewegen sich zwischen 1.08 und 1.22. Die mit KARMEN gemessenen Wirkungsquerschnitte ergeben:

$$R = 1.17 \pm 0.13(\text{stat.}) \pm 0.013(\text{syst.}) \quad (7.15)$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit den theoretisch erwarteten Wert überein und bestätigt die Annahme der μ -e-Universalität.

Der systematische Fehler von R ist sehr klein, da nur noch die Unsicherheit des 15.11 MeV Verzweignungsverhältnisses (1%) und die systematischen Fehler der Zählraten (0.4%) darin eingehen. Die Unsicherheiten des Neutrinoflusses und der Nachweiswahrscheinlichkeiten sind für beide Wirkungsquerschnitte korreliert und kürzen sich bei der Verhältnisbildung heraus.

Kapitel 8

Resümee und Ausblick

Seit der ersten Auswertung des *Single Prong* Spektrums [Ebe92], die nur $1/10$ der aktuellen Datenmenge umfaßte, gab es mehrere entscheidende Verbesserungen in Experiment und Auswertung. Für den experimentellen Aufbau leisteten, neben der Verstärkung der Neutronenabschirmung durch den Aufbau zusätzlicher Eisenwände, vorallem die Umbauten und Erweiterungen der Elektronik einen wichtigen Beitrag. Besonders die Einführung der SMU's und die damit verbundene Erweiterung von 8 auf 16 Ereignisse pro Strahlperiode halfen bei der besseren Identifikation und Reduktion des kosmischen Untergrundes.

Für die Datenauswertung brachten vorallem zwei parallel laufende Anstrengungen den Durchbruch, die Neu- bzw. Weiterentwicklung der Kalibration und der Monte-Carlo-Simulation der Detektorantwort. Die Kalibration des Detektors, deren neues Konzept im Rahmen dieser Arbeit entworfen und durchgeführt wurde, liefert neben den präzisen Werten der Energie, der Zeit und des Ortes eines Ereignisses, auch die für die Simulation der Detektorantwort benötigten Inputparameter. Insbesondere die parallele Weiterentwicklung von Kalibration und Simulation [Eit95] half entscheidend beim Verständnis der Detektoreigenschaften und führte letztendlich zu einer genaueren Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten des KARMEN-Detektors für die verschiedenen, untersuchten Reaktionssignaturen.

Die mit diesen Verbesserungen durchgeführte *Single Prong Analyse* der KARMEN-Daten lieferte Wirkungsquerschnitte für die neutrinoinduzierte NC- und CC-Anregung des ^{12}C -Kerns, die sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen nach dem Standardmodell übereinstimmen. Die *neutral current* Anregung eines Kerns wurde von KARMEN weltweit erstmals nachgewiesen, während die *charged current* Anregung bereits an einem anderen Experiment (E225 am LAMPF) untersucht worden war. Für den Übergang zum angeregten Stickstoff $^{12}\text{N}^*$ veröffentlichte E225 zwei Werte, die mit unterschiedlichen Fitmethoden bestimmt worden waren [Kra92]: $\langle\sigma\rangle^{CC} = (3.6 \pm 2.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ und $\langle\sigma\rangle^{CC} = (5.4 \pm 1.9) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$. Beide Werte stimmen im Rahmen der angegebenen Fehler ausgezeichnet mit dem in dieser Arbeit gefundenen Wert überein:

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

Als Resümee der *Single Prong Analyse* läßt sich sagen, daß das Standardmodell der schwachen Wechselwirkung in der Lage ist, die neutrinoinduzierten Kernanregungen zu beschreiben und daß diese Vorhersagen speziell für den astrophysikalisch und kosmologisch interessanten Nieder- und Mittelenergiebereich experimentell bestätigt werden konnte.

Es ist geplant, die Messungen mit dem KARMEN-Detektor noch mindestens für zwei weitere Jahre fortzuführen. Neben der Verbesserung der statistischen Fehler für die Neutrino-Kern-Anregung wird in dieser Zeit vor allem die Suche nach Neutrino-Oszillationen im Mittelpunkt stehen. Während diese Arbeit geschrieben wurde, veröffentlichte ein anderes LAMPF-Experiment (LSND) erste Hinweise auf eine mögliche $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation von "beam dump"-Neutrinos [Ath95]. KARMEN ist zur Zeit das einzige andere Experiment, das diese Behauptung entweder bestätigen oder widerlegen könnte, so daß hier in Zukunft noch einige interessante Resultate zu erwarten sind.

Ein weiteres Augenmerk wird auf der Zeitanomalie im *Single Prong* Spektrum liegen. Hier wird die Zukunft zeigen, ob es sich nur um eine statistische Fluktuation bzw. um strahlkorrelierten Untergrund handelt, oder ob es sich bei den "Peak-Ereignissen" möglicherweise um schwach wechselwirkende, massive Teilchen handelt, die mit einem sehr kleinen Verzweigungsverhältnis beim π^+ -Zerfall im ISIS-Target anstelle des ν_μ gebildet werden und auf ihrem Weg durch den KARMEN-Detektor zerfallen [Arm95a], [Bar95]. Zur Zeit sind Vorbereitungen im Gange, diese Hypothese experimentell am PSI in der Schweiz zu überprüfen.

Abschließend läßt sich feststellen, daß durch die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Kalibrationsroutinen das KARMEN-Experiment in die Lage versetzt wurde, Präzisionsuntersuchungen der Neutrino-Kern-Wechselwirkung durchzuführen. Die erreichte Präzision beim Neutrinonachweis ist inzwischen von spektroskopischer Qualität und hat zu einer wesentlichen Erweiterung der vom Experiment untersuchten Reaktionen geführt, so daß die zukünftigen Messungen die Beantwortung einer Vielzahl noch offener Fragestellungen auf dem Gebiet der Neutrinophysik bei niedrigen Energien erwarten lassen.

Anhang A

Änderungen im KARMEN-Trigger

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Änderungen im KARMEN-Trigger zwischen Run 16 und Run 75 beschrieben. Frühere Runs (< 16) werden nicht mehr für die Neutrino-Auswertung verwendet. Die Änderungen betreffen die ASTERIX-Schwellen, die MLU, den Triggerprozessor (TRIP), die CAMAC-ADCs, das Timing und den Software-Trigger.

A.1 Änderungen der ASTERIX-Schwellen

Im November 1991 wurde die Anzahl der programmierbaren ASTERIX-Schwellen von drei auf sechs erweitert. In Tabelle A.1 sind die Detektorteile mit ihren zugehörigen Diskriminatorschwellen aufgeführt.

verwendet ab Run/File	ASTERIX-Schwellen in mV					
	Haupt	Anti(lr)	Anti(tb)	Shield(t)	Shield(lr)	Shield(ud)
16/1	15	30		50		
32/1	15	30		40		
35/32	15	30		30		
36/36	15	20	30	25	35	25
51/1	15	20	25	25	30	20

Tabelle A.1: ASTERIX-Schwellen für die verschiedenen Detektorteile.

A.2 Änderungen im MLU-Trigger

Die MLU-Einheit wurde bei Run 9 eingebaut. Im Laufe der Zeit wurden sowohl die MLU-Logik, als auch die Belegung der Ein- und Ausgangssignale geändert. Tabelle A.2 zeigt die Belegung der MLU-Leitungen für Run 16. Die ersten vier Ausgangssignale betreiben vier Scaler, deren Definition

sich jedoch des öfteren änderte. Erst ab Run 32 wurde eine feste Definition eingeführt, die seither nicht mehr geändert wurde. Die Schwellenänderungen der MLU-Diskriminatoren sind in Tabelle A.3 aufgelistet.

Name	ein/aus	MLU-Bit	Stack-Bit	Funktion
TOR	ein	0	0	t_{or} -Signal des Hauptdetektors.
MCG	ein	1	1	Multiplizität M des Hauptdetektors.
EC	ein	2	2	Summenenergie ΣE des Hauptdetektors.
ST	ein	3	3	ein Shield(top) Modul hat getriggert.
SL	ein	4	4	ein Shield(left) Modul hat getriggert.
SR	ein	5	5	ein Shield(right) Modul hat getriggert.
SU	ein	6	6	ein Shield(upstream) Modul hat getriggert.
SD	ein	7	7	ein Shield(downstream) Modul hat getriggert.
AT	ein	8	8	ein Anti(top) Modul hat getriggert.
AB	ein	9	9	ein Anti(bottom) Modul hat getriggert.
AL	ein	10	10	ein Anti(left) Modul hat getriggert.
AR	ein	11	11	ein Anti(right) Modul hat getriggert.
TST	ein	12	12	Testbit
S0	aus	0	—	Scaler 0
S1	aus	1	—	Scaler 1
S2	aus	2	—	Scaler 2
S3	aus	3	—	Scaler 3
VE	aus	4	13	“Valid Event”: wird zur Konversion freigegeben.
DWNSC	aus	5	14	<i>Downscale</i> -Bit: untersetzt die Ereigniskonversion
DEAD/ MARK	aus	6	15	10 μ s „Dead Time“ für gestoppte Myonen und Schauer löste gleichzeitig das Schreiben in den Stack aus.
CLEAR	aus	7	—	“Fast Clear” für die Front-End Elektronik.

Tabelle A.2: Beschreibung der Ein- und Ausgangsleitungen der MLU und die Definition der Bits des *Daten-Stacks* bei Run 16.

Das *Downscale-Bit* konnte gesetzt werden, um bestimmte Ereignisklassen mit einem Untersetzungsfaktor in die Daten mit aufzunehmen. Nach Run 16 wurde dieses Bit jedoch aus der MLU-Definition herausgenommen. Der freie Ausgang wurde durch das MARK-Bit belegt, das den Eintrag eines Ereignisses in den Daten-Stack auslöste. Das Totzeit-Bit (DEAD) blieb bei dieser Änderung an seiner angestammten Position, konnte nun jedoch unabhängig von MARK gesetzt werden. Tabelle A.4 zeigt die neue Definition der untersten vier Ausgangsbits zwischen Run 17 und 31.

Seit Run 16 wurde für alle Ereignisse, die ein t_{or} -Signal ausgelöst hatten, das MARK-Bit gesetzt. Da das Bit per Definition bei allen Stack-Pattern gesetzt war, lieferte es keine Information für die Auswertung. Darum wurde es ab Run 32 im Zuge der Elektronikumstellung [Kle94] auf 16 Ereignisse pro Strahlperiode ersatzlos gestrichen. An seine Stelle kam das SVE-Bit, das von gestoppten Myonen (SMU) gesetzt wird und die Datenkonversion unabhängig von der TRIP-Matrix auslöst. Im Rahmen

verwendet ab Run/File	MLU-Schwellen in mV											
	MWL	MCG	EC	ST	SL	SR	SU	SD	AT	AB	AL	AR
16/1	keine Werte vor Run 26											
26/1	400(t_{or})	2000	190	155	165	155	155	165	170	175	170	170
32/1	2000	2000	100	125	135	135	140	145	170	175	170	170
40/1	1650	2240	85	125	135	135	140	145	170	175	170	170
46/1	800	2240	85	125	135	135	140	145	170	175	170	170
51/1	800	2240	85	125	135	135	135	135	130	130	130	130
52/9	1100	2240	85	125	135	135	135	135	130	130	130	130

Tabelle A.3: Schwellenwerte der MLU-Diskriminatoren. Das erste Eingangssignal der MLU wurde ab Run 32 von t_{or} auf das Multiplizitätssignal MWL geändert. Die programmierbaren Diskriminatoren wurden erst ab Run 26 verwendet, weshalb keine Schwellenwerte vor diesem Run vorhanden sind.

der Umbauten zwischen Run 30 und 32 wurde außerdem das MLU-Interface eingebaut, das die Totzeit des Triggersystems für solche Ereignisse verkürzt, bei denen keine der ersten 12 Eingangsleitungen der MLU ein Signal liefert (*below threshold events*). Diese Ereignisse gelangen nun nicht mehr in die MLU, sondern werden schon vorher durch ein *Fast Clear* zurückgesetzt. Dadurch tauchen sie auch nicht mehr im Daten-Stack auf.

Name	ein/aus	MLU- Bit	Stack- Bit	Funktion
VE	aus	4	13	“Valid Event”: wird zur Konversion freigegeben.
MARK	aus	5	14	Löst das Schreiben des MLU-Worts auf den Stack aus.
DEAD	aus	6	15	10 μ s „Dead Time“ für gestoppte Myonen und Schauer.
CLEAR	aus	7	—	“Fast Clear” für die Front-End Elektronik.

Tabelle A.4: Ausgangsleitungen der MLU von Run 17 bis 31.

Bei Run 32 wurden auch zwei Eingangsleitungen geändert. Das TOR-Bit, das sowieso bei jedem Ereignis gesetzt ist, wurde durch ein zweites Multiplizitätssignal (MWL) des Hauptdetektors ersetzt, das jedoch zunächst keine Verwendung fand. Außerdem wurde an den Testbit-Eingang ein Totzeit-Signal (BL) gelegt, das über ein 10 μ s-Mono-Flop vom DEAD-Bit der MLU selbst ausgelöst wird. Diese “logische” Totzeit erlaubte es, auch während diesen 10 μ s Ereignisse zur Konversion freizugeben (SMU). Nach Run 32 wurden keine weiteren Hardware-Änderungen der Ein- und Ausgangsleitungen der MLU mehr durchgeführt. Die aktuelle Definition ist in Tabelle 2.4 aufgeführt.

Seit Run 40 werden als *Calibration Cosmics* nicht mehr nur vertikale Myonen, sondern auch horizontale Myonen aufgenommen. Dazu wurde per Software die Logik der MLU-Matrix geändert, die die Eingangssignale mit den Ausgangssignalen verknüpft. Für vertikale *Calibration Cosmics* gilt unverändert

die alte Definition. *Horizontale Cosmics* werden am gleichzeitigen Ansprechen der AL-, AR-, SL-, SR- und EC-Bits erkannt. Außerdem wird gefordert, daß das Schauerbit (MCG) nicht gesetzt ist, jedoch das Multiplizitätsbit (MWL), das die untere Grenze für *Calibration Cosmics* darstellt, gesetzt ist. Zwischen Run 40 und 48 wurden noch einige kleinere Änderungen in der Definition für Myonen gemacht, um das Erkennen von horizontalen Myonen zu optimieren. Seit Run 48 wurde der MLU-Trigger nicht mehr geändert.

Zwischen Run 72 und 75 (Herbst 1994) wurde das Schreiben der MLU-Bits in den Daten-Stack so geändert, daß auch *below threshold events* eingetragen werden. Mit dieser Änderung können Totzeiteffekte durch *below threshold events* genauer untersucht werden.

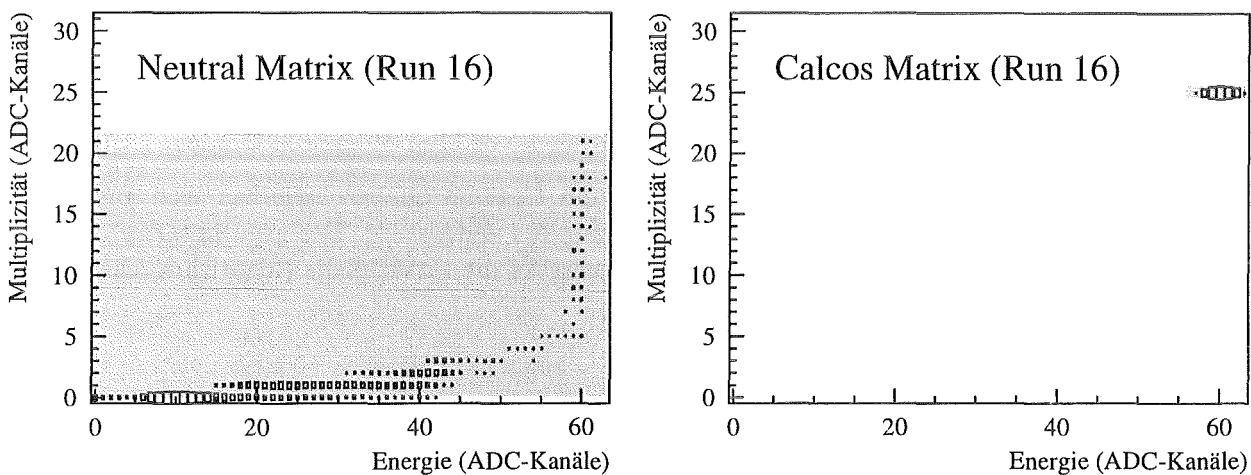


Abbildung A.1: TRIP-Matrizen für *Neutral* und *Calcos* Ereignisse von Run 16 bis 37. Ereignisse, die in den grauen Bereich fallen werden vom TRIP akzeptiert. Die Größe der darübergelegten Rechtecke entspricht dem Logarithmus der Zählrate für das entsprechende Matricelement.

A.3 Änderungen im TRIP

Für jedes vom TRIP für die Konversion freigegeben Ereignis (einschließlich SMU's) wird ein 16-Bit *TRIP-Wort* gespeichert und später in den zugehörigen *Event-Header* der Datenstruktur geschrieben. Die Bits des *TRIP-Wortes* sind folgendermaßen definiert:

15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
Overflow	LSB ¹	Test-bit	Trigger-bit	5 MSB ² von M						6 Bits von ΣE						
M	ΣE	von M	bit	bit												

Das *Triggerbit* zeigt an, welche der beiden Matrizen gerade aktiv war. Das *Testbit* repräsentiert den Status des Test-Eingangs des TRIP's, der von der MLU für SMU-Ereignisse gesetzt wird. Bei gesetztem

¹Least Significant Bit

²Most Significant Bits

Testbit wird das Ereignis unabhängig von der TRIP-Matrix konvertiert. Der Ereignistyp wird später vom Software-Trigger einzig und allein anhand dieser beiden Bits erkannt:

Test-bit	Trigger-bit	Ereignisklasse
0	0	Neutral
0	1	Calcos
1	0	SMU
1	1	SMU

Vor Run 30 war das Triggerbit das einzige Unterscheidungsmerkmal zwischen *Calibration Cosmics* und *Neutrals*. Inzwischen gibt es entsprechend definierte Bits im *Beam-Statuswort* und im *Event-Statuswort*, an denen man die beiden unterschiedlichen Triggerbedingungen unterscheiden kann. Um dem Auswerter auch für alte Runs eine einheitliche Auswertung zu erlauben, liefern ihm die Kalibrationsroutinen modifizierte Statusworte, die nach den aktuellen Definitionen von Run 40 gesetzt werden.

Die beiden TRIP-Matrizen für *Neutrals* und *Calibration Cosmics* blieben zwischen Run 16 und 38 unverändert. Sie sind für diesen Zeitbereich in Abbildung A.1 dargestellt. Der grau unterlegt Bereich zeigt den Akzeptanzbereich des TRIP, während die Rechtecke die tatsächliche (logarithmische) Ereignisverteilung repräsentieren.

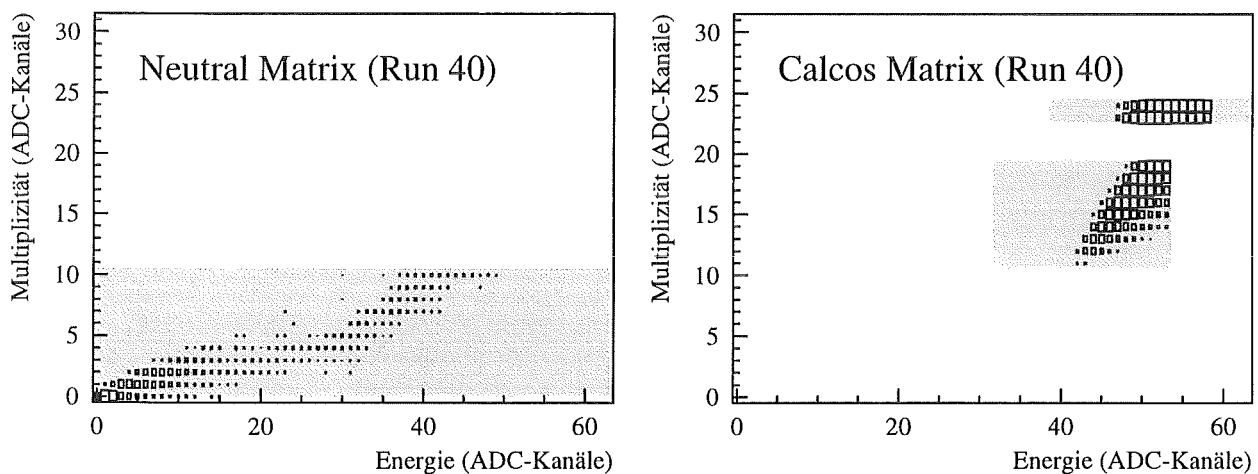


Abbildung A.2: TRIP-Matrizen für *Neutral* und *Calcos* Ereignisse ab Run 40.

Zwischen Run 38 und 40 wurden die ΣE - M -Compander verbessert, wodurch schärfere Summenenergie- und Multiplizitätsschnitte möglich wurden. Dabei wurden auch die nichtlinearen Übertragungsfunktionen der beiden TRIP-Signale ΣE und M geändert, so daß die Definition beider TRIP-Matrizen neu aufgesetzt werden mußte. In der *Calcos*-Matrix wurde ab Run 40 außerdem der Bereich der *horizontalen Cosmics* neu eingefügt. Abbildung A.2 zeigt die neuen Definitionen für Run 40. Wie schon bei der MLU-Logik wurden auch in der *Calcos*-Matrix zwischen Run 40 und 48 schrittweise die Definition der *horizontalen Cosmics* optimiert. Abbildung A.3 zeigt eine Matrix von Run 41 und die endgültige *Calcos*-Matrix von Run 48, die seither unverändert blieb.

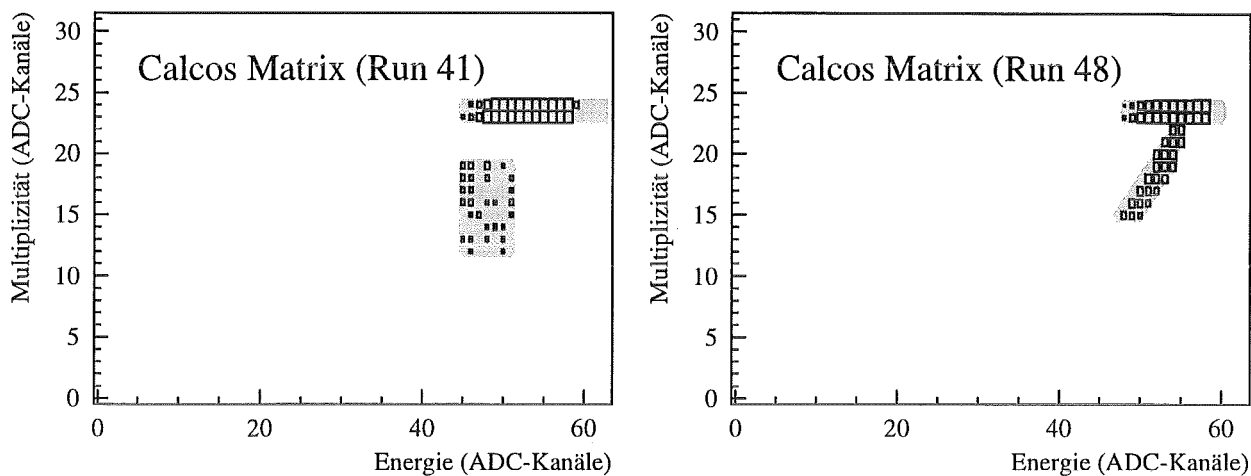


Abbildung A.3: TRIP-Matrizen für *Calcos* Ereignisse von Run 41 und Run 48. Zwischen diesen beiden Runs wurde die *Calcos*-Matrix noch mehrfach in kleineren Schritten geändert. Seit Run 48 wurden die beiden TRIP-Matrizen nicht mehr geändert.

A.4 Umbau der ADC-Einheiten

Im Laufe der Jahre gab es zwei wichtige Änderungen der 12 CAMAC-ADCs, die die Signale der ASTERIX-Karten konvertieren [Kle94]. Zwischen Run 27 und 30 wurde die Elektronik für die Aufnahme von 16 Ereignissen pro Strahlperiode erweitert. Dazu war auch ein Eingriff in die ADCs notwendig, die zuvor nur 8 Ereignisse aufnehmen konnten.

Zwischen Run 42 und 44 wurden die ADCs auf *Block Mode* Auslese umgebaut. In diesem Modus kann ein ADC alle 64 Module des zugehörigen ASTERIX-Crates konvertieren, unabhängig davon, ob das ausgelesene Modul ein t_{or} -Signal produziert hat. Die einzige Bedingung ist, daß mindestens ein Modul im gesamten Detektor angesprochen hat, um die Konversion einzuleiten. Auf die normale Datennahme hat dieser Umbau keinen Einfluß. Der *Block Mode* wird jedoch für die neue Methode der Pedestal-Messung mit OBELIX eingesetzt.

A.5 Änderungen im Timing

In Tabelle A.5 sind die Änderungen zwischen Run 16 und 75 aufgelistet. Die Spalte *Start MLU* gibt den Start der Datenanalyse durch den Trigger relativ zu t_0 an. Ab diesem Zeitpunkt werden Stack-Daten abgespeichert. Seit Run 30 werden auch SMU-Ereignisse konvertiert. Die Konversion von *Neutral*-Ereignissen beginnt erst mit dem *Hardware Prompt Window*. Das *Software Prompt Window* gibt den Bereich an, in dem ein *Neutral*-Ereignis eine *Second Beam Period* auslösen kann. Der Endpunkt dieses Fensters hat sich im Laufe der Zeit mehrfach geändert.

Die nächste Spalte enthält die Werte des $T0_NS$ -Parameters aus der t_0 -Kalibration. Die erste Änderung trat bei Run 26 auf. Zu diesem Zeitpunkt wurde die kinetische Energie der ISIS-Protonen von 750 MeV auf ihren Designwert von 800 MeV erhöht, was sich in einer geänderten TOF-Korrektur bemerkbar macht. Beim Einbau des MLU-Interfaces zwischen Run 30 und 32 wurden auch einige

Run/File	Start MLU	Sw.P.W.	Hw.P.W.	TO_NS	Änderung
≤ 16/1	-300 μ s	-200... +50 μ s	-200... +100 μ s	156.3 ns	
19/1	-600 μ s	-200... +20 μ s	-200... +100 μ s	156.3 ns	früherer Start
26/1	-600 μ s	-200... +20 μ s	-200... +100 μ s	161.3 ns	Protonen: 800 MeV
30/1	-600 μ s	-200... +30 μ s	-200... +100 μ s	161.3 ns	8 → 16 Ereignisse
37/1	-600 μ s	-200... +50 μ s	-200... +100 μ s	161.3 ns	längeres Sw.P.W.
40/1	-600 μ s	-200... +50 μ s	-200... +100 μ s	224.8 ns	neue BPM-Kabel
46/1	-600 μ s	-200... +50 μ s	-200... +100 μ s	235.0 ns	C.F.D. für BPM, CER
47/1	-600 μ s	-200... +50 μ s	-200... +100 μ s	224.7 ns	L.E.D. für BPM, CER
75/1	-600 μ s	-200... +50 μ s	-200... +100 μ s	256.3 ns	neue BPM-Elektronik

Tabelle A.5: Änderungen im Timing zwischen Run 16 und 75. Alle Zeiten sind relativ zu t_0 angegeben. Sw.P.W. steht für *Software Prompt Window* und Hw.P.W. steht für *Hardware Prompt Window*. Der Beginn der Datenaufnahme mit dem Stack (Start MLU) gibt ab Run 30 auch den Beginn der Datenaufnahme von SMUs an.

Laufzeiten geändert, die sich auf TO_NS ausgewirkt hätten. Sie wurden jedoch durch Änderung verschiedener Delay-Zeiten und Gate-Längen in anderen Teilen der Trigger-Elektronik weitgehend kompensiert [Kle94]. Bei Run 40 wurde die Treiberelektronik des BPM-Signals verbessert und die Länge des BPM-Signalkabels verkürzt. Für Run 46 wurden versuchsweise für den Trigger des Čerenkov-Signals und des BPM-Signals *Constant-Fraction*-Diskriminatoren eingebaut. Wegen Problemen mit der genauen TO_NS-Messung wurden jedoch ab Run 47 wieder die ursprünglichen *Leading-Edge*-Diskriminatoren eingesetzt. Ab Run 74 wurde am ISIS-Strahlrohr der alte Beam-Pickup-Monitor durch eine neue Einheit ersetzt. Außerdem wurde eine verbesserte BPM-Elektronik mit höherer Bandbreite eingebaut.

A.6 Änderungen im Software-Trigger

Im Laufe der Zeit wurden viele Verbesserungen und kleinere Änderungen am Software-Trigger durchgeführt [Pli92]. Für die Auswerter sind jedoch besonders zwei Änderungen von Bedeutung. Ab Run 30 wurde, zusammen mit der Umstellung auf 16 Ereignisse, die SMU-Auswertung eingeführt. Der Software-Trigger reduziert dabei die komplett aufgenommenen *Stopped MUon* Ereignisse auf ein Kurzformat mit drei 16-Bit Datenworten. Die zweite Änderung betrifft die Aufnahme von *Horizontalen Cosmics* und wurde ab Run 40 eingeführt. Wie die MLU-Logik und die TRIP-Matrix wurden auch der Software-Trigger in den nachfolgenden Runs für die Analyse der *Horizontalen Cosmics* weiter optimiert. Diese meist kleinen Änderungen waren bis Run 48 abgeschlossen.

Anhang B

Details der Kalibration

Die folgenden Kapitel sind als Ergänzung des Hauptteils gedacht. Sie beschreiben Details der Kalibration, die für einen allgemeinen Überblick nicht wichtig sind, aber benötigt werden, wenn man die einzelnen Methoden nachvollziehen oder selbst anwenden will.

B.1 Fehlerliste

Ende 1992 wurde die sogenannte *Errorlist* eingeführt. Die Daten werden während der Auswertung mit den anderen Kalibrationsdaten aktualisiert und stehen dem Auswerter über einen einfachen Subroutinen-Aufruf in seinem Programm zur Verfügung. Die *Errorlist* enthält für alle defekten Module ein 32 Bit breites Wort, dessen Bedeutung in Tabelle B.1 beschrieben ist.

B.2 Landau-Fit

Für die Energiekalibration (ortsabhängige Lichtausbeutekurven und Update-Werte) der KARMEN-Daten müssen jeden Monat bis zu 100 000 Landau-Spektren erzeugt und ausgewertet werden. Darum benötigt man eine Funktion, die einerseits die Form der Landau-Verteilung gut genug beschreibt, um bei einem automatischen Fit zuverlässig das Maximum zu finden, andererseits jedoch mit vertretbarem Rechenaufwand anzuwenden ist.

Für die ersten Landau-Fits wurden Polynome 4. Ordnung mit Hilfe eines *Least-Square-Fits* an die Spektren angepasst. Die gefundenen Maxima hingen jedoch stark von den Fitgrenzen ab. Besonders bei schlechter Statistik und breiten Landau-Verteilungen wurde der Fit unzuverlässig, so daß die ermittelte Lage vieler Maxima von Hand nachkorrigiert werden mußte. Darum wurde eine neue Fitfunktion $N_L(E)$ entwickelt, die seit Mitte 1991 eingesetzt wird:

$$N_L(E) = c_1 \cdot e^{-c_2 \cdot \left(1 - \frac{c_3}{E - c_4}\right)^2} \quad (\text{B.1})$$

Die Funktion besitzt ein eindeutiges Maximum bei $E_{max} = c_3 + c_4$. Rechts und links vom Maximum besitzt sie zwei Nullpunkte für $E = c_4$ und $E \rightarrow +\infty$. Um sinnvolle Lösungen zu erhalten, muß allerdings der Wertebereich der Fitparameter c_1 , c_2 und $(c_3 + c_4)$ auf positive Zahlen beschränkt werden.

Bit-Nr.	Primärer Eintrag	Bit-Nr.	Korrelierte Einträge
0	Bad Error, Dieses Modul sollten nicht verwendet werden		
1	Leakage	9	Leakage top-upstream
		10	Leakage bottom-upstream
		11	Leakage left-upstream
		12	Leakage right-upstream
		13	Leakage top-downstream
		14	Leakage bottom-downstream
		15	Leakage left-downstream
		16	Leakage right-downstream
2	Defekter PMT	17	PMT ₁ upstream
		18	PMT ₂ upstream
		19	PMT ₁ downstream
		20	PMT ₂ downstream
3	Öl-Probleme	21	PMT ₁ upstream
		22	PMT ₂ upstream
		23	PMT ₁ downstream
		24	PMT ₂ downstream
4	Elektronik-Noise	25	Upstream-Signal
		26	Downstream-Signal
5	ASTERIX/ADC-Fehler	27	Energie upstream
		28	Energie downstream
		29	dt-Signal (Ort)
		30	T _{rel} -Signal
6	HV-Fehler upstream		
7	HV-Fehler downstream		
8	kein t_{or} von diesem Modul		
31	unzureichend korrigierter Fehler		
	(kann aber ausgewertet werden)		

Tabelle B.1: Definition der *Errorlist* Bits.

Abbildung B.1 zeigt eine simulierte Landau-Verteilung zusammen mit der gefitteten Funktion B.1. Zwei gemessene Landau-Spektren und die zugehörigen Fitfunktionen sind in Abbildung B.2 zu sehen. Alle drei Fits zeigen eine hervorragende Übereinstimmung mit den Datenpunkten. Außerdem ist das Fitergebnis einigermaßen unempfindlich auf Variationen der Fitgrenzen. Die Parameter der eingezeichneten Fitfunktionen wurden mit *MINUIT*¹ nach der χ^2 -Methode gefunden.

Mit den 1991 zur Verfügung stehenden Auswerte-Rechnern benötigte ein Fit, bei dem alle vier Parameter angepaßt wurden, zwischen 5 und 20 Sekunden Rechenzeit. Dies war zuviel, um Monat für Monat bis zu 100 000 Spektren zu analysieren. Darum wurde der Fit auf Kosten der Genauigkeit etwas vereinfacht. Vor dem eigentlichen Fit wird zuerst der Parameter c_4 durch eine Näherungswert festgelegt. Bei den meisten Fits nimmt c_4 Werte zwischen 25% und 75% der Landau-Energie an. Darum wird c_4

¹CERN-Software

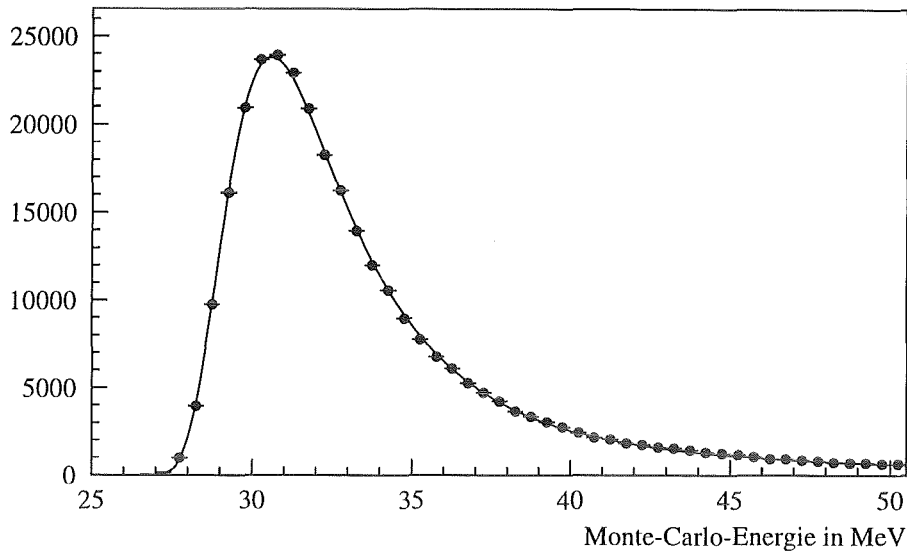


Abbildung B.1: Simulierte Landau-Verteilung senkrechter Myonen in einem Hauptdetektor-Modul (●) und die mit *MINUIT* angefitete Funktion B.1 (—).

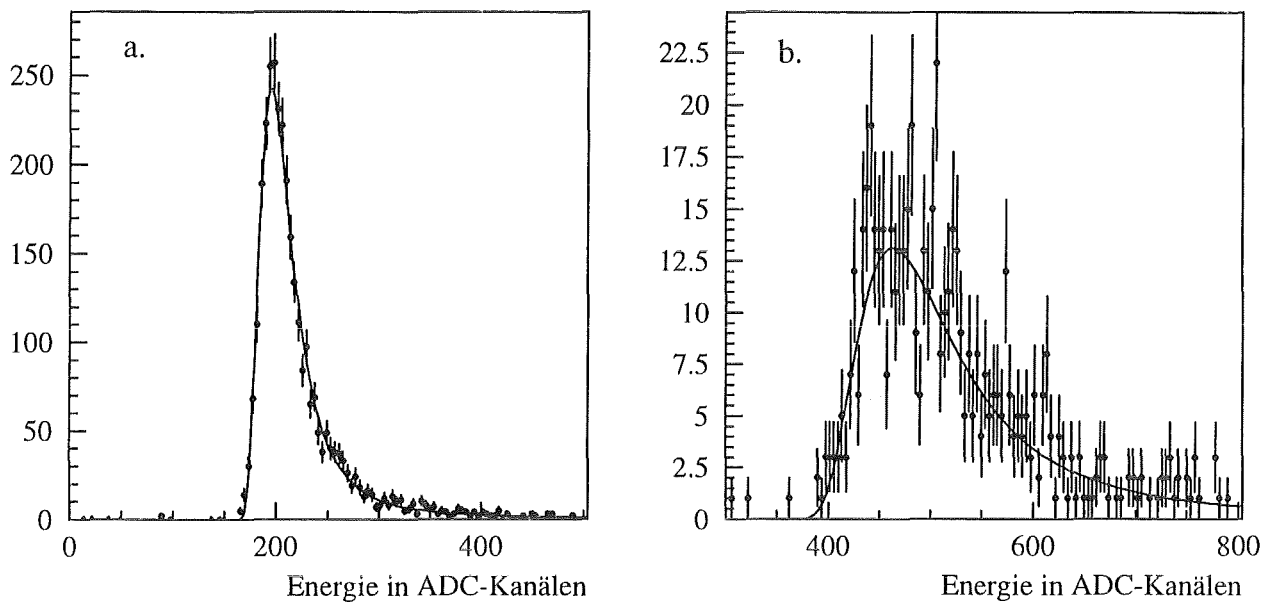


Abbildung B.2: Gemessene Landau-Verteilung senkrechter Myonen in einem Hauptdetektor-Modul (●) und die mit *MINUIT* angefitete Funktion B.1 (—). Spektrum *a* setzt sich aus Myonenspuren in der Modulmitte zusammen, während *b* von Myonen am Modulende stammt.

auf die Hälfte der Energie des grob ermittelten Landau-Maximums gesetzt. Als Maximum wird dabei das Energie-Bin des Spektrums mit dem höchsten Kanalinhalt gewählt.

Ist c_4 bekannt, so kann Gleichung B.1 mit einigen einfachen Substitutionen in ein Polynom 3. Ordnung

umgeformt werden, das durch einen normalen *Least-Square-Fit* sehr schnell gelöst werden kann:

$$y(z) = a_1 + a_2 \cdot z + a_3 \cdot z^2 \quad (\text{B.2})$$

mit den Werten:

$$\begin{aligned} y(z) &= \ln N_L(E) \\ z &= \frac{1}{E - c_4} \\ a_1 &= \ln(c_1) - c_2 \\ a_2 &= 2 \cdot c_2 \cdot c_3 \\ a_3 &= -c_3^2 \end{aligned}$$

Die einfache Abschätzung von c_4 führt zu einer systematischen Überhöhung des gefitteten Maximums um $(3 \pm 1)\%$. Dieser systematische Fehler wird jedoch automatisch durch die absolute Festlegung der Landau-Energie über das Michel-Spektrum korrigiert.

B.3 Leakage-Korrektur 2. Ordnung

In diesem Kapitel wird die Formel für die *Leakage*-Korrektur von Ereignissen hergeleitet, die in beliebigen Modulen im Detektor Energie deponieren. *Leakage*-Licht wird dabei nur bis zu Korrekturtermen 2. Ordnung berücksichtigt. Das heißt, daß nur direkt benachbarte Module betrachtet werden. Die *Leakage* wird zuerst am Beispiel eines vertikalen *Calibration Cosmic's* untersucht, um dann am Ende für beliebige Fälle verallgemeinert zu werden.

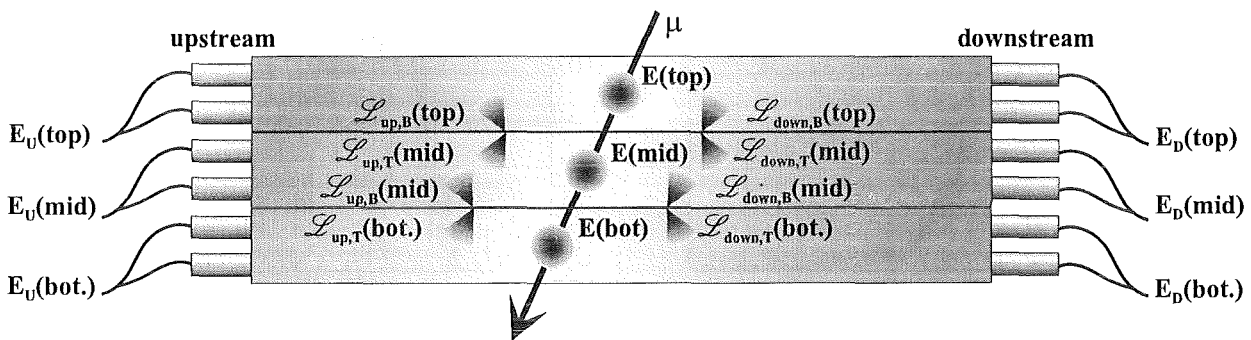


Abbildung B.3: *Leakage*-Licht bei Energiedeposition in mehreren Modulen.

In Abbildung B.3 sind drei übereinander liegende Hauptdetektor-Module dargestellt, durch die ein vertikales Myon fliegt. In jedem Modul deponiert es einen kleinen Teil seiner kinetischen Energie ($E(top)$, $E(mid)$, $E(bot.)$), die von den Photomultipliern an beiden Modulenden gesehen wird. Von den Photomultipliern wird jedoch nicht nur das Licht von der direkt im Modul deponierten Energie, sondern auch das *Leakage*-Licht aus den Nachbarmodulen nachgewiesen. Gesucht wird die Korrekturformel, die aus dem nachgewiesenen Licht $E_U + E_D$ die tatsächlich im mittleren Modul deponierte Energie $E(mid)$ bestimmt.

Nach der Definition der *Leakage*-Funktion \mathcal{L} in Gleichung 4.11 kann man für das *nachgewiesene* Licht in den drei Modulen getrennt für die Upstream- und Downstream-Multiplier schreiben:

$$E_{U/D}(top) = E_{up/dn}(top) + \left(\frac{E_{up}(mid)}{U_{up}(mid)} + \frac{E_{dn}(mid)}{U_{dn}(mid)} \right) \cdot \mathcal{L}_{up/dn,B}(top) \cdot U_{up/dn}(top) \quad (B.3)$$

$$E_{U/D}(mid) = E_{up/dn}(mid) + \left(\frac{E_{up}(top)}{U_{up}(top)} + \frac{E_{dn}(top)}{U_{dn}(top)} \right) \cdot \mathcal{L}_{up/dn,T}(mid) \cdot U_{up/dn}(mid) \\ + \left(\frac{E_{up}(bot.)}{U_{up}(bot.)} + \frac{E_{dn}(bot.)}{U_{dn}(bot.)} \right) \cdot \mathcal{L}_{up/dn,B}(mid) \cdot U_{up/dn}(mid) \quad (B.4)$$

$$E_{U/D}(bot.) = E_{up/dn}(bot.) + \left(\frac{E_{up}(mid)}{U_{up}(mid)} + \frac{E_{dn}(mid)}{U_{dn}(mid)} \right) \cdot \mathcal{L}_{up/dn,T}(bot.) \cdot U_{up/dn}(bot.) \quad (B.5)$$

U steht für die Update-Werte der einzelnen Modulenden und E_{up} bzw. E_{dn} steht für den Anteil des mit den Photomultipliern nachgewiesenen Lichts, das von der direkt deponierten Energie stammt. Mit den Substitutionen

$$\mathcal{E}(i) = \frac{E_U(i)}{U_{up}(i)} + \frac{E_D(i)}{U_{dn}(i)} \\ \mathcal{L}_k(i) = \mathcal{L}_{up,k}(i) + \mathcal{L}_{dn,k}(i) \quad ; \quad k = T, B, L, R$$

und der Näherung $U_{up}(i) = U_{dn}(i)$ (Bedingung der HV-Einstellung) kann man für die gesuchte, *leakage*-korrigierte Energie schreiben:

$$E(mid) = E_{up}(mid) + E_{dn}(mid) = E_U(mid) + E_D(mid) \\ - (\mathcal{E}(top) \cdot U_{up}(mid) - E(mid) \cdot \mathcal{L}_B(top)) \cdot \mathcal{L}_{up,T}(mid) \\ - (\mathcal{E}(top) \cdot U_{dn}(mid) - E(mid) \cdot \mathcal{L}_B(top)) \cdot \mathcal{L}_{dn,T}(mid) \\ - (\mathcal{E}(bot.) \cdot U_{up}(mid) - E(mid) \cdot \mathcal{L}_T(bot.)) \cdot \mathcal{L}_{up,B}(mid) \\ - (\mathcal{E}(bot.) \cdot U_{dn}(mid) - E(mid) \cdot \mathcal{L}_T(bot.)) \cdot \mathcal{L}_{dn,B}(mid) \\ = E_U(mid) + E_D(mid) \\ - \mathcal{E}(top) \cdot U_{up}(mid) \cdot \mathcal{L}_{up,T}(mid) - \mathcal{E}(top) \cdot U_{dn}(mid) \cdot \mathcal{L}_{dn,T}(mid) \\ - \mathcal{E}(bot.) \cdot U_{up}(mid) \cdot \mathcal{L}_{up,B}(mid) - \mathcal{E}(bot.) \cdot U_{dn}(mid) \cdot \mathcal{L}_{dn,B}(mid) \\ + E(mid) \cdot \mathcal{L}_B(top) \cdot \mathcal{L}_T(mid) + E(mid) \cdot \mathcal{L}_T(bot.) \cdot \mathcal{L}_B(mid) \quad (B.6)$$

Um diese Gleichung für den allgemeinen Fall zu erweitern, muß man nur noch die *Leakage* der rechten (R) und linken Seite (L) hinzufügen. Damit kann man für die *leakage*-korrigierte Energie des mittleren Moduls (m) schreiben:

$$E(m) = \frac{E_U(m) + E_D(m) - \sum_{i=T,B,L,R} \mathcal{E}(i) \cdot (\mathcal{L}_{up,i}(m) \cdot U_{up}(m) + \mathcal{L}_{dn,i}(m) \cdot U_{dn}(m))}{1 - \sum_{i=T,B,L,R} \mathcal{L}_i(m) \cdot \mathcal{L}_{\bar{i}}(i)} \quad (B.7)$$

Der Index \bar{i} steht für die komplementäre Seite von i^2 (z.B. $i = T \Rightarrow \bar{i} = B$). Bei der praktischen Anwendung der Formel wird sowohl im Zähler als auch im Nenner nur über die *Leakage*-Module summiert, die über die Schwelle kamen.

² i kann die Werte *Top*, *Bottom*, *Left* und *Right* annehmen.

Die Näherung $U_{up}(i) = U_{dn}(i)$, die für Gleichung B.6 gemacht wurde, führt zu einem relativen Fehler von

$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{U_{up} - U_{dn}}{U_{up} + U_{dn}} \cdot \mathcal{L}^2 \leq 10^{-3}$$

Für die meisten Module ist er noch deutlich kleiner, da bei der HV-Einstellung zu Beginn eines Runs die Photomultiplier-Verstärkung so eingestellt wird, daß beide Update-Werte gleich groß sind.

B.4 HV-Einstellung der Photomultiplier

Die Hochspannungsversorgung der KARMEN-Module wird von fünf LeCroy HV-Crates (Typ: 1440 High Voltage System) geliefert. Jedes Crate besitzt 256 individuell programmierbare HV-Kanäle. Die einzelnen Spannungswerte können vom Experiment-Rechner (LSI 11/73) über eine RS232-C Verbindung in die einzelnen HV-Crates geladen werden. Die ersten vier Crates versorgen den Hauptdetektor. Jedem der 512 Hauptdetektor-Module sind zwei HV-Kanäle zugeordnet, einer für jedes Modulende. Das fünfte Crate versorgt die 232 Module des inneren Antizählers und des Shield-Detektors. Hier steht jedoch nur ein HV-Kanal pro Modul zur Verfügung. Um trotzdem jedes Modulende individuell einstellen zu können, wird die Spannung über einen Spannungsteiler mit austauschbaren Widerständen R_{up} und R_{down} auf die beiden Modulenden verteilt (siehe Abb. B.4). Der Innenwiderstand R_{PMT} eines Photomultipliers wird durch die Widerstände des Dynoden-Spannungsteilers bestimmt. Für die Photomultiplier des Antizählers ist $R_{PMT} = 3.87 M\Omega$ und für den Shield-Detektor ist $R_{PMT} = 6.50 M\Omega$. Die Spannung am Photomultiplier ist gegeben durch:

$$HV_{up/down} = HV \cdot \frac{R_{PMT}}{R_{up/down} + R_{PMT}} \quad (\text{B.8})$$

In der Praxis wird die Spannung am HV-Crate auf den Höheren der beiden Spannungswerte eingestellt. Der Widerstand des zugehörigen Photomultipliers wird durch eine Drahtbrücke (0Ω) ersetzt, während für den zweiten Photomultiplier der Widerstandswert entsprechend Gleichung B.8 eingesetzt wird.

Der Verstärkungsfaktor G eines Photomultipliers hängt von der Versorgungsspannung HV ab:

$$G_{up/down} = C_i \cdot HV_{up/down}^{n_i} \quad (\text{B.9})$$

Der Verstärkungsindex n_i und die Konstante C_i wurden vor dem Einbau für jeden Photomultiplier gemessen. Für die Multiplier des Hauptdetektors und des Antizählers beträgt $n_i \approx 6$ (8 Dynoden) und für Shield-Multiplier ist $n_i \approx 10$ (14 Dynoden). Die passiv gekoppelten Photomultiplierpaare der Hauptdetektor-Module wurden so zusammengestellt, daß ihre Parameter gut übereinstimmen. Dadurch ist es möglich beide Photomultiplier eines Modulendes mit der gleichen Spannung zu betreiben.

Für die Einstellung der Hochspannung werden die drei Update-Werte U_{up} , U_{down} und U_{sum} verwendet. Diese repräsentieren die Lage des Landau-Peaks der einzelnen Energiesignale E_U und E_D , sowie des Summensignals $E_U + E_D$. Die Hochspannung wird bei einer neuen HV-Einstellung für jedes Modul so nachgeregelt, daß sich die Lage der Landau-Peaks im Laufe der Zeit nicht ändert. Die Spannung eines Moduls wird nach folgenden Regeln eingestellt:

1. $U_{sum}(neu) = 300$ ADC-Kanäle (Hauptdetektor)
2. $U_{up}(neu) = U_{down}(neu)$

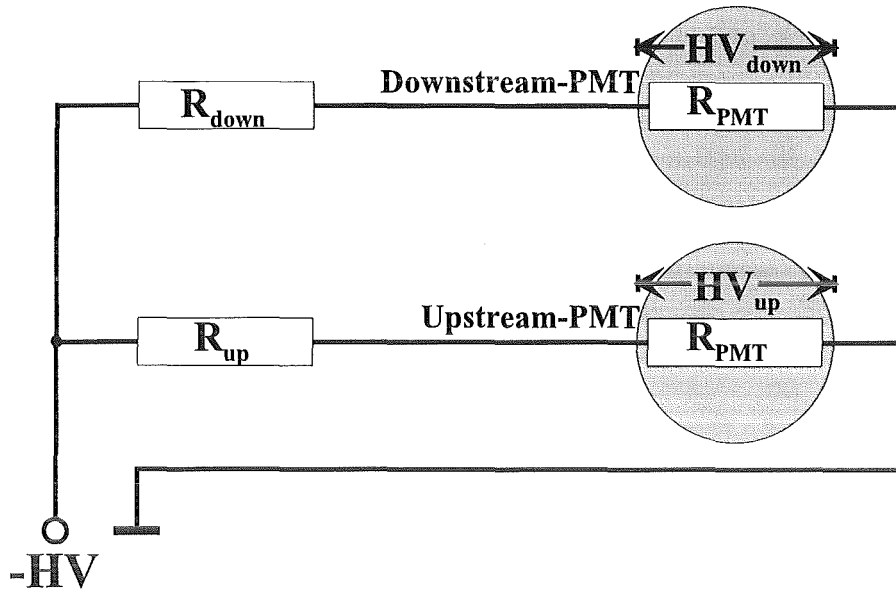


Abbildung B.4: Spannungsteiler für die Versorgung von zwei Photomultipliern des Antizählers bzw. des Shield-Detektors mit nur einem HV-Kanal.

3. $U_{up}(neu), U_{down}(neu) \geq 80$ Kanäle, auch wenn $U_{sum}(neu) > 300$ Kanäle wird.

Die *Update-Werte* für Antizählermodule sind (150/40) und für Shield-Module (80/20) bzw. (100/25).

Die ersten beiden Regeln werden seit Beginn der Messungen mit KARMEN angewandt. Sie führen zu den folgenden Gleichungen für die neuen Spannungen [Woc89]:

$$HV_{up/down}(neu) = \left(\frac{1 + \frac{U_{down/up}(alt)}{U_{up/down}(alt)}}{2 \cdot \frac{U_{sum}(alt)}{U_{sum}(neu)}} \right)^{\frac{1}{n_i}} \cdot HV_{up/down}(alt) \quad (B.10)$$

Diese beiden Regeln gelten jedoch nur bei fehlerfreien Modulen. Bei defekten Modulen wurde die Lichtausbeute für ein Ereignis am entfernten Modulende so klein, daß die Spannungen von Hand nachgestellt werden mußte. Außerdem wurden die *Update-Spektren* zu Beginn der KARMEN-Messungen ohne Ortsschnitte (siehe Abb. 4.8) gefüllt. Dadurch entstanden besonders bei defekten Modulen sehr breit Landau-Verteilungen. Teilweise traten durch die extrem unsymmetrischen Lichtausbeutekurven auch Doppel-Peaks auf, wodurch keine eindeutige Zuordnung des Landau-Peaks mehr möglich war. Darum wurden ab Run 40 (April 1992) vier Änderungen eingeführt:

- Die neuen *Update-Werte* mit den bekannten Ortsschnitten wurden eingeführt. Durch die Beschränkung auf relativ flache Bereiche der Lichtausbeutekurven, erhält man nun schlanke Landau-Spektren, deren Maximum leicht zu bestimmen ist. Außerdem treten bei defekten Modulen keine Doppel-Peaks mehr auf.
- Die *Update-Werte* werden pedestal-korrigiert. Vor Run 40 wurden die Pedestals bei der HV-Einstellung vernachlässigt.

- Regel 3 wurde eingeführt. Sie wirkt sich jedoch nur auf defekte Module aus, da bei fehlerfreien Modulen die Einzelwerte in der Regel über 100 Kanäle liegen.
- Seit Run 40 wird ein Spezialfall automatisch berücksichtigt, der Totalausfall der Photomultiplier eines Modulendes. Bis jetzt gibt es ein Antizähler- (625) und ein Shield-Modul (581), bei denen nur noch ein Multiplier arbeitet. Um trotzdem eine ausreichende Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen zu garantieren, wird der *Update-Wert* des funktionsfähigen Multipliers nach Regel 3 eingestellt. Um die notwendige Koinzidenz auf der ASTERIX-Karte zu erzeugen wird bei diesen Modulen außerdem das Multipliersignal geteilt. Ein Signal wird direkt auf den Downstream-Eingang gegeben, während das zweite Signal über ein Kabel verzögert auf den Upstream-Eingang geführt wird.

Diese Änderungen führten zu einer deutlichen Vereinfachung der HV-Einstellung, da normalerweise keine Module mehr von Hand nachjustiert werden müssen. Besonders für defekte Module bedeuten die erweiterten Methoden eine merkliche Verbesserung in der Reproduzierbarkeit der Moduleinstellung. Regel 3 wird erst angewandt, nachdem die neuen HV-Werte nach Gleichung B.10 berechnet wurden. Mit den neuen Spannungen wird zuerst geprüft, ob

$$\left(\frac{HV_{up/down}(neu)}{HV_{up/down}(alt)} \right)^{n_i} \cdot U_{up/down}(alt) \geq 80 \text{ Kanäle}$$

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, werden beide Spannungen auf den minimalen Sollwert von 80 Kanälen eingestellt³:

$$HV_{up/down}(neu) = \left(\frac{80 \text{ Kanäle}}{U_{up/down}(alt)} \right)^{\frac{1}{n_i}} \cdot HV_{up/down}(alt) \quad (\text{B.11})$$

Sind die Spannungen für alle Module berechnet, so werden noch die neuen Widerstandswerte für die Antizähler- und Shield-Module bestimmt und ausgedruckt. Sie müssen anschließend von Hand ausgetauscht werden. Danach werden die neuen HV-Werte vom Experiment-Rechner zu den einzelnen HV-Crates übertragen und die normale Datenaufnahme kann fortgesetzt werden.

B.5 Pedestal-Messung

Die Energie-Integration wird für alle vier Module einer ASTERIX-Karte gleichzeitig gestartet, sobald der erste Downstream-Diskriminator der Karte triggert. Diese Eigenschaft nutzt man bei der Pedestal-Messung aus, indem gerade jene Module konvertiert werden, die keine Koinzidenz aufwiesen. Es gibt zwei Methoden, mit denen die Pedestals auf diese Weise bestimmt werden. Sie werden in verschiedenen Stufen der Pedestal-Korrektur eingesetzt.

B.5.1 Pedestal-Messung mit OBELIX

Das OBELIX-Programm kann über den Testpulsler SCEPTU auf die Eingangsleitungen der Photomultiplier auf den ASTERIX-Karten Analogpulse geben, die ein Ereignis vorspiegeln und die Elektronik veranlassen zu triggern. Um die Pedestals der einzelnen Module zu bestimmen, wird zuerst das erste

³Antizähler- und Shield-Module werden auf die entsprechend niedrigeren Sollwerte gesetzt.

Modul aller Asterix-Karten eines Crates⁴ getriggert und anschließend die aufintegrierten Energiewerte des dritten und vierten Moduls der Karten konvertiert und ausgelesen. Abgesehen von gelegentlichen zufälligen Koinzidenzen mit realen Ereignissen im KARMEN-Detektor, entsprechen die konvertierten ADC-Werte E_U und E_D dieser Module den jeweiligen Pedestals. In einem zweiten Durchgang wird das vierte Modul getriggert und die Pedestals des ersten und zweiten Moduls der ASTERIX-Karten bestimmt. Die Pedestals werden aus dem Mittelwert von bis zu 64 Einzelmessungen gebildet. Messungen, bei denen andere Crates als das gerade Untersuchte angesprochen haben, werden verworfen, da dies auf Myonen hindeutet, die durch ihre zufällige Koinzidenz mit der SCEPTU-Messung das Ergebnis verfälschen könnten.

Um diese Messungen durchführen zu können müssen die ADC's in einem speziellen Modus, dem *Block-Mode*, betrieben werden. Im *Block-Mode* konvertiert der ADC in Zusammenarbeit mit dem ADC-Interface alle 64 Module eines Crates, sobald mindestens eines der Module triggert. Da die ADC-Einheit ein Modul nach dem anderen, geordnet nach aufsteigenden Moduladressen, konvertiert, muß die ASTERIX-Karte des letzten Moduls die Analogwerte der Integrationsstufen über 200 μ s lang halten, bevor die Werte über die Multiplexer zur Konversion durchgeschaltet werden. Gibt es in den Integrationsstufen kleine Kriechströme, kann dies zu einem systematischen Fehler der Pedestalmessung führen, der mit steigender Adresse zunimmt.

Die ADC-Einheiten besitzen die Option, schon bei der Konversion eine Pedestal-Korrektur durchzuführen. Jeder der vier ADC's einer ADC-Einheit hat einen 64 Worte großen Speicherbereich, in dem für jedes der 64 Module des zugehörigen Crates ein Pedestal-Wert stehen kann, der bei der Konversion hardware-mäßig vom Ergebnis subtrahiert wird. Bei normalen Messungen mit dem KARMEN-Detektor werden die mit OBELIX gemessenen Pedestals für E_U und E_D in diesen Speicher geschrieben und subtrahiert. Für DT und T_{rel} wird keine Pedestal-Korrektur durchgeführt.

Im Prinzip wäre mit dieser Option eine weitere Pedestal-Korrektur in der *off-line* Auswertung unnötig. Die oben beschriebene OBELIX-Kalibration wird jedoch nur während der *Shut Down* Zeiten des ISIS-Beschleunigers, etwa alle 4 bis 6 Wochen durchgeführt, da während der OBELIX-Messung keine Neutrino-Daten aufgenommen werden können. Die Pedestals variieren in dieser Zeit jedoch um einige wenige ADC-Kanäle. Darum mußte eine Methode entwickelt werden, mit der kleinere Schwankungen der Pedestals nachträglich aus vorhandenen Daten bestimmt und korrigiert werden können. Außerdem wurde eine zweite Methode zur unabhängigen Pedestal-Messung ohne OBELIX und SCEPTU eingeführt, um eine höhere Redundanz der Daten zu erreichen.

B.5.2 Pedestal-Messung mit modifiziertem ADC-Interface

Die zweite Methode der Pedestal-Messung verwendet ebenfalls die Eigenschaft, daß auf einer ASTERIX-Karte immer alle acht Integrationsstufen gleichzeitig gestartet werden. Als Trigger werden jedoch keine SCEPTU-Pulse benutzt, sondern echte Ereignisse im KARMEN-Detektor. Um sicher zu gehen, daß keine Myonenspuren, die durch mehrere Module der gleichen ASTERIX-Karte laufen, die Ergebnisse verfälschen, wurden nur Ereignisse mit der Multiplizität 1 zugelassen. Der *Block-Mode* der ADC's wurde für diese Messungen nicht verwendet, um eventuelle systematische Fehler durch Kriechstrom-Verluste bei langen Konversionszeiten zu minimieren. Außerdem stand die *Block-Mode* Option bei den ersten Messungen dieser Art auf Grund eines Elektronikfehlers noch nicht zur Verfügung (siehe An-

⁴SCEPTU arbeitet immer nur mit einem Crate gleichzeitig.

hang A.4). Damit der ADC trotzdem ein Modul der getriggerten ASTERIX-Karte konvertierte, das selbst kein Signal gesehen hatte, mußte ein kleiner Trick angewandt werden.

Das ADC-Interface im ASTERIX-Crate analysiert die t_{or} -Signale der einzelnen ASTERIX-Karten und teilt der ADC-Einheit mit, welches Modul gerade konvertiert wird. Die Adresse eines konvertierten Moduls wird im Speicher der ADC-Einheit zusammen mit den konvertierten Daten in der gleichen Form abgelegt, wie sie später als *Moduldaten* in der Datenstruktur des Experimentfiles stehen. Das ADC-Interface bedient außerdem die Multiplexer-Bausteine auf den ASTERIX-Karten, durch die die Analogsignale eines Moduls auf die vier Analogleitungen zur ADC-Einheit durchgeschaltet werden. Welches der Module einer Karte getriggert hat, erfährt das ADC-Interface über vier Handshake-Leitungen, die es bei allen Karten abfragt, die zuvor ein allgemeines t_{or} eines ihrer Module signalisierten hatten. Danach wird jedes Modul, dessen Leitung ein Ereignis signalisierte, konvertiert.

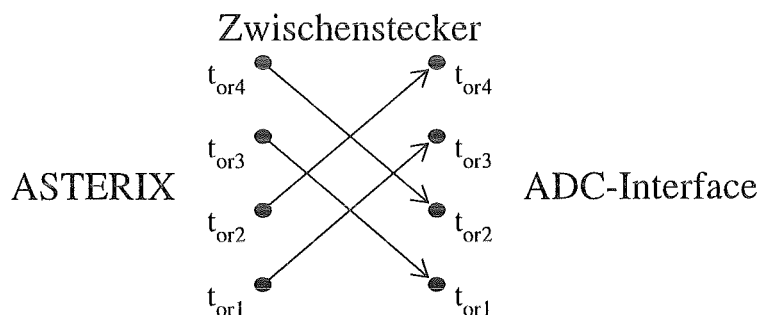


Abbildung B.5: Der Zwischenstecker zur Pedestalmessung vertauscht die vier t_{or} -Leitungen von den ASTERIX-Karten zum ADC-Interface.

Das Problem bestand nun darin, das ADC-Interface zu veranlassen, ein Modul zu konvertieren, dessen Integration zwar gestartet wurde, das aber selbst kein Szintillationssignal gesehen hatte. Die einfache Lösung ist in Abbildung B.5 dargestellt: über einen Zwischenstecker wurden die vier Handshake-Leitungen zyklisch vertauscht. Dadurch erkennt das ADC-Interface einen Trigger für das "falsche" Modul, dessen Konversion es daraufhin einleitet. Auf Grund der mechanischen Belastung der Steckkontakte des ADC-Interfaces beim Umbau, kann diese Messung jedoch nicht allzuoft wiederholt werden. Sollte die Messung häufiger durchgeführt werden, würde sich ein elektronischer Schalter anbieten, der in das ADC-Interface eingebaut werden könnte.

Bisher wurden erst drei Pedestal-Messungen nach dieser Methode durchgeführt. Da bei diesen Messungen die zuvor gemessenen OBELIX-Pedestals in die ADC's geladen worden waren, zeigen die Ergebnisse die Differenz zwischen den beiden Meßmethoden (siehe Abb. B.6). Die leichte Sägezahnstruktur, die sich alle 64 Module wiederholt, kann durch Ladungsverluste der Integratoren während ihrer Wartezeit auf die Konversion bei der OBELIX-Messung erklärt werden.

Eine Pedestalverschiebung ganz anderer Art ist für die letzten 64 Module von Abbildung B.6 (ASTERIX-Crate 8 des Hauptdetektors) zu beobachten. Hier wurden alle Pedestals des Crates um etwa 1,5 Kanäle nach oben geschoben. Dieser Effekt kann mit einer Offset-Schwankung im *Analog-Treiber* erklärt werden. Der *Analog-Treiber* besteht aus vier Leitungstreibern, in denen die vier Analogsignale der Module eines Crates verstärkt werden, bevor sie zur ADC-Einheit weitergeleitet werden. Kleine Schwankungen von wenigen mV (zum Beispiel durch Temperaturänderungen) im Offset des Ausgangssignals eines Leitungstreibers reichen aus, um die beobachteten Pedestal-Änderungen zu erklären. Da

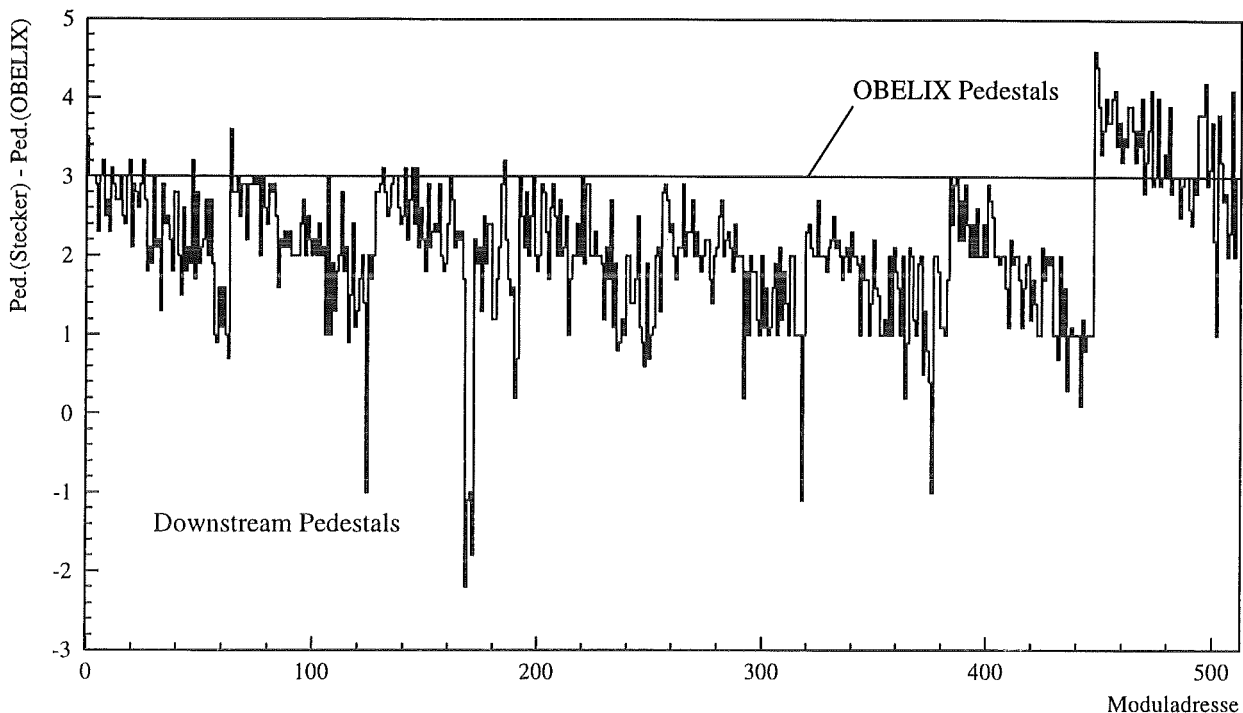


Abbildung B.6: Differenz zwischen den beiden Methoden zur Pedestal-Messung. Aus technischen Gründen werden die OBELIX-Pedestals vor dem Laden in die ADC-Einheiten um 3 Kanäle erniedrigt. Deshalb liegt das erwartete Ergebnis bei Kanal 3.

alle Modulsignale eines Crates über die gleichen Treiberstufen laufen, führt dies zu einer konstanten Verschiebung der Pedestals aller Module dieses Crates.

Besonders gut kann dieser Effekt bei den unkorrigierten Modulschwellen (siehe Kapitel 3.3) beobachtet werden. Abbildung B.7 zeigt die nach der 50% -Methode ausgewerteten Schwellen des Hauptdetektors. Da die ASTERIX-Schwellen für alle Module gleich sind, sollte höchstens die leichte Sägezahnstruktur durch die OBELIX-Pedestals zu sehen sein, die bei der Schwellenmessung in den ADC's geladen waren. Man erkennt jedoch deutlich die Stufen zwischen den einzelnen Crates, die durch die *Analog-Treiber* verursacht werden.

Die drei Pedestal-Messungen mit den modifizierten ADC-Interfaces wurden verwendet, um jeweils kurz zuvor aufgenommene Schwellendaten zu korrigieren. Es zeigte sich, daß der Mittelwert der pedestal-korrigierten 50%-Schwellen aller Module eines Crates über lange Zeit (1 Jahr) stabil blieben. Da sich die ASTERIX-Schwellen des Hauptdetektors seit Beginn der Messungen mit KARMEN nicht geändert hatten, wurden die Werte für die rückwirkenden Pedestal-Korrekturen (vor Run 40) so bestimmt, daß die Mittelwerte der korrigierten 50%-Schwellen gleich blieben.

B.5.3 Pedestal-Korrektur

Die *off-line* Pedestal-Korrektur bei der Datenauswertung korrigiert sowohl die crate-weisen Schwankungen der *Analog-Treiber*, als auch die adressabhängigen Ladungsverluste bei der OBELIX-Messung. Dazu werden die unkorrigierten 50%-Schwellen der zu kalibrierenden Daten, die schon zuvor für die

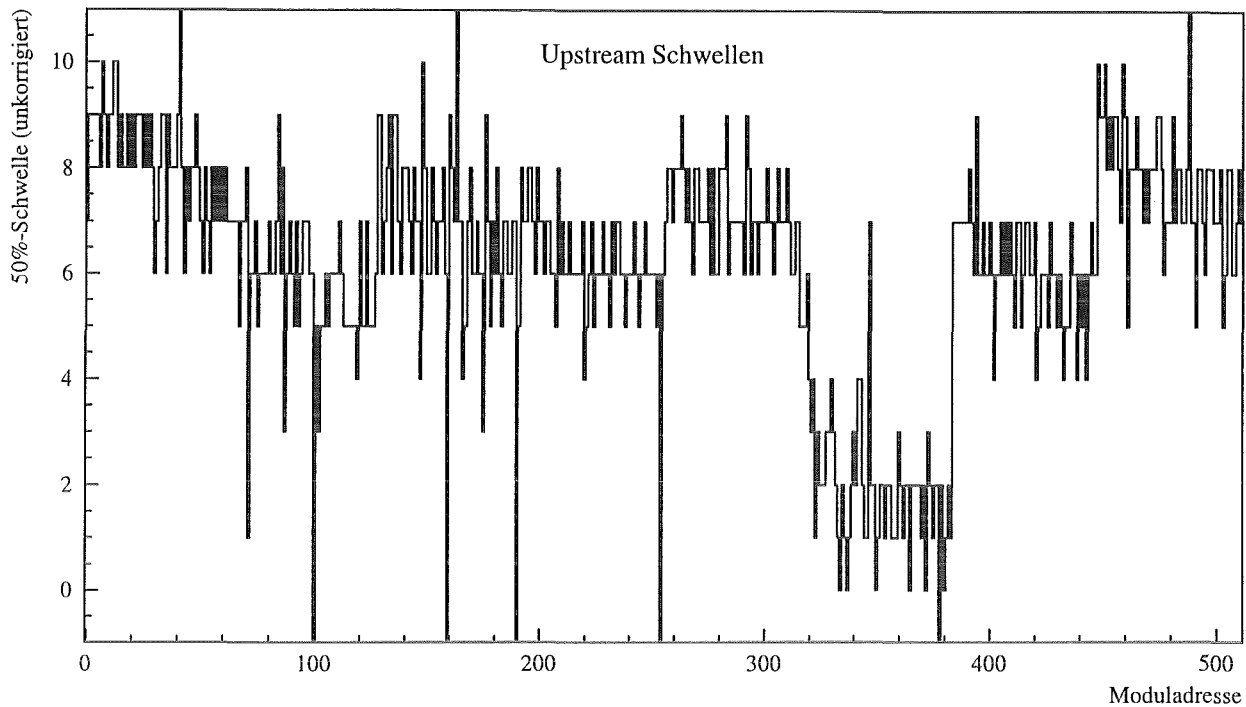


Abbildung B.7: Die unkorrigierten 50%-Schwellen zeigen besonders gut die crate-weisen Pedestal-Änderungen durch Offset-Schwankungen der *Analog-Treiber*.

Walk-Korrektur bestimmt worden waren, für jedes Crate linear über die Moduladresse gefittet. Die gleiche Fitprozedur wird auf einen Referenzdatensatz von Schwellen angewandt, die zuvor mit den Pedestals aus der ADC-Interface-Methode korrigiert wurden. Für die Referenzschwellen wird angenommen, daß sie keine Ladungsverluste (Multiplizität 1) und keine Änderungen der Offsets der *Analog-Treiber* aufweisen, da sie kurze Zeit vor den Pedestal-Messungen aufgenommen worden waren.

Die Pedestal-Korrektur wird modulweise, für Upstream und Downstream getrennt, aus der Differenz der beiden Geradengleichungen des zugehörigen Crates bestimmt ($\text{Pedestal} = \text{Unkorrigiert} - \text{Referenz}$). Diese Methode erlaubt es nur solche Pedestal-Änderungen nachträglich zu korrigieren, die das gesamte Crate gleichermaßen betreffen. Die Pedestal-Schwankungen von Modul zu Modul müssen dagegen schon im ADC durch die OBELIX-Werte richtig korrigiert werden, da sich Pedestal-Änderungen einzelner Module nicht mehr nachträglich bestimmen lassen.

Für ältere Runs (vor Run40) mußte mit dieser Methode ein zusätzlicher Fehler in der Pedestal-Messung korrigiert werden. Da zu diesem Zeitpunkt die Block-Mode Methode der OBELIX-Pedestal-Messung noch nicht funktionierte, wurden mit SCEPTU Rechteckpulse mit verschiedenen, bekannten Amplituden auf die Analog-Eingänge der einzelnen ASTERIX-Karten gegeben. Die Energiekanäle, die man mit dieser Methode erhielt, wurden für jeden Analogkanal über die verschiedenen SCEPTU-Amplituden linear gefittet. Der Pedestalkanal sollte dem Energiekanal bei Amplitude 0 entsprechen. Das Problem war jedoch, daß die Referenzspannung für die SCEPTU-Signale auf Grund eines Busproblems in den ASTERIX-Crates für die verschiedenen ASTERIX-Karten nicht konstant war und dadurch die falschen Steigungen der Ausgleichsgeraden berechnet wurden. Da aber die Änderung der Referenzspannung proportional zur Moduladresse innerhalb des Crates war, konnte die oben beschriebene crate-weise Korrektur angewandt werden.

Mit den beiden beschriebenen Methoden lassen sich die Pedestals der meisten Module selbst für ältere Runs auf ± 1 ADC-Kanal genau bestimmen. Nur einige wenige defekte Module mit stark überhöhten Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier zeigen größere Unsicherheiten von einigen ADC-Kanälen.

B.6 Korrektur verschiedener TDC-Steigungen

Für die Zeitmessung werden bei KARMEN vier TDCs verwendet, die beiden *Multi-Hit-TDCs* für die die Ereigniszeit **TDC0** und **TDC1**, **TDC2** für verschiedene Einzelzeiten und der **Stack-TDC**, der für jeden Stack-Eintrag eines MLU-Patterns die zugehörige Zeit liefert. Die einzelnen TDCs werden mit Präzisionsquarzen betrieben mit einer relativen Abweichtoleranz der Frequenz von $\pm 5 \cdot 10^{-6}$. Innerhalb des 17 ms langen Meßintervalls einer Strahlperiode können sie daher um bis zu 200 ns auseinanderlaufen. Die integrale Linearität der ersten drei 24-Bit-TDCs beträgt ± 1 ns [LeC84].

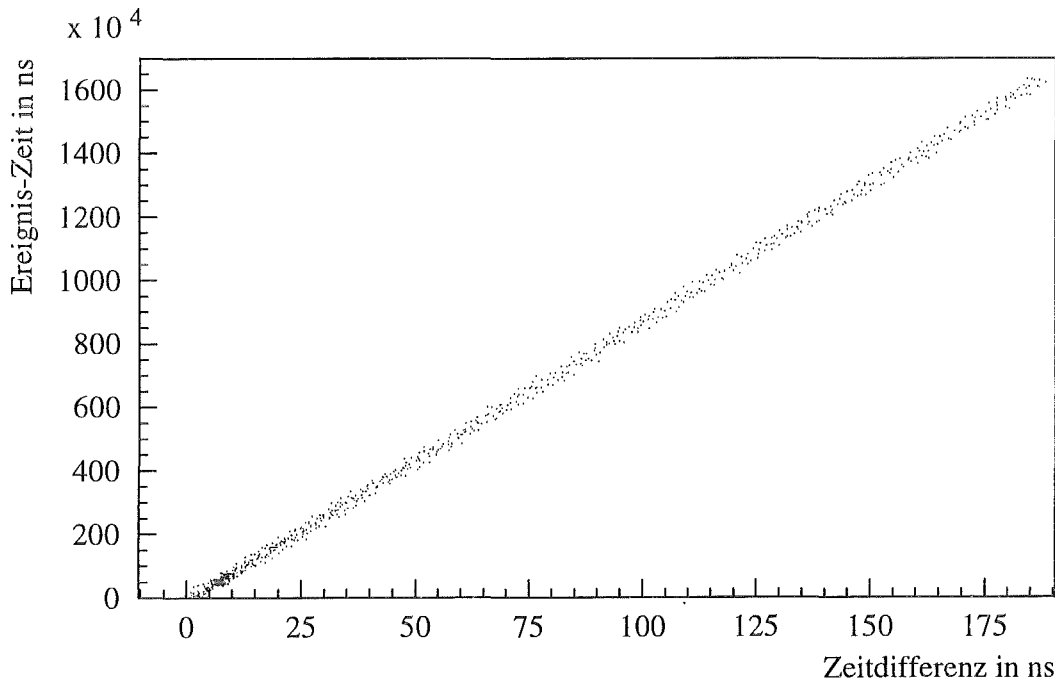


Abbildung B.8: Ereigniszeit (TDC0/1) über der Zeitdifferenz zwischen $TDC2_{VEV}$ and TDC0/1(1. Ereignis).

Alle vier TDCs werden vom gleichen Signal gestartet. Die Startzeitpunkte unterscheiden sich daher nur um einen konstanten Betrag, der durch unterschiedliche Kabellängen gegeben ist. Um die mit verschiedenen TDCs gemessenen Zeiten miteinander vergleichen zu können, müssen sowohl die Startzeitdifferenzen, als auch die Abweichungen der Taktfrequenzen relativ zu einem beliebig wählbaren TDC korrigiert werden. Die Funktion des Referenz-TDCs übernimmt bei KARMEN TDC2. Für die Zeitkalibration werden vier Korrekturfunktionen mit Hilfe linearer *Least-Square-Fits* bestimmt:

$$\text{TDC0} \rightarrow \text{TDC2:} \quad t_{TDC2} = a_{02} + (b_{02} + 1) \cdot t_{TDC0}$$

$$\text{TDC1} \rightarrow \text{TDC0:} \quad t_{TDC2} = a_{10} + (b_{10} + 1) \cdot t_{TDC1}$$

$$\text{Stack-TDC} \rightarrow \text{TDC0:} \quad t_{TDC0} = a_{S0} + b_{S0} \cdot t_{Stack}$$

$$\text{Stack-TDC} \rightarrow \text{TDC1:} \quad t_{TDC1} = a_{S1} + b_{S1} \cdot t_{Stack}$$

Die TDC1-Zeit des 9. bis 16. Ereignissen wird über den Zwischenschritt der TDC0-Zeit in eine TDC2-Zeit umgerechnet. Stack-Zeiten werden nur in TDC0-Zeiten umgerechnet und können zumindest für die ersten acht Ereignisse direkt mit der TDC0-Zeit im *Event-Header* verglichen werden. Bei Ereignis 9 bis 16 wird die TDC0-Zeit verglichen, die aus dem Zwischenschritt der TDC2-Zeit Berechnung bekannt ist.

Für die Berechnung der Parameter a_{02} und b_{02} wird die Zeit des ersten Ereignisses einer Strahlperiode verwendet, die sowohl mit TDC0, als auch mit dem VEV-Kanal von TDC2 gemessen wird. Um bei dem linearen Fit die endliche Auflösung der *Floating Point* Darstellung im Rechner besser ausnutzen zu können, wird nicht direkt über die beiden Zeiten gefittet, sondern über die Differenz $t_{TDC2} - t_{TDC0}$ und die Ereigniszeit t_{TDC0} .

Die Stack-Zeit wird dagegen direkt über die gemessenen TDC-Kanäle gefittet, da der Stack-TDC nur eine Auflösung von 250 ns/Kanal hat. Die korrelierten Stack-Einträge, die zu einem konvertierten Ereignis gehören, werden mit Hilfe einer angenäherten Stack-Zeiteichung in der Umgebung der TDC0/1-Zeit ($t_{TDC0/1} \pm 2 \mu s$) gefunden. Um sicher zu gehen, daß der gefundene Stack-Eintrag tatsächlich zu dem Ereignis gehört, wird zusätzlich im Stack-Pattern ein gesetztes *Valid Event*-Bit gefordert.

Das erste Ereignis einer Strahlperiode wird immer von TDC0 gemessen. Darum kann TDC1 nicht direkt mit TDC2 verglichen werden. Da jedoch der Stack-TDC die Zeiten aller Ereignisse mißt, können die beiden Parameter a_{10} und b_{10} über den Umweg der beiden Stack-Eichungen bestimmt werden. Es gilt:

$$a_{10} = a_{S0} - a_{S1} \cdot \frac{b_{S0}}{b_{S1}} \quad (\text{B.12})$$

$$b_{10} = \frac{b_{S0} - b_{S1}}{b_{S1}} \quad (\text{B.13})$$

Literaturverzeichnis

- [Abd95] J.N. Abdurashitov et al., *Results from SAGE II*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 60
- [Ach95] B. Achkar et al., *Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey*, Nucl. Phys. B **434** (1995) 503
- [Ade90] B. Adeva et al., *Measurement of Z^0 Decays to Hadrons, and a Precise Determination of the Number of Neutrino Species*, Phys. Lett **B237** (19) 136
- [Agl93] M. Aglietta et al., *First results of a search for neutrinos from collapsing stars with the LVD at Gran Sasso*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **31** (1993) 450
- [Ahl80] S.P. Ahlen, *Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles* Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 121
- [Ajz90] F. Ajzenberg-Selove, *Energy Levels Of Light Nuclei $A=11-12$* , Nucl. Phys. **A506** (1990) 1
- [Ajz91] F. Ajzenberg-Selove, *Energy Levels Of Light Nuclei $A=13-15$* , Nucl. Phys. **A523** (1991) 1
- [Alb72] D.E. Alburger and D.H. Wilkinson, *γ -Ray Decay of the 15.11-MeV $T = 1$ State of $^{12}\text{C}^\dagger$* , Phys. Rev. **C 5** (1972) 384
- [Ale95] ALEPH-Collaboration, *An upper limit for the τ neutrino mass from $\tau \rightarrow 5\pi(\pi^0)\nu_\tau$ decays*, Phys. Lett. **B 349** (1995) 585
- [All93] R.C. Allen et al., *Study of electron-neutrino-electron elastic scattering at LAMPF*, Phys. Rev **D47** (1993) 11
- [Arm93] B. Armbruster, *Simulation eines Wasser-Čerenkovdetektors für Neutrino-Elektron-Streuung*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [Arm95] B. Armbruster et al., *Limits on neutrino oscillations in the appearance channels $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$* , Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 235
- [Arm95a] B. Armbruster et al., *Anomaly in the distribution of neutrinos from a pulsed beam stop source*, Phys. Lett. **B 348** (1995) 19
- [Arn83] G. Arnison et al., *Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Elektrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{E} = 540$ GeV*, Phys. Lett. **122B** (1983) 103
- [Ass94] K. Assamagan et al., *Measurements of the muon momentum in pion decay at rest using a surface muon beam*, Phys. Lett. **B335** (1994) 231

- [Ath95] C. Athanassopoulos, *Candidate Events in a Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations*, submitted to Phys. Rev. Lett. (1995)
- [Bar93] B.C. Barish, *Neutrino Physics in MACRO at Gran Sasso*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **31** (1993) 437
- [Bar95] V. Barger et al., *Remarks on the KARMEN Anomaly*, Rutherford Appleton Laboratory hep-ph/9503295 (1995) accepted for public. in Phys. Lett. B
- [Bah95] J.N. Bahcall, *How Many Solar Neutrino Experiments Are Wrong?*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 98
- [Bal74] D.P. Balamuth et al., *Isospin-forbidden alpha decay of the 15.11-MeV state in $^{12}\text{C}^\dagger$* , Phys. Rev. C **10** (1974) 975
- [Ber79] J. Bernabéu and P. Pascual, *Elementary Particle Approach to Neutral Current Processes in Nuclei*, Nucl. Phys. A **324** (1979) 365
- [Ber94] V. Berezinsky et al., *The MSW solution to the solar neutrino problem for non-standard solar models*, Phys. Lett. B **341** (1995) 38
- [Bil87] S.M. Bilenky and S.T. Petcov, *Massive neutrinos and neutrino oscillations*, Rev of Mod. Phys. **59** (1987) 671
- [Bir64] J.B. Birks, *The Theory of Scintillation Counting*, Pergamon Press, Oxford (1964)
- [Bod88] B. Bodmann, *Aufbau und Eigenschaften des KARMEN Antizählers*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1988)
- [Bod91] B. Bodmann et al., *First observation of the neutral current excitation $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1)$* , Phys. Lett B **267** (1991) 321
- [Bod94a] B.E. Bodmann et al., *Neutrino interactions with carbon: recent measurements and a new test of $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ universality*, Phys. Lett B **332** (1994) 251
- [Bod94b] B.E. Bodmann et al., *Determination of the weak axial charge radius of ^{12}C via the $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ reaction*, Phys. Lett B **339** (1994) 215
- [Bub91] M. Buballa et al., *Nuclear Electromagnetic Response within Continuum RPA Theory*, Ann. of Phys. **208** (1991) 346
- [Bur90] R.L. Burman et al., *Monte Carlo Simulation of Neutrino Production by Medium-Energy Protons in a Beam Stop*, NIM A **291** (1990) 621
- [Bur95] R.L. Burman et al., *Neutrino Flux Calculations for the ISIS Spallation Neutron Facility*, Forschungszentrum Karlsruhe (1995) FZKA 5595
- [Cdw32] J. Chadwick, *Possible Existence of a Neutron*, NATURE **129** (1932) 312
- [Cec79] R.A. Cecil, *Improved Predictions of Neutron Detection Efficiency for Hydrocarbon Scintillators from 1 MeV to about 300 MeV*, NIM **161** (1979) 439-447
- [Cle95] B.T. Cleveland, *Update On The Measurement Of The Solar Neutrino Flux With The Homestake Chlorine Detector*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 47

- [Dod92] A.C. Dodd, unveröffentlicher Bericht (1992)
- [Dod93] A.C. Dodd et al. *The laser calibration monitor of the KARMEN scintillation calorimeter*, NIM **A336** (1993) 136–145
- [Don79] T.W. Donnelly and R.D. Peccei, *Neutral Current Effects in Nuclei*, Phys. Rep. **50** (1979) 1
- [Don85] T.W. Donnelly, *Electron Scattering and Neutrino Reactions in Nuclei*, Prog. Part. and Nucl. Phys. **13** (1985) 183
- [Don91] T.W. Donnelly, *Programm NUEE zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten*, private Mitteilung (1991)
- [Dre90] G. Drexlin, *Neutrinoidentifikation und Untergrundsignaturen im KARMEN-Detektor*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dre90a] G. Drexlin et al., *The High Resolution Neutrino Calorimeter KARMEN*, NIM **A289** (1990) 490–495
- [Ebe92] V. Eberhard, *Erster Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + {}^{12}\text{C}^*$* , Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Report 5063
- [Eit91] K. Eitel, *Untersuchung organischer Flüssigszintillatoren auf spektrale Abschwächung, Lichtausbeute und Pulse-Shape-Verhalten*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991)
- [Eit95] K. Eitel, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Fai95] St. Faion, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Fer34] E. Fermi, *Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I.*, Z. für Physik **88** (1934) 161
- [Fug88] M. Fukugita et al., *Neutrino Reaction Cross Sections on ${}^{12}\text{C}$ Target*, Phys. Lett. B **212** (1988) 139
- [Fug90] M. Fukugita et al., *Reaction cross sections for $\nu {}^{13}\text{C} \rightarrow e^{-} {}^{13}\text{N}$ and $\nu {}^{13}\text{C} \rightarrow \nu' {}^{13}\text{C}^*$ for low energy neutrinos*, Phys. Rev. C **41** (1990) 1359
- [Gem88] H. Gemmeke, *OBELIX-Programm*, persönliche Mitteilung
- [Gra92] W. Grandegger, *Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN Neutrinodetektor*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Report 5122
- [Gro89] K. Grotz, H.V. Klapdor, *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Teubner Studienbücher (1989)
- [Han91] Th. Hanika, *Simulation von Ereignissen kosmischer Myonen im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1995)
- [Has73] F.J. Hasert et al., *Observation of Neutrino-Like Interactions without Muon or Elektron in the Gargamelle Neutrino Experiment*, Phys. Lett. **45B** (1973) 139

- [Hes87] J. Hesselbarth, *Laserkalibrationssystem für den Szintillationsdetektor KARMEN-1*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1987)
- [Hoe95] J. Hößl, *Maximum Likelihood Analyse der Neutrino-Daten des KARMEN-Experiments*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1995)
- [Jan94] Th. Jannakos, *Untersuchung von Myoneinfang-Reaktionen an ^{12}C und ^{13}C im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1994) FZKA 5520
- [Kir95] T. Kirsten et al., *Update of GALLEX solar neutrino results and implications*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 68
- [Kle94] M. Kleifges, *Erste Messung des Energiespektrums von Elektronenneutrinos aus dem μ^+ -Zerfall*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1994), KfK-Report 5394
- [Kol92] E. Kolbe, *Untersuchungen zur inelastischen Neutrinostreuung an Kernen und Anwendung in der Kern- und Astrophysik*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster (1992)
- [Kol94] E. Kolbe et al., *Neutrino-induced reactions on ^{12}C within the continuum random phase approximation*, Phys. Rev. C **49** (1994) 1122
- [Kra92] D.A. Krakauer et al., *Experimental study of neutrino absorption on carbon*, Phys. Rev **D45** (1992) 2250
- [Kub94] K. Kubodera and S. Nozawa, *Neutrino-Nucleus Reactions*, Int. Jou. of Mod. Phys. E Vol. **3** (1994) 101
- [Lan44] L. Landau, *On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization*, Jour. of Phys. **8** (1944) 201
- [LeC84] *User Manual for 8-Channel TDC, Model 4208*, LeCroy Research Systems SA (1984)
- [Lee56] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. **104** (1956) 254
- [Mas87] R. Maschuw et al., *Karmen: Neutrino Physics at ISIS*, Neutrino Physics (Workshop Proc.), Springer Verlag Berlin (1987) 147
- [McD94] A.B. McDonald, *Perspectives On Solar Neutrino Experiments*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **35** (1994) 340
- [Mic50] L. Michel, *Interaction between Four Half-Spin Particles and the Decay of the μ -Meson*, Proc. Phys. Soc. **A63** (1950) 514, 1371
- [Min89] S.L. Minz and M. Pourkaviani, *Theoretical calculations for neutrino-induced charged current reactions in ^{12}C and recent experimental results*, Phys. Rev. C **40** (1989) 2458
- [Mit92] Ch. Mitschke, *Lichttransportphänomene in einem KARMEN-Szintillationsmodul*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Mkk84] Th. Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, Teubner Studienbücher (1984)
- [Moe95] M.K. Moe, *Double Beta Decay*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 36
- [Mus94] M.J. Musolf et al., *Intermediate-energy semileptonic probes of the hadronic neutral current*, Phys. Rep. **239** (1994) 1

- [Ott95] E.W. Otten, *Direct Neutrino Mass Measurements*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 26
- [Par94] R. Parthasarathy, *Neutrino Neutral Current Excitation of $^{12}\text{C}^*(1^+; T = 1; 15.1 \text{ MeV})$* , Preprint IMSC/94/14 (1994)
- [Phi90] *Data Handbook Photomultipliers*, Philips Book CP04 (1990)
- [Pli92] P. Plischke, *REDUCE_KARMEN_DATA-Programm*, persönliche Mitteilung
- [Pou90] M. Pourkaviani and S.L. Minz, *Neutrino-induced neutral current reaction in ^{12}C* , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **16** (1990) 569
- [Pou93] M. Pourkaviani, private Mitteilung
- [Pou94] M. Pourkaviani and S.L. Minz, *Inclusive inelastic neutral-current neutrino reactions in ^{12}C and the charged-current reaction*, Nucl. Phys. A **573** (1994) 501
- [Rap91] J. Rapp, *Messung spektraler Abschwächlängen und absoluter Lichtausbeuten von organischen Flüssigszintillatoren*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1991)
- [Rap95] J. Rapp, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Rau86] F. Raupp, *Ereignisstrukturen neutrino-induzierter Reaktionen im Szintillationsdetektor KARMEN-1*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1986)
- [Rei59] F. Reines and C.L. Cowan, *Free Antineutrino Absorption Cross Section.*, Phys. Rev. **113** (1959) 273
- [Rem83] E. Remane, *Eigenschaften organischer Szintillatoren für großvolumige Neutrinodetektoren*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1983)
- [Row70] D.J. Rowe, *Nuclear Collective Motion*, Methuen and Co. Ltd., London (1970)
- [Ruf95] C. Ruf, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Schi93] F.B. Schilling, *Akzeptanz des KARMEN Detektors für Neutrinoereignisse*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [Smi91] W.H. Smith, *Nucleon Structure Functions from $\nu_\mu - \text{Fe}$ Scattering at the Tevatron*, Nucl. Phys B (Proc. Suppl.) **19** (1991) 281
- [Smu88] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag, Berlin (1988)
- [Ste95] M. Steidl, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Sut92] Chr. Sutton, *Spaceship Neutrino*, Cambridge University Press (1992)
- [Suz95] Yoichiro Suzuki, *Kamiokande solar neutrino results*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 54

- [Tie93] H. Tietzel, *Inklusive Wirkungsquerschnitte der Charged Current Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ im Schallenmodell*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1993)
- [Vil91] P. Vilain, *Neutrino Electron Scattering*, Nucl. Phys B (Proc. Suppl.) **19** (1991) 306
- [Vol92] G. Völker, *Ein Detektorsystem zum Nachweis der $e\gamma$ -Komponente großer Luftschauer im UHE-Bereich*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Bericht 4983
- [Wal75] J.D. Walecka, *Semileptonic Weak Interactions in Nuclei*, 'Muon Physics Vol. 2', Editors: V.W. Hughes, C.S. Wu, Academic Press, New York (1975) 113
- [Web95] J. Weber, *Untersuchung von strahlkorreliertem Untergrund im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Wil87] P. Wild, *Bestimmung von Energie-, Orts- und Zeitauflösung für den Neutrinodetektor KARMEN-1*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1987)
- [Woc89] J. Wochele, *Erste Messungen mit dem KARMEN Neutrinodetektor unter besonderer Berücksichtigung des Elektronik- & Triggersystems*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1989)
- [Woe90] S. Wölflé, *Interner Bericht zur Kalibration*
- [Woe92] S. Wölflé, *Der Nachweis der exklusiven Kernanregung $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{gs} + e^-$ im Neutrinodetektor KARMEN*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Report 5064
- [Wol90] J. Wolf, *Optische Eigenschaften organischer Flüssigszintillatoren*, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Wol95] J. Wolf, *Calibration of the KARMEN-Detector*, wissenschaftlicher Bericht in Vorbereitung (1995)
- [Wu57] C.S. Wu, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413
- [Zei85] B. Zeitnitz, *Low Energy Neutrino Physics at High Intensity Pulsed Proton Accelerators*, Prog. Part. and Nucl. Phys. **13** (1985) 445