

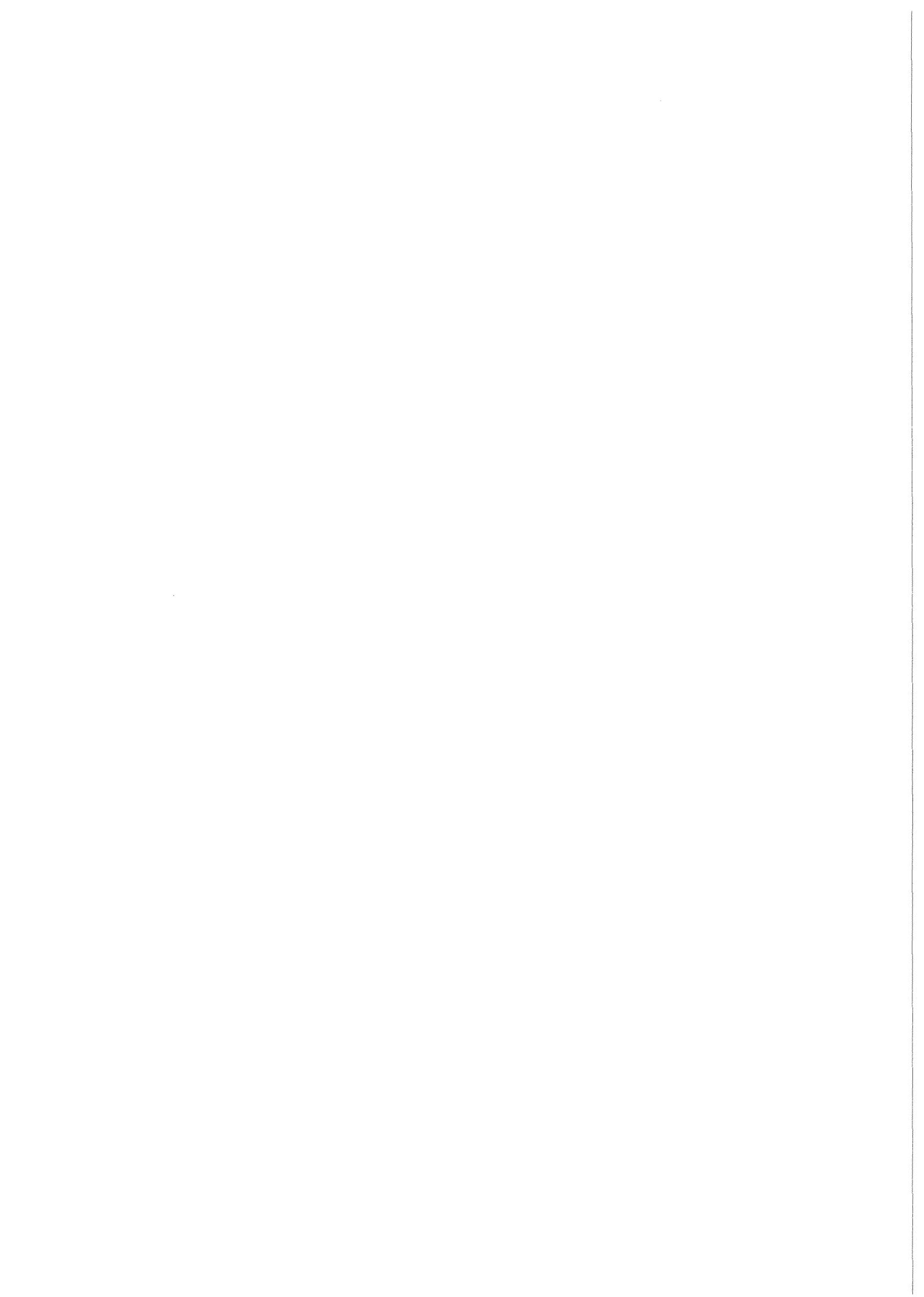
Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6202

**Untersuchung der optischen
Eigenschaften großflächiger
Plastikszintillatoren für den
KARMEN-Upgrade**

J. Reichenbacher
Institut für Kernphysik

Dezember 1998



Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6202

**Untersuchung der optischen
Eigenschaften
großflächiger Plastiksintillatoren
für den KARMEN–Upgrade**

Jürgen Reichenbacher

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Diplomarbeit

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des KARMEN-Experimentes, das von einer deutsch-britischen Kollaboration an der Spallationsneutronenquelle ISIS betrieben wird. Im Jahre 1996 wurde ein umfangreicher experimenteller Upgrade vorgenommen, um mit dem KARMEN-Experiment die von LSND beobachtete Evidenz für Neutrinooszillationen im Kanal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ nach einer weiteren Meßzeit von 3 Jahren bestätigen oder ausschließen zu können. Die Sensitivität von KARMEN war in diesem Kanal bislang durch unerkannte kosmische Myonen beschränkt, welche in der 7000 t passiven Stahlabschirmung hochenergetische Neutronen produzieren, welche wiederum durch die bestehenden Antizähler ungesehen in den Detektor eindringen können und mit ihrer Reaktionssignatur ein Oszillationsereignis vortäuschen. Der Upgrade bestand daher aus einer Erweiterung des Detektorsystems um einen neuen Veto-Zähler, der innerhalb der Stahlabschirmung diese kosmischen Myonen nachweist und somit den kosmisch induzierten Oszillationsuntergrund um den benötigten Faktor 40 verringert. Der neue Veto-Zähler besteht aus 136 einzelnen bis zu 4 m langen, 65 cm breiten und 5 cm dicken BICRON BC-412 Plastikszintillatoren. Jedes dieser Module besitzt an seinen beiden Enden eine 180°-Lichtumlenkung, an welcher jeweils 4 Photomultiplier (PM) des Typs Philips Valvo XP2262/PA zur Auslese angebracht sind.

Das Ziel dieser Arbeit war es, die optischen Eigenschaften großflächiger Plastikszintillatoren zu untersuchen, um optimal konfigurierte Module für den neuen Veto-Zähler bereitzustellen. Zum Bau der Module standen zu Beginn dieser Arbeit die Plastikszintillatoren BC-412 der Firma BICRON sowie NE-110A von *Nuclear Enterprises* zur Auswahl. Die absolute Lichtausbeute und die spektrale Abschwächlänge wurden zunächst als intrinsische optische Eigenschaften für beide Szintillatoren gemessen. Dabei wies NE-110A die höhere absolute Lichtausbeute auf. Die Messung der spektralen Abschwächlänge mit einem Zweistrahlaserphotometer ergab für BC-412 eine bessere spektrale Transparenz. Anhand eines modulspezifischen Gütefaktors wurde die Entscheidung zugunsten von BC-412 gefällt. Die gemessene spektrale Abschwächlänge und die absolute Lichtausbeute dienen darüber hinaus als wichtige Eingangsparameter für die 3-dimensionale Monte-Carlo-Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute in einem Veto-Modul. Unter Berücksichtigung der Geometrie, dem Emissionsspektrum des Szintillators, der spektralen Quanteneffizienz der PM sowie Brechungsindizes, Oberflächenunebenheiten und Absorptionskoeffizienten der verwendeten Materialien, war es möglich, die ortsabhängige Lichtausbeute präzise zu simulieren und die experimentellen Befunde zu reproduzieren. Auf der Basis weiterer Simulationen konnte die Konfiguration der Veto-Module bezüglich der eff. Abschwächlänge, der Lichtausbeute und deren Homogenität dann gezielt optimiert werden. Die integrale Lichtausbeute konnte um 61 % gegenüber der Minimalkonfiguration des Veto-Moduls erhöht werden. Als lichtausbeutesteigernde Konfigurationselemente erwiesen sich a) die leicht zerknitterte Aluminiumfolie, in welche der Szintillator eingepackt wird, b) die hochreflektierenden Aluminiumspiegelbleche an den kritischen Stellen zwischen den PM am Lichtleiter und c) die Klebung der PM mit optischem Zement. Die Veto-Module in der endgültigen, optimierten Konfiguration weisen eine exzellente μ - γ -Trennung auf. Mit Hilfe dieser Eigenschaft war es möglich, die Myonleckrate, welche zudem von der angelegten elektronischen Modulschwelle abhängt, soweit zu verringern, daß die erforderliche Myonachweiseeffizienz des gesamten Veto-Zählersystems von 99,4 % erreicht werden konnte. Die Untergrundreduzierung für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsreaktion wurde somit erfüllt.

Abstract

The present work was performed in the framework of the KARMEN-experiment, run by a German-British collaboration at the neutron-spallation-source ISIS. In the year 1996 a major experimental upgrade has been taken place. The intention has been that the KARMEN-experiment is able to confirm or exclude the evidence on neutrino-oscillation in the channel $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ announced by LSND after further 3 years of data taking. So far, the sensitivity of KARMEN in this channel has been limited by untagged cosmic muons producing high-energetic neutrons in the 7000 t passive steel-shielding. These neutrons penetrate into the detector unseen by the then existing anti-counters. Inside the detector their reaction-signatures simulate an oscillation-event. Therefore the upgrade compromised the extension of the detector-system by a new veto-counter which tags these cosmic muons inside the steel-shielding. This reduces the cosmic induced oscillation-background by a required factor of 40. The new veto-counter consists of 136 single BICRON BC-412 plastic-scintillators with a length up to 4 m, a width of 65 cm and a thickness of 5 cm. Each of these modules has at its both ends a 180°-lightguide and is read-out by 4 photomultipliers (PM) of the type Philips Valvo XP2262/PA.

The aim of this work has been the investigation of the optical properties of large-area plastic-scintillators with the intention of finding the optimized configuration for the modules of the new veto-counter. At the beginning of this work the manufacturer of plastic-scintillator for assembling the modules had to be selected. The choice was between BC-412 from BICRON corporation and NE-110A from *nuclear enterprises*. The intrinsic optical properties, i.e. the absolute lightoutput and the spectral attenuation-length, have been measured first. NE-110A showed a higher absolute lightoutput, while the measurement of the spectral attenuation-length with a dual-beam-laser-photometer showed a better spectral transparency for BC-412. With the aid of a module-specific figure of merit the decision was made for BC-412.

The measured spectral attenuation-length and the absolute lightoutput have been used in addition as important input-parameters for the 3-dimensional Monte-Carlo-simulation of the spatial-dependent lightoutput in a veto-module. With regard to the geometry, the spectrum of emission of the scintillator, the spectral quantum-efficiency of the PM's, as well as the refractive-indices, the roughness of surfaces and the absorptive-coefficients of the materials, it has been possible to simulate precisely the spatial-dependent lightoutput and to verify the experimental results. On the basis of further simulations the configuration of the veto-modules was optimized specifically with respect to the effective attenuation-length, the lightoutput and its homogeneity. The final configuration of the veto-modules yields 61 % more integral lightoutput than the "minimum" configuration. The following components were essential in improving the lightoutput: a) the slightly shrinkled aluminium-foil in which the scintillator is wrapped-in, b) the high-reflective aluminium-mirror-sheets assembled at the critical places between the PM's at the lightguide and c) the glueing of the PM's with optical cement. The veto-modules in the final, optimized configuration show an excellent μ - γ -separation. Due to this property, it was further possible to decrease the muon-leakage-rate, which is additionally dependent on the electronic threshold of the modules, so that the required muon-detection-efficiency of 99.4 % of the whole veto-counter-system is achieved. Consequently the background-reduction for the $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -oscillation-reaction meets the requirements.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Upgrade des KARMEN-Experiments	4
2.1	Die Spallationsneutronenquelle ISIS	4
2.2	Der KARMEN-Detektor vor dem Upgrade	6
2.3	Suche nach Neutrino-Oszillationen	10
2.3.1	Reaktionssignaturen	11
2.3.2	Kosmischer Untergrund	13
2.4	Der neue Veto-Zähler (Upgrade)	15
2.5	Elektronik-, Trigger- und Datenaufnahmesystem	19
2.6	Weitere physikalische Resultate und Ziele von KARMEN	21
3	Optische Eigenschaften von Plastikszintillatoren	23
3.1	Funktionsweise organischer Plastikszintillatoren	23
3.2	Messung der absoluten Lichtausbeute	26
3.2.1	Meßprinzip und Versuchsaufbau	27
3.2.2	Lichtausbeute von BC-412 und NE-110A Feststoffszintillator	29
3.3	Messung der spektralen Abschwächlänge mit einem Laserphotometer	31
3.3.1	Meßprinzip	31
3.3.2	Spektrale Abschwächlänge von BC-412 und NE-110A	33
3.4	Diskussion der Ergebnisse (Gütefaktor)	35
4	Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute großflächiger Module	37
4.1	Plastikszintillatordetektoren	37
4.1.1	Emission	38

4.1.2	Lichttransport	39
4.1.3	Nachweis über Photomultiplier	40
4.2	Eingangsparameter	43
4.2.1	Physikalische Größen	43
4.2.2	Geometrie und Konfiguration	45
4.3	Prinzip	45
4.3.1	Energieverlust kosmischer Myonen	47
4.3.2	Photonengenerierungsmoden	48
4.3.3	Spurverfolgung und Nachweis	49
4.3.4	Simulierte Lichtausbeute	50
5	Messung der ortsabhängigen Lichtausbeute	52
5.1	Messung mit Myon-Trigger-Paddlen	52
5.1.1	Meßprinzip und Versuchsaufbau	52
5.1.2	Lichtausbeute entlang der Modullängsachse (effektive Abschwächlänge)	57
5.1.3	Lichtausbeute senkrecht zur Modullängsachse (Homogenität)	60
5.1.4	Linearität der Differenzlaufzeit	62
5.2	Modultests mit der "free-running-Messung"	63
5.2.1	Meßprinzip und Versuchsaufbau	63
5.2.2	Lichtausbeute und optische Güte von Modulen	65
5.2.3	Lichtausbeutekurven und effektive Abschwächlänge	69
5.2.4	Zeitdifferenzspektrum	70
5.2.5	Vergleich mit der Paddle-Messung	72
5.2.6	Lichtausbeute einzelner Photomultiplier	73
6	Optimierung der Konfiguration der Veto-Module	75
6.1	Vergleich Simulation-Messung für effektive Abschwächlänge	76
6.1.1	Einfluß der Konfigurationselemente	76
6.1.1.1	Einfluß der hochreflektierenden Aluminiumspiegel zwischen den PM	79
6.1.1.2	Einfluß der Aluminiumfolie	80

6.1.1.3	Kombination der Aluminiumfolie mit den Aluspiegeln zwischen den PM	82
6.1.1.4	Einfluß der geklebten PM (optischer Zement) im Vergleich zu Silikon-Pads	83
6.1.2	Modul ohne 180°-Lichtumlenkung	85
6.2	Vergleich Simulation-Messung für Lichtausbeute	86
6.2.1	Lichtausbeutegewinn einzelner Komponenten	87
6.2.2	Modul ohne 180°-Lichtumlenkung	88
6.3	Homogenität	89
6.3.1	Einfluß verschiedener Komponenten	90
6.3.2	Einfluß der 180°-Lichtumlenkung	91
6.3.3	Photomultiplierpositionen	93
6.4	Optimierte Konfiguration	94
7	Modultests beim Einbau im KARMEN-Detektor	96
7.1	Meßprinzip	96
7.2	Untersuchung schadhafter Module	97
7.3	Ergebnis	98
8	Myonnachweiseffizienz des Veto-Zählers	100
8.1	Geometrische Leckrate	100
8.2	Leckrate durch unerkannte Myonstreifschüsse	104
8.2.1	Simulierte Raten und Energien in einzelnen Modulen	104
8.2.2	Gemessene Streifschüsse durch Längsspalt zwischen zwei Modulen .	105
8.2.3	Schwellenabhängigkeit der Leckrate	108
8.3	Veto-Effizienz	109
9	Resümee	110
A	Einfluß der elektromagnetischen Komponente der kosmischen Strahlung	112
B	Totzeitreduzierung durch zusätzliche Signaladdition von Veto-Modulen	114
C	Photomultipliertests	119

D	Spezielle "free-running-Modultests"	123
D.1	μ - γ -Separation durch hohe elektronische Schwelle	123
D.2	Ausfall eines Photomultipliers	125
E	Vergleich der Lichtausbeuten von BC-412 und NE-110A mit verschiedenen Flüssigszintillatoren	127
F	Herstellung der Silikon-Pads und Messung des Brechungsindex	129
	Literaturverzeichnis	131

Kapitel 1

Einleitung

Neutrinos spielen, als nach den Photonen zweithäufigste Teilchen im Universum, eine zentrale Rolle bei der Beantwortung grundlegender Fragen in der Kosmologie und Astrophysik. So stellen massive Neutrinos eine mögliche Erklärung für das Rätsel der dunklen Materie und dem Sonnenneutrinoproblem dar. Desweiteren gibt es Entstehungsmodelle des Universums, welche auf *Grand Unified Theories* (GUT) basieren, die wiederum eine endliche Neutrinoruhemasse vorhersagen.

Allerdings entziehen sich die vollständigen intrinsischen Eigenschaften des Neutrinos dem Kenntnisstand der Physik seit mehr als einem halben Jahrhundert nach der Postulation durch Pauli (1930). Dieser führte das Neutrino als neutrales Spin 1/2 - Teilchen ein, um das kontinuierliche Elektronenergiespektrum beim β -Zerfall erklären zu können. Die Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung galten somit weiterhin.

Der erste experimentelle Nachweis der Neutrinos gelang Reines und Cowan [Rei53] erst 1953, aufgrund der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte von Neutrinoreaktionen im Bereich von $10^{-44} - 10^{-38} \text{ cm}^2$. Die sich hieraus ergebende mittlere freie Weglänge bedeutet, daß zum Abschirmen von Neutrinos eine Lichtjahre dicke Bleiwand benötigt würde. 1995 wurden Reines und Cowan für ihr Experiment mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

Heute weiß man im Rahmen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung, daß es drei verschiedene Neutrino-Flavors (ν_e, ν_μ, ν_τ) gibt, gemäß der Anzahl geladener leptonischer Partner. Alle Neutrinoarten sind aufgrund der maximalen Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung nur linkshändige neutrale Fermionen (bzw. Antineutrinos rechtshändig) mit einem verschwindenden magnetischen Moment. Die *ad hoc*-Annahme masseloser Neutrinos resultiert aus dieser Voraussetzung der Paritätsverletzung und der Unterscheidbarkeit von Neutrinos und ihren Antiteilchen (Dirac- ν 's \leftrightarrow Majorana- ν 's). Diese These einer Neutrinoruhemasse von Null ergibt sich jedoch nicht als Konsequenz des Standardmodells und ist deshalb experimentell zu klären.

Für Aufsehen sorgte 1995 ein Bericht in der *New York Times*, demzufolge die LSND¹-Kollaboration am LAMPF *beam stop* in Los Alamos eine positive Evidenz für Neutrinooszillationen ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) beobachtet hatte [Ath95]. Die Voraussetzung für diesen quanten-

¹Liquid Scintillator Neutrino Experiment

mechanischen Effekt ist eine von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos. Eine Oszillationsevidenz ist somit gleichbedeutend mit massiven Neutrinos und hätte fundamentale Auswirkungen auf das Verständnis der Teilchen- und Astrophysik sowie der Kosmologie. Das einzig vergleichbare Experiment, welches in nächster Zeit das LSND-Resultat bestätigen oder ausschließen kann, ist das ν -Experiment der deutsch-britischen Kollaboration KARMEN². Bislang liefern die KARMEN-Ergebnisse jedoch keinen Hinweis auf eine solche Oszillation.

Dennoch gibt es weitere Anzeichen für Neutrinooszillation auch aus dem Bereich der Sonnenneutrinoexperimente: Neueste Meßergebnisse des Wasser-Cherenkov-Neutrinodektors SUPER-KAMIOKANDE liefern den halben theoretisch erwarteten Sonnenneutrinofluß und bestätigen somit das Neutrinodefizit der radiochemischen Sonnenneutrinoexperimente GALLEX, SAGE und des ³⁷Cl-Experiments von Davis.

Der KARMEN-Detektor steht an der gepulsten Spallationsquelle ISIS am Rutherford-Appleton-Laboratory (RAL) in der Nähe von Oxford. Er besteht aus einem 56 t Flüssigszintillationskalorimeter umgeben von zwei aktiven Antizählern und einer über 7000 t passiven Stahlabschirmung. Diese passive Abschirmung ist nötig, um die bei der Spallation entstehenden Neutronen vom Eindringen in den Detektor abzuhalten und den Fluß der kosmischen Myonen auf ein Drittel zu reduzieren. Trotz dieser Abschirmung (jedoch noch ohne Ausnutzung der Zeitstruktur der gepulsten Neutrinoquelle ISIS) ist nur etwa jedes millionste Ereignis eine Neutrinoreaktion. Dies verdeutlicht, wie wichtig für ein Neutrinoexperiment (neben der Zeitstruktur) ein effizientes System aus Antizählern ist, welches einen Großteil der Untergründereignisse verwirft. Der kosmische Untergrund ist es auch, welcher das KARMEN-Experiment in seiner Sensitivität für Neutrinooszillationen limitiert. Am inneren Detektor vorbeigehende kosmische Myonen, die tiefinelastisch mit Fe-Kernen innerhalb der Stahlabschirmung wechselwirken, können dabei hochenergetische Neutronen produzieren, welche ungesehen in den Zentraldetektor eindringen können und ein Oszillationseignis vortäuschen. Deshalb wurde im Zeitraum von Mai 1996 bis Januar 1997 ein umfangreicher *UPGRADE* des KARMEN-Detektors durchgeführt. Dieser bestand in der Erweiterung des bestehenden Antizählensystems um einen zusätzlichen Veto-Zähler innerhalb der Stahlabschirmung. Aufgabe dieses Veto-Zählers ist es, die in der näheren Umgebung des Detektors vorbeigehenden kosmischen Myonen mit einer Effizienz von über 99 % nachzuweisen und den Untergrund für die Neutrinooszillation im Kanal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ um einen Faktor 40 zu reduzieren. Die nach dem *UPGRADE* prognostizierte Sensitivität des KARMEN-Experiments reicht aus, um nach 2 – 3 Jahren Meßzeit das von LSND favorisierte Evidenzparameterband für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation entweder auszuschließen oder zu bestätigen.

Für den Bau des neuen Veto-Zählers mußte Plastiksintillator verwendet werden: Zum einen wird neben der hohen Energieauflösung eine gute Zeitauflösung zur Integration in die bestehende Elektronik benötigt und zum anderen muß der Veto-Zähler in einen nur

²Karlsruhe-Rutherford-MittelEnergie-Neutrinoexperiment: Forschungszentrum Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Universität Erlangen-Nürnberg, Universität Bonn, Queen-Mary und Westfield-College (London), Oxford University

18 cm dicken Spalt innerhalb der Eisenabschirmung eingebaut werden.

Aufgebaut ist der neue Veto-Zähler aus 136 einzelnen bis zu 400 cm langen, 65 cm breiten und 5 cm dicken Modulen aus BC-412 Plastikszintillator (*s. Abb. 2.10*). Die Module bilden zusammen eine Fläche von ca. $300 m^2$. Jedes Modul besitzt an seinen beiden Stirnenden eine 180° -Lichtumlenkung, an welcher jeweils vier Photomultiplier (PM) zur Auslese des Szintillationslichtes angebracht sind.

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit war es zunächst, anhand eines Gütefaktors aus gemessener absoluter Lichtausbeute und gemessener *spektraler* Abschwächlänge den zum Bau der Veto-Module geeignetsten Plastikszintillator zu bestimmen (Kapitel 3). Zur Auswahl standen zwei unterschiedliche Produkte: NE-110A der Firma *Nuclear Enterprises* und BC-412 von BICRON. Da noch bei keinem Experiment zuvor solch großflächige Plastikszintillatoren eingesetzt wurden, mußten zunächst die optischen Eigenschaften eines Veto-Moduls anhand einer M.C.-Simulation (Kapitel 4) und Messungen mit Prototypen (Kapitel 5) untersucht werden. Wichtige Kriterien waren dabei eine möglichst hohe und über die gesamte Modulfläche homogene Lichtausbeute, damit die Veto-Module die benötigte exzellente μ - γ -Trennung erreichen. Um eine korrekte Beschreibung des Lichttransportes in der zur Optimierung der Module benötigten, Simulation zu erhalten, mußten die Einflüsse verschiedener Modulkonfigurationselemente detailliert untersucht werden. So mußte die Beeinflussung der ortsabhängigen Lichtausbeute durch die den Szintillator umgebende Aluminiumfolie sowie den hochreflektierenden Aluminiumspiegeln an den unbedeckten Stellen zwischen den PM analysiert werden. Weiterhin wurden die Auswirkungen der unterschiedlichen optischen Ankopplung der PM mit selbstproduzierten Silikon-Pads sowie kommerziellem optischen Zement (NE-580) untersucht. Hierbei zeigte sich, daß die Beschreibung der optischen Güte von Plastikszintillatoren mit Hilfe einer effektiven Abschwächlänge nur eine konfigurationsspezifische Größe liefert, nicht aber einen sinnvollen physikalischen Parameter. So sind z.B. die bei dem CLAS³-Experiment gemessenen Abschwächlängen der $4,5 m \times 10 cm \times 1,5 cm$ großen NE-110A Plastikszintillatoren nicht mit anders konfigurierten Modulen vergleichbar, weil sie nicht die *spektrale* Transparenz des Szintillators darstellen.

Da jedes nicht nachgewiesene Myon ein potentielles Untergrundereignis für die Suche nach ν -Oszillationen darstellt, lag der Schwerpunkt dieser Arbeit in der Optimierung der Konfiguration der Veto-Module mit Hilfe der Simulation im Hinblick auf maximale Lichtausbeute bzw. Myonnachweiseeffizienz (Kapitel 6). Für die Testmessungen der unterschiedlichen Konfigurationen zur Optimierung sowie zur Qualitätskontrolle und Funktionstest beim Einbau der Veto-Module in den KARMEN-Detektor (Kapitel 7) mußte mit der *free-running*-Methode ein zeiteffizientes Meßverfahren entwickelt werden. Nach der kompletten Installation aller Module war es erforderlich die Myonnachweiseeffizienz des gesamten Veto-Zählersystems zu untersuchen und die elektronische Schwelle zu optimieren (Kapitel 8). Abschließend wird im Anhang dieser Arbeit vorgestellt, wie mit Hilfe einer verbesserten Signaladdition der Module die durch strahlkorrelierten Untergrund im Veto-Zähler verursachte Detektortotzeit verringert werden kann [Rei97].

³Cebaf Large Acceptance Spectrometer (Nachweis von e , π , γ , n) [Ros96]

Kapitel 2

Der Upgrade des KARMEN-Experiments

2.1 Die Spallationsneutronenquelle ISIS

Das *rapid-cycling*-Synchrotron ISIS, am Rutherford-Appleton-Laboratory (RAL) in Chilton bei Oxford (England), stellt die Neutrinoquelle für das KARMEN-Experiment dar. Im Synchrotronring werden Protonen auf eine Energie von 800 MeV beschleunigt (Abb. 2.1). Mit einer Frequenz von 50 Hz werden zwei Protonenstrahlen, welche bei dieser Energie gerade um einen halben Umlauf versetzt sind, extrahiert. Daher sind die 100 ns breiten und parabelförmigen Protonenpulse um 325 ns zeitlich verschoben. Alle 20 ms trifft somit ein Protonendoppelpuls das Target aus Uran (oder Tantal)-Schwerwasser (Abb. 2.2). ISIS ist damit die derzeit intensivst gepulste Spallationsneutronenquelle der Welt.

Bei Beschuß des Targets durch Protonen entstehen hauptsächlich Spallationsneutronen (25 Neutronen pro 800 MeV-Proton), welche, fast vollständig im Schwerwasser und durch Methan in der Targetstation thermalisiert, gezielt über Strahlrohre Streuexperimenten aus der Festkörperphysik zugeleitet werden (Abb. 2.1). Neben den Neutronen entstehen bei der Spallation auch Pionen aller drei Ladungszustände. Die π^0 zerfallen quasi sofort in zwei γ -Quanten ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\tau_{\pi^0} = 8,4 \cdot 10^{-17}$ s), während die π^+ und π^- innerhalb 10^{-10} s im Targetinnern gestoppt werden.

Die negativ geladenen Pionen werden von den Targetkernen eingefangen, während die positiv geladenen in Ruhe zerfallen. Aus diesem Grund ist nur die π^+ -Zerfallskette für die Neutrinoherkunft relevant :



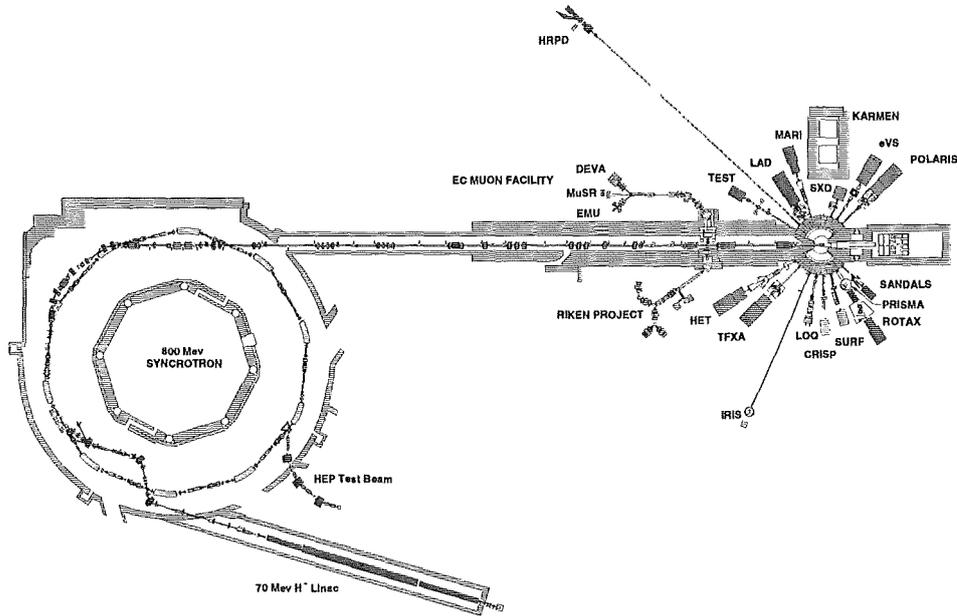


Abbildung 2.1: Anordnung ISIS und KARMEN

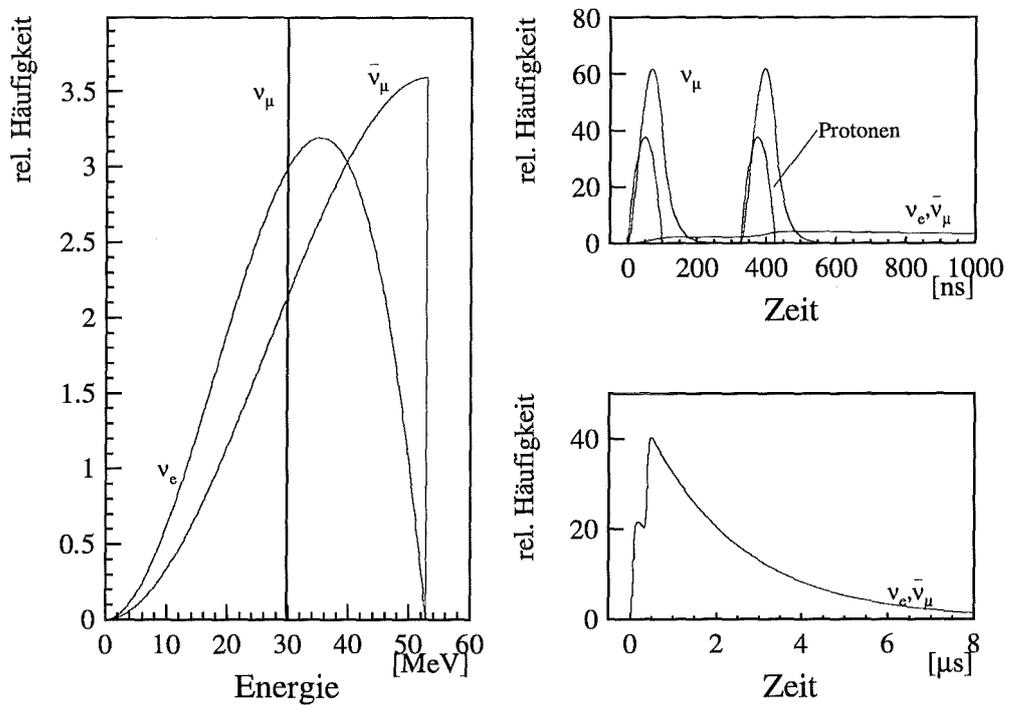


Abbildung 2.2: Energie- und Zeitverteilung der im ISIS-Target erzeugten Neutrinos

Dabei entstehen drei Neutrinoarten mit unterschiedlicher Zeit- und Energieverteilung (Abb. 2.2). Die π^+ zerfallen in μ^+ und monoenergetische ν_μ ($E_{\nu_\mu} = 29,8 \text{ MeV}$). Die ν_μ folgen aufgrund der kurzen Lebensdauer des π^+ von 26 ns zeitlich unmittelbar den Protonenpulsen. Aus dem Dreikörperzerfall des μ^+ resultieren ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ mit kontinuierlichen Energien bis 52,83 MeV und einer Zeitverteilung gemäß der Lebensdauer des Myons von 2,2 μs .

Bedingt durch die π^+ -Produktionsrate ($4,6 \cdot 10^{-2} \pi^+$ pro 800 MeV-Proton) ergibt sich, ein isotroper ν -Fluß aller drei Flavorzustände von je $5,73 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ bei einem Protonenstrahlstrom von 200 μA . Dieser ν -Fluß ist im Vergleich zu einem 1 GW-Kernreaktor, der allerdings nur $\bar{\nu}_e$ niedrigerer Energie und Wirkungsquerschnittes aus β^- -Zerfällen liefert, um mehr als 6 Größenordnungen kleiner.

Die herausragende Eigenschaft von ISIS ist jedoch die Zeitstruktur der Protonenpulse. Das Tastverhältnis des Protonenstrahls sowie die unterschiedlichen Lebensdauern des Pion und des Myons erlauben eine Separierung der ν_μ aus dem π^+ -Zerfall von den ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall durch Verwendung zweier früher ν_μ - und eines späten $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ -Zeitfensters. Im ν_μ -Fenster (0-150 ns bzw. 330 ns-480 ns nach *beam-on-target*) sind 97 % aller ν_μ nachzuweisen, wohingegen erst 7 % der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ entstanden sind. Umgekehrt werden im $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ -Fenster (600 ns-10 μs) praktisch keine ν_μ aber 88 % der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ produziert. Zudem kann in der darauffolgenden Pause (fast 20 ms) bis zum nächsten Protonendoppelpuls der nicht strahlkorrelierte kosmische Untergrund in die Daten mitaufgenommen und analysiert werden. Zusammen mit der Verwendung der beiden schmalen Zeitfenster erreicht das KARMEN-Experiment deshalb eine äußerst effektive Unterdrückung nichtstrahlkorrelierter Untergrundes (*duty-factor* $\approx 10^{-5}$).

2.2 Der KARMEN-Detektor vor dem Upgrade

Für eine akzeptable Nachweiswahrscheinlichkeit von ein bis zwei Neutrinos pro Tag benötigt man, aufgrund des extrem kleinen flußgemittelten Wirkungsquerschnittes von $\langle \sigma_\nu(E) \rangle \approx 10^{-41} \text{ cm}^2$, neben einem hohen ν -Fluß, einen möglichst großvolumigen Detektor. Zur Reduktion der um 6 Größenordnungen höheren Untergrundreaktionsrate sind erstens eine massive Abschirmung, die im technisch nicht realisierbaren Idealfall nur von Neutrinos durchdrungen werden kann, und desweiteren Antizähler zum Erkennen nicht vollständig abschirmbarer kosmischer Myonen von elementarer Wichtigkeit. Um die nachgewiesenen Neutrinos identifizieren und vom verbleibenden Untergrund trennen zu können, ist eine sehr gute Zeit- und Energieauflösung erforderlich. Aus diesen Gründen ist der KARMEN- ν -Detektor ein 56 t-Flüssigszintillationskalorimeter umgeben von zwei aktiven Antizählersystemen und einer 7000 t passiven Eisenabschirmung.

Er steht unter einem Winkel von 100° zur Protonen-*beam-line* in einem , wegen der r^{-2} -Abhängigkeit des ν -Flusses, möglichst geringen Abstand zum Target von 17,6 m im Mittel und deckt mit seinem Nachweisvolumens von 65 m^3 ca. 0,5 % des vollen Raumwinkels ab (Abb. 2.1).

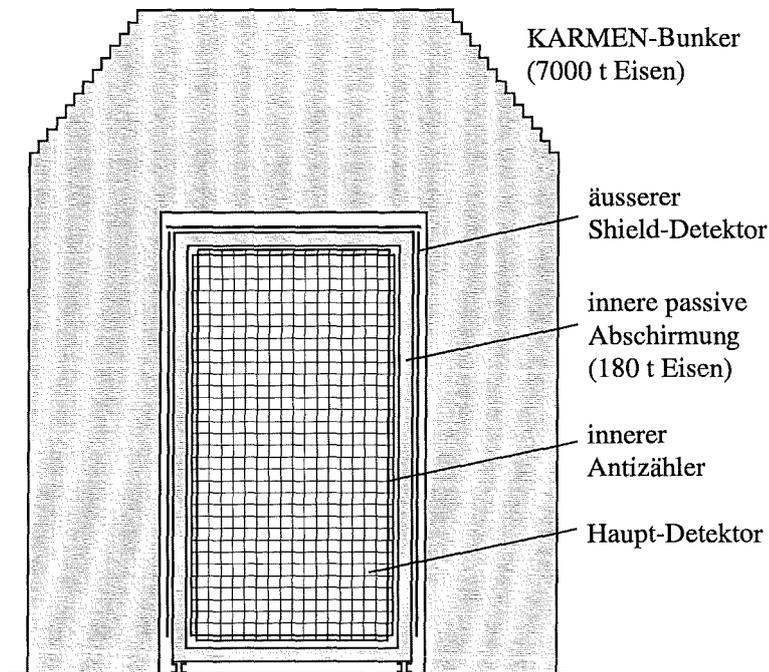


Abbildung 2.3: Skizze der Eisenabschirmung mit Zentraldetektor

 ν -Bunker :

Die Aufgabe des 15 m langen, 8 m breiten, 10 m hohen und aus 18 cm dicken Eisenbrammen aufgebauten Eisenblockhauses (Abb. 2.3) ist es, strahlkorrelierte schnelle und thermische Neutronen, die hadronische und elektromagnetische¹ Komponente der kosmischen Höhenstrahlung, sowie einen Großteil der kosmischen Myonen abzuschirmen. Zusammen mit der Abschirmung des Targets befinden sich über 7 m Eisen, d.h. mehr als 30 Abschwächlängen für schnelle Neutronen ($\Lambda_{Fe} \approx 21 \text{ cm}$), zwischen Detektor und Target. Die Dicke des Blockhauses an den beiden Seitenwänden beträgt 2 m, an der targetnahen Wand über 3 m, an der targetabgewandten 600 t Tür 1,5 m und am Dach 3 m. Trotz dieser 7 kt passiven Abschirmung gelangen noch 40 % aller kosmischen Myonen, welche minimalionisierend sind, mit einer Rate von über 1 kHz in den Zentraldetektor.

Shield :

Der Zweck dieses äußeren Antizählers ist es, die nichtabschirmbaren kosmischen Myonen, welche in den Zentraldetektor eindringen, zu erkennen, um sie aus den Daten eliminieren zu können.

Das Shieldsystem besteht aus 136 NE 110-Plastikszintillatoren, welche 3 cm dick, 30 cm breit und 240 – 310 cm lang sind und den Zentraldetektor bis auf die Bodenfläche umschließen (Abb. 2.4). NE 110 hat eine relative Lichtausbeute von 60 % Anthrazen und eine effektive Abschwächlänge von 400 cm [NE95]. Durch ein Myon erzeugtes Szintillationslicht wird in einem solchen Modul über Totalreflektion zu seinen beiden Stirnenden trans-

¹s. Anhang A : Einfluß der elektromagnetischen Komponente der kosmischen Strahlung

portiert und kann dort über je einen 2-inch Photomultiplier (EMI 9813 KB) ausgelesen werden. Dieser ist jeweils an einen, sich verjüngenden Lichtleiter aus Plexiglas, optisch geklebt. Diese Lichtleiter ermöglichen, mit Hilfe von Aluminiumfolie² an den abgewinkelten Enden, eine platzsparende Lichtumlenkung um 180° [Bod90]. Die Lücken zwischen den einzelnen Modulen sind hiermit lediglich auf ein mechanisches Minimum beschränkt und es ergibt sich für das gesamte Shieldsystem eine äußerst geringe Myonleckrate von weniger als 1 % [Eit95].

Innere passive Abschirmung :

Die zusätzliche mechanische Rundumstabilisierung des Szintillatortanks durch 18 cm dicke Stahlplatten schirmt außerdem den Zentraldetektor vor Bremsstrahlungsquanten ab, welche durch Michelelektronen aus dem Zerfall kosmischer Myonen im Eisenbunker verursacht werden (Abb. 2.4).

Zentraldetektor mit innerem Antizähler :

Im Zentraldetektor befinden sich, innerhalb eines doppelwandigen Tanks, 650001 organischer Flüssigszintillator, welcher in Karlsruhe (FZK) speziell entwickelt und hergestellt wurde. Dieser besteht zu 25 Vol% aus Pseudocumol (1,2,4-Trimethylbenzol) und zu 75 Vol% aus transparenten Paraffinöl, wegen der chemischen Verträglichkeit der Lösung. Als Wellenlängenschieber ist PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin) mit einer Konzentration von 2 g/l zugesetzt, welcher zusätzlich zu dem, für die Lichttransmission über lange Strecken wichtigen, großen *Stokes-Shift* von 130 nm die Lichtemission in den spektralen Sensitivitätsbereich der Photomultiplier (PM) verlagert. Der Energieübertrag findet dabei nicht über Photonenaustausch statt, sondern über die schnellere Dipol-Dipol-Wechselwirkung [Foe59]. Der auf sehr gute optische Eigenschaften konzipierte Szintillator hat eine absolute Lichtausbeute von 7300 Photonen pro MeV deponierter Energie (50 % von Anthrazen) und eine Abschwächlänge von 479 cm bei der Wellenlänge von 425 nm des Emissionsmaximums [Eit91].

Der eigentliche Detektor ist in 512 Einzelmodule segmentiert, welche 17,7 cm breit, 18,1 cm hoch und 353 cm lang sind und zusammen 32 Reihen und 16 Spalten bilden (Abb. 2.4). Jedes Modul wird an seinen beiden Stirnflächen über je zwei 3-inch PM (Philips Valvo XP 3462) ausgelesen. Das Szintillationslicht wird über Totalreflektion an dem Luftspalt zwischen den Plexiglasplatten zweier benachbarter Module zu den Enden transportiert. In diesen Luftspalt ist zusätzlich, mit Gadoliniumoxid (Gd_2O_3) beschichtetes, Papier eingebracht, welches dazu dient, thermische Neutronen über die Reaktion $Gd(n,\gamma)$ nachzuweisen und darüberhinaus das Überkoppeln von Licht zwischen einzelnen Modulen zu verhindern.

Die Detektormodule werden von einer äußeren Schicht von 96 Antizählern, davon je 32 rechts bzw. links und je 16 oben bzw. unten, umgeben. Diese Module haben nur den halben Querschnitt und werden deshalb lediglich von einem PM an jedem Ende ausgelesen. Mit einer Lasermessung konnte die über alle Detektormodule gemittelte Energieauflösung

²Die Aluminiumfolie ist bei den, in lichtdichte PE-Folie verpackten, Shield-Modulen nur an den Lichtleitern angebracht.

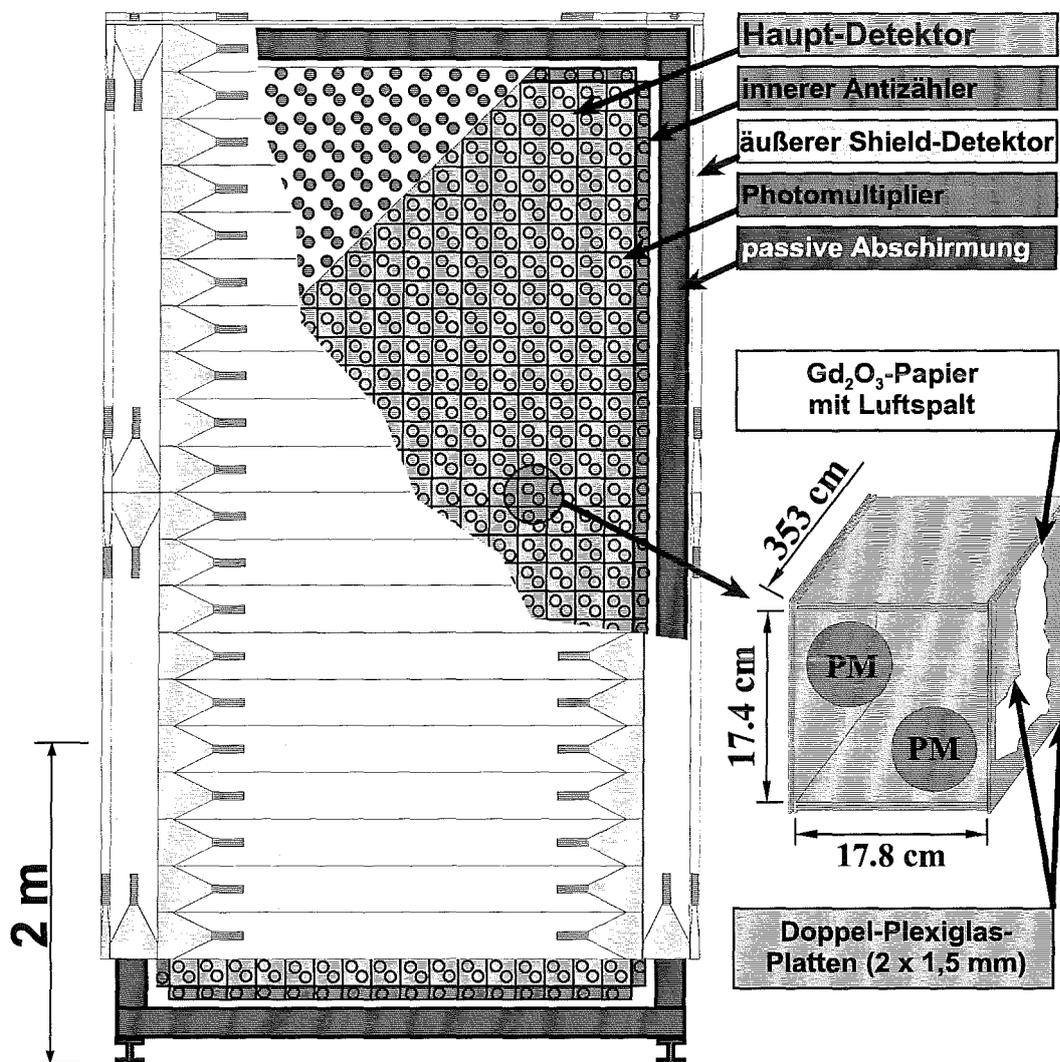


Abbildung 2.4: Der Zentraldetektor mit innerer passiver Abschirmung und äußerem Shield

bestimmt werden [Dod93] :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{11,5\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}} \quad (2.1)$$

Das KARMEN-Flüssigszintillationskalorimeter kann somit durch seine kalorimetrischen Eigenschaften eine ähnlich gute Energieauflösung vorweisen, wie ein anorganischer NaJ-Kristallszintillationszähler, jedoch mit einer sehr viel besseren Zeitauflösung von etwa 1 ns. Dies ermöglicht die gezielte Analyse von Neutrino-Kernwechselwirkungen mit spektroskopischer Qualität.

2.3 Suche nach Neutrino-Oszillationen

Neben der Kernspektroskopie mit Neutrinos und Tests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung (s. Abschnitt 2.6) ist die Suche nach ν -Oszillationen bzw. einer endlichen Neutrinomasse (auch vor dem Hintergrund der positiven Evidenz von LSND [Ath95]) das Hauptziel des KARMEN-Experiments.

Das quantenmechanische Interferenzphänomen der ν -Oszillation besteht darin, daß sich massebehaftete Neutrinos eines Flavoreigenzustandes auf dem Weg von der Quelle zum Detektor in ν 's eines anderen Flavoreigenzustandes umwandeln können, d.h. sie oszillieren (Abb. 2.5). Voraussetzung hierfür sind :

1. eine von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos,
2. die Unterscheidung der Masseneigenzustände von den Flavoreigenzuständen und
3. die Nichtentartung der Masseneigenzustände.

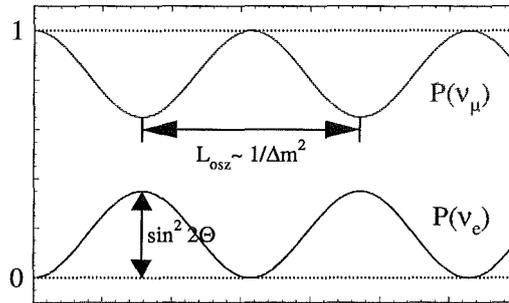


Abbildung 2.5: Oszillation zwischen zwei Neutrino-flavorzuständen

Erfüllen die Neutrinos diese Bedingungen, so lassen sich ihre Flavoreigenzustände als Linearkombination ihrer Masseneigenzustände darstellen :

$$|\nu_i(x=0, t=0)\rangle = \sum_{k=1}^N U_{ik} |\nu_k(x=0, t=0)\rangle \quad (2.2)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Zeitentwicklung der Phasen zwischen den $|\nu_k\rangle$ -Komponenten treten dann, bei Nichtdiagonalität der unitären Mischungsmatrix U , ν -Oszillationen auf. Reduziert man, der Einfachheit wegen, die Darstellung auf zwei Neutrino-flavor mit einem Mischungswinkel Θ , so erhält man :

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Die Wahrscheinlichkeit \mathcal{P} , daß ein ursprünglich erzeugtes Neutrino der Energie E_ν nach einer Flugstrecke L in einem anderen Flavoreigenzustand nachgewiesen wird ist dann :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(|\nu_e\rangle \rightarrow |\nu_\mu\rangle) &= |\langle \nu_\mu(x=0, t=0) | \nu_\mu(x=L, t) \rangle|^2 \\ &= \sin^2(2\Theta) \sin^2\left(\frac{1,27 \cdot \Delta m^2 [eV^2] \cdot L [m]}{E_\nu [MeV]}\right) \\ \text{mit } \Delta m^2 &= |m_1^2 - m_2^2| \end{aligned} \quad (2.4)$$

Die Amplitude der Oszillation skaliert mit dem Mischungswinkel Θ , während die Oszillationslänge L_{Osz} gegeben ist durch :

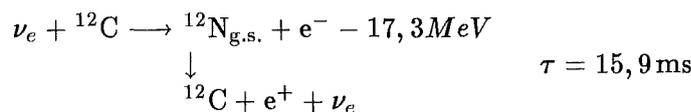
$$L_{Osz} = \pi \cdot \frac{E_\nu}{1,27 \cdot \Delta m^2} \quad (2.5)$$

Für einen festen Abstand L des Detektors von der Quelle und einer wohldefinierten Neutrinoenergie E_ν ist das Verhältnis von L_{Osz} zu E_ν ein Maß für die Δm^2 -Sensitivität eines Experiments und die Oszillationswahrscheinlichkeit \mathcal{P} hängt nur noch von dem Mischungswinkel $\sin^2(2\Theta)$ und der Differenz der Massenquadrate Δm^2 ab. Trägt man Δm^2 über $\sin^2(2\Theta)$ auf, so lassen sich bestimmte Bereiche mit 90 % *confidence limit* experimentell ausschließen bzw. favorisieren (s. Abb. 2.6³). Bei der Suche nach ν -Oszillationen gibt es prinzipiell zwei Verfahrensweisen: In einem *appearance*-Experiment sucht man gezielt nach Neutrino flavors, die nicht in der Quelle produziert werden können, während man beim *disappearance-mode* die Abnahme der Anzahl erwarteter Neutrinos eines bestimmten Flavorzustandes durch ν -Oszillation analysiert. Da ISIS mit seiner Zeitstruktur die Trennung der unterschiedlichen Neutrinoarten durch die Fenstermethode erlaubt (vgl. Abschnitt 2.1) und KARMEN mit seinen intrinsischen Detektoreigenschaften (vgl. Abschnitt 2.2) in der Lage ist, die Zeit- und Energieinformation zu nutzen, ist sowohl die *appearance*-, wie auch die *disappearance*-Suche möglich.

2.3.1 Reaktionssignaturen

2.3.1.1 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Appearance

Im Zeitfenster der monoenergetischen ν_μ aus dem π^+ -Zerfall sucht man nach ν_e -induzierten β^- -Zerfällen an den ^{12}C -Kernen des Szintillators :



³Die beschränkte räumliche Ausdehnung des KARMEN-Detektors verursacht starke Schwankungen der Sensitivität.

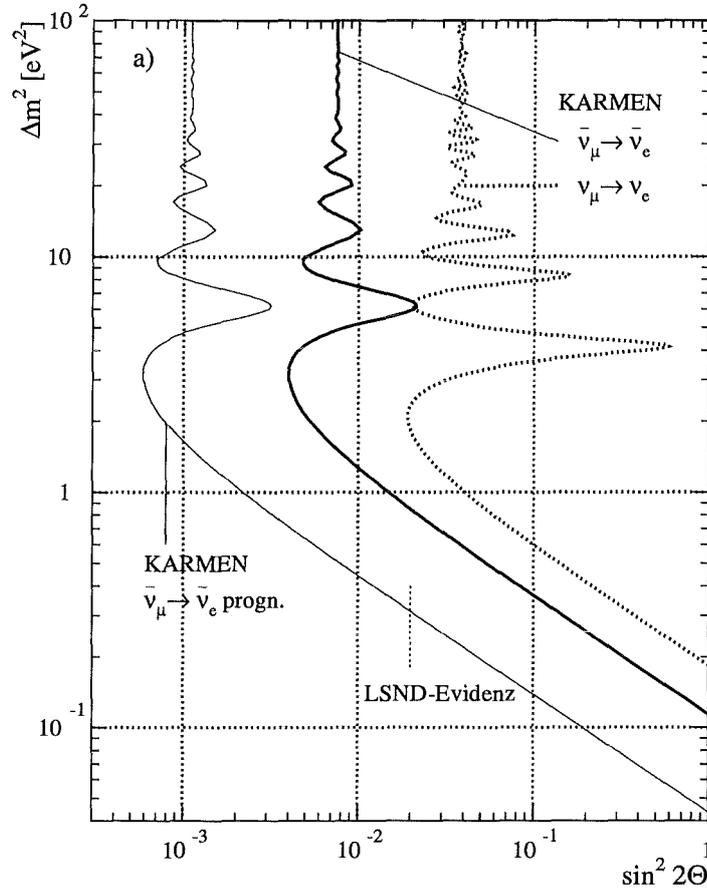


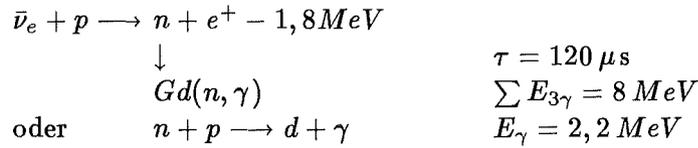
Abbildung 2.6: Sensitivitätsplot mit den Ausschlußkurven von KARMEN und dem, von LSND angegebenen, Parameterband für die Evidenz. Bereiche rechts der Kurven sind mit 90 % - CL ausgeschlossen.

Unter der Annahme, daß das ν_e aus der Oszillation der von ISIS monoenergetisch produzierten ν_μ ($E_{\nu_\mu} = 29,8 \text{ MeV}$) hervorging, hat das bei dieser geladenen Stromreaktion (Q-Wert $17,3 \text{ MeV}$) entstehende Elektron eine klar definierte Energie von $12,5 \text{ MeV}$. Weist man in zeitlicher und räumlicher Koinkidenz das sequentielle Positron mit einem kontinuierlichen Energiespektrum ($E_{max} = 16,3 \text{ MeV}$) aus dem β^+ -Zerfall des instabilen ^{12}N nach, so erhält man eine nahezu untergrundfreie und mit spektroskopischer Qualität auswertbare Reaktionssignatur der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation. Bisher wurde von KARMEN allerdings noch kein Hinweis auf eine solche Oszillation gefunden und es läßt sich somit eine Obergrenze (90 % CL) für die Oszillationswahrscheinlichkeit angeben (s. Abb. 2.6) :

$$\mathcal{P}(|\nu_\mu\rangle \rightarrow |\nu_e\rangle) < 1,9 \cdot 10^{-2} \quad [\text{Eit95}] \quad (2.6)$$

2.3.1.2 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Appearance

Im späten Zeitfenster der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall wird nach $\bar{\nu}_e$ -induzierten β^+ -Zerfällen an den freien Protonen des Szintillators gesucht :



Sind die $\bar{\nu}_e$ aus der Oszillation der $\bar{\nu}_\mu$ entstanden, welche kontinuierliche Energien bis 52,8 MeV besitzen, so produzieren sie beim inversen β -Zerfall hochenergetische Positronen mit Energien bis über 50 MeV ($E_{\bar{\nu}_\mu, \text{max}} - Q$ -Wert). Das, nicht direkt nachweisbare, entstandene Neutron wird zunächst im Szintillator thermalisiert und kann dann über eine zeitlich (mittl. Einfangszeit ca. 120 μs) und räumlich korrelierte sequentielle Gd(n, γ)- oder p(n, γ)-Reaktion eingefangen werden und über die dabei entstehenden charakteristischen γ 's identifiziert werden.

Trotz dieser klaren Signatur liefert KARMEN, im Unterschied zu LSND, bislang noch keine Evidenz für solch eine Oszillation und die gefundene Obergrenze (90% CL) für die Wahrscheinlichkeit beträgt (s. Abb. 2.6) :

$$\mathcal{P}(|\bar{\nu}_\mu\rangle \rightarrow |\bar{\nu}_e\rangle) < 3,75 \cdot 10^{-3} \quad [\text{Rap96}] \quad (2.7)$$

2.3.1.3 $\nu_e \rightarrow \nu_x$ -Disappearance

Die ebenfalls im späten $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$ -Zeitfenster erwarteten ν_e -induzierten Ereignisraten werden mit den tatsächlich gemessenen verglichen und eine signifikante Abnahme gesucht. Auch hierbei wurde bislang noch kein Hinweis auf ν -Oszillation gefunden und als Obergrenze (90% CL) ergibt sich :

$$\mathcal{P}(|\nu_e\rangle \rightarrow |\nu_x\rangle) < 0,197 \quad \text{mit} \quad \nu_x = \nu_\mu, \nu_\tau \quad [\text{Eit95}] \quad (2.8)$$

2.3.2 Kosmischer Untergrund

Im Gegensatz zur positiven Evidenz von LSND für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation [Ath96] liefert KARMEN bislang keinen Hinweis auf eine Oszillation; sowohl in diesem Kanal, als auch in den beiden anderen untersuchten. Betrachtet man Abb. 2.6 so läßt sich erkennen, daß nur kleine Teilgebiete, des von LSND favorisierten Parameterbandes von KARMEN ausgeschlossen werden können, da die derzeitige Sensitivität des Experiments nicht ausreicht. Diese ist nicht durch mangelnde Statistik limitiert, sondern durch kosmisch induzierten Untergrund, wie eine detaillierte Analyse ergab [Rap96]. Kosmische Myonen, welche unerkannt innerhalb des Eisenblockhauses an dem, vom äußeren Antizähler (Shield) begrenzten, Volumen vorbeigehen oder zuvor gestoppt werden, können mit den Fe-Kernen über Spallation tiefinelastisch wechselwirken oder von ihnen eingefangen werden. Dabei können

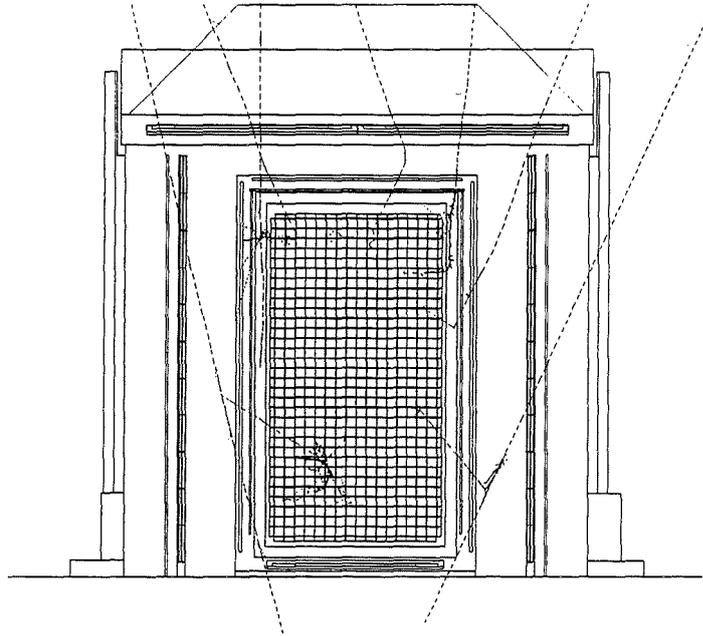


Abbildung 2.7: ν -Oszillationsuntergrund: Unerkannte kosmische Myonen können im Eisen hochenergetische Neutronen produzieren, die ungesehen in den Zentraldetektor eindringen (GEANT/GCALOR Simulation [Arm97])

sie jeweils hochenergetische Neutronen⁴ produzieren, die in den Zentraldetektor eindringen, ohne daß das Shield oder der innere Antizähler ansprechen (s. Abb. 2.7). Diese strahlunkorrelierten Neutronen erzeugen energetische Rückstoßprotonen und nukleare Anregungen bevor sie im Szintillator thermalisiert werden. Anschließend werden sie entweder an Gadolinium oder an freien Protonen über eine (n,γ) -Reaktion eingefangen und erzeugen somit eine Reaktionssignatur, die vom $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsnachweises nicht zu unterscheiden ist (vgl. Abschnitt 2.3.1.2). Diese myoninduzierten Neutronen begrenzen die Sensitivität des KARMEN-Experiments für ν -Oszillationen. Die einzige Möglichkeit diesen Untergrund zu reduzieren besteht darin, mit einem weiteren Antizähler, welcher weiter außen, inmitten der Eisenabschirmung installiert ist, diese kosmischen Myonen nachzuweisen, bevor sie ein Neutron produzieren (s. Abb. 2.7). Aus Spezialmessungen und einer umfangreichen Simulation geht hervor, daß mit solch einem zusätzlichen Antizähler der Untergrund um einen Faktor 40 verringert werden kann [Dre95],[Arm96]. Die Sensitivität von KARMEN nach diesem *Upgrade* reicht somit aus, den kompletten Parameterbereich

4

- *weiche Komponente* : μ^- werden gestoppt und von den Fe-Kernen eingefangen. Dabei werden in 10-20 % aller Fälle Neutronen mit einer Energie über 10 MeV erzeugt.
- *harte Komponente* : μ^\pm streuen inelastisch mit den Fe-Kernen und produzieren über Spallationsreaktionen schnelle Neutronen bis zu einigen Hundert MeV.

der LSND-Evidenz innerhalb von 2 – 3 Jahren zu überdecken.

2.4 Der neue Veto-Zähler (Upgrade)

Der *Upgrade* des KARMEN-Experiments sieht eine Erweiterung des bestehenden Detektorsystems (vgl. Abschnitt 2.2) um einen weiteren Antizähler, den sog. *Veto-Zähler* vor. Dieser besteht aus 136 BC412-Plastikszintillatormodulen⁵, welche innerhalb der Eisenabschirmung installiert, den Zentraldetektor von allen sechs Seiten umschließen und zusammen eine Fläche von ca. 300 m^2 bilden (s. Abb. 2.8 und 2.9). Die Notwendigkeit organischen Szintillators für diesen Veto-Zähler ergibt sich aus der hohen Anforderung an die Zeitauflösung für dessen Integration in das Gesamtdetektorsystem. Plastikszintillator bietet zudem noch technische Vorteile beim Einbau der Zähler in den nur 18 cm breiten Spalt zwischen zwei Eisenbrammen des Blockhauses.

Da es die Aufgabe des Veto-Zählers ist, möglichst jedes kosmische Myon nachzuweisen, weil dieses ein schnelles Neutron produzieren kann, welches im Zentraldetektor ein Oszil-

⁵Zwei der 4 m Module sind aus NE110A-Plastikszintillator.

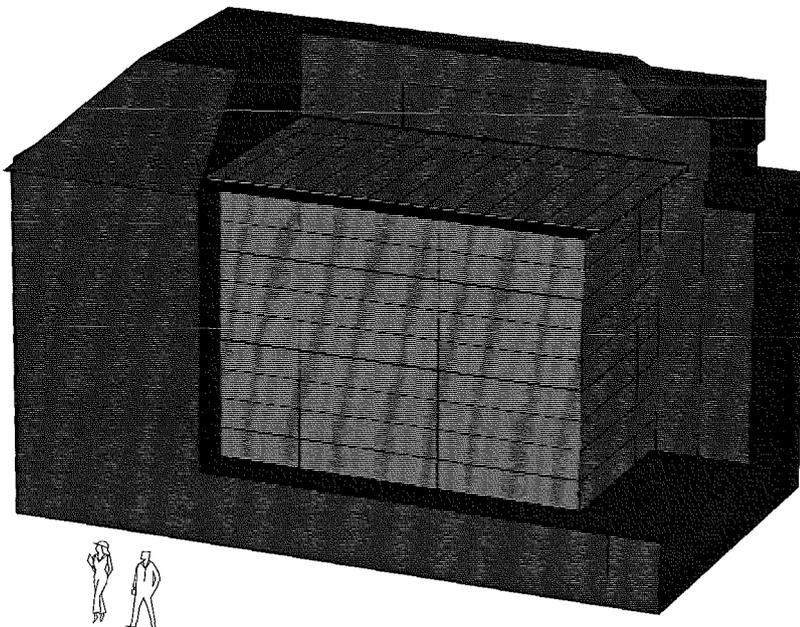


Abbildung 2.8: *Upgrade*: Die neuen Veto-Zählermodule innerhalb der Eisenabschirmung

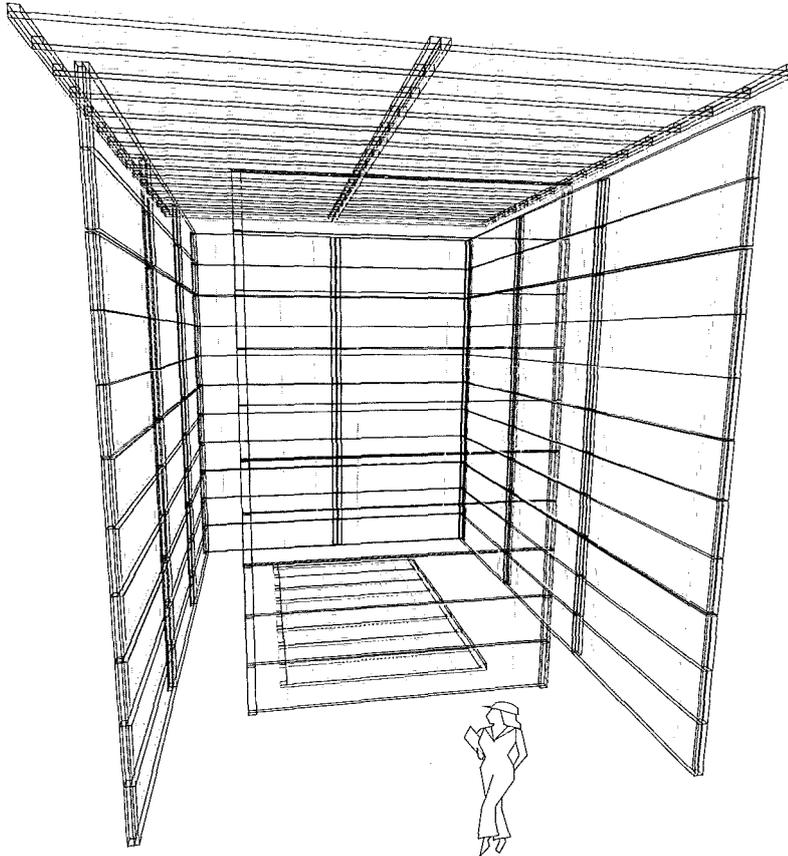


Abbildung 2.9: Der *Veto-Zähler* schematisch von hinten, d.h. mit Blick in Richtung Target: Die linke, rechte und die strahlzugewandte Seite bestehen aus 315 cm-Modulen (in vertikalen 3'er und 2'er Rahmen montiert), sowie die Module am Boden, während die Dachzähler eine Länge von 375 cm besitzen und die hinteren Module im Vordergrund 400 cm lang sind (BPE hell eingezeichnet).

lationsereignis vortäuscht, wird 5 cm dicker Plastiksintillator BC-412 der Firma BICRON verwendet. Aufgrund der hervorragenden optischen Eigenschaften von BC-412, wird die erforderliche, sehr hohe Myonachweiseffizienz erreicht. BC-412 besitzt eine absolute Lichtausbeute von 8500 Photonen pro MeV deponierter Energie (60 % von Anthrazen) und eine Abschwächlänge von 340 cm bei der Wellenlänge am Emissionsmaximum (435 nm). Unter Berücksichtigung der Modulkonfiguration ergibt sich dadurch, eine effektive Abschwächlänge von über 600 cm.

Veto-Modul :

Jedes dieser 315 cm, 375 cm oder 400 cm langen, 65 cm breiten und 5 cm dicken Module besitzt an seinen beiden Stirnenden einen 6 cm hohen und 10 cm langen Lichtleiter, an wel-

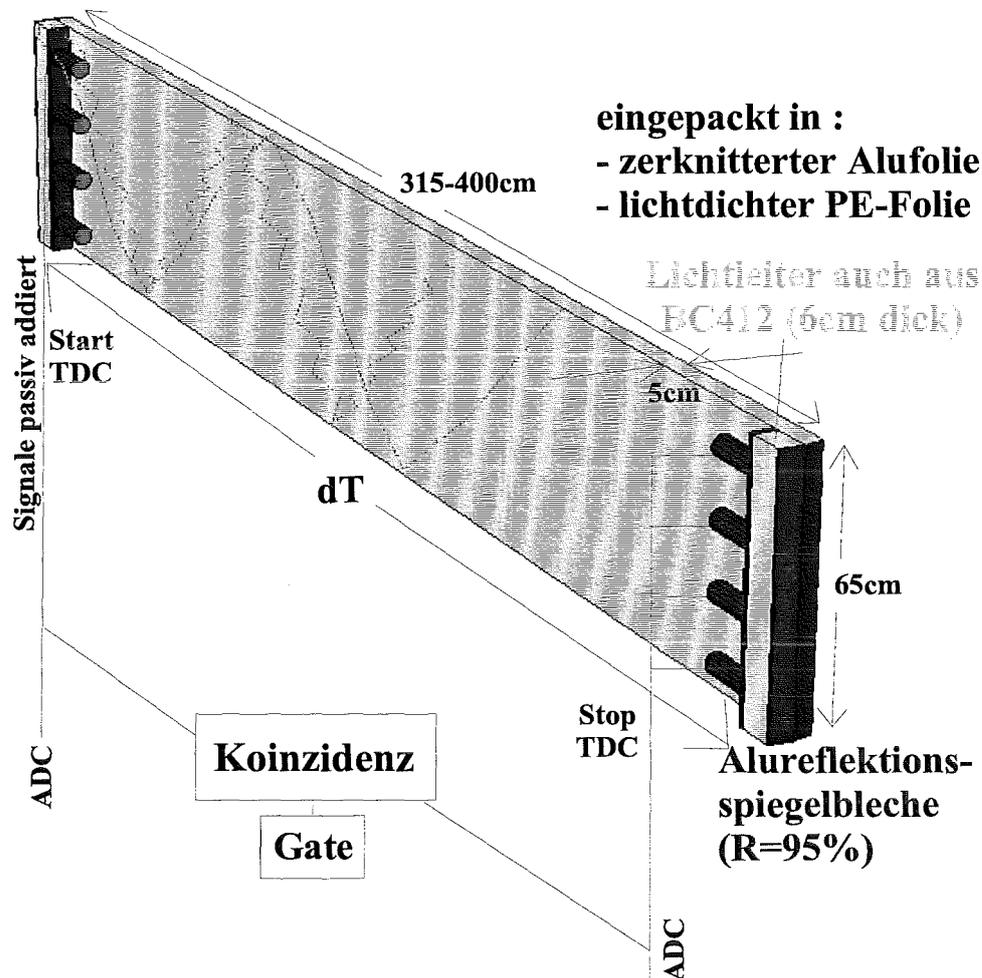


Abbildung 2.10: Veto-Modul

chem jeweils vier 2-inch-Photomultiplier⁶ des Typs Philips Valvo XP2262/PA (bzw. einige wenige Module mit EMI 9814/SA) zur Lichtauslese optisch angeklebt sind (s. Abb. 2.10). An den abgewinkelten Modulenden sind hochreflektierende Aluminiumspiegel mit einer Reflektivität von 95% angebracht. Die entlang einer Myonspur erzeugten und über Totalreflektion zu den Modulenden transportierten Photonen werden dort platzsparend um 180° umgelenkt. Die Winkel an den Enden (12° zur Normalen auf die große Oberfläche des Szintillators bzw. 7° am Lichtleiter) sind in einer Simulation auf maximale Lichtausbeute des Moduls mit 180°-Lichtumlenkung optimiert [Hoe95]. Da der Lichtleiter ebenfalls aus BC412-Plastiksintillator besteht gibt es keine Lichtverluste durch die unterschiedlichen Brechungsindizes, sondern lediglich minimale Reflektionsverluste an der optischen Klebung der Umlenkung. Für diese Klebung und zum optischen Ankoppeln der Photomulti-

⁶Die spektrale Sensitivität der Photomultiplier überdeckt den Bereich des Emissionsspektrums des BC412-Szintillators (400-600 nm).

plier (PM) ist optischer Zement NE-580 verwendet. Dieser hat eine Transmission von über 98 % im relevanten Wellenlängenbereich (> 400 nm) und einen, mit dem Szintillator fast identischen, Brechungsindex. In den Freiräumen zwischen den, aus Homogenitätsgründen nicht exakt äquidistant positionierten, PM am Lichtleiter sind hochreflektierende Aluspiegel ($R = 95$ %) befestigt, welche zusätzlich die optischen Eigenschaften des Moduls verbessern.

Elektronischer Anschluß der PM :

Trotz einer Flächenbelegung der PM am Lichtleiter von nur 20 % ist es möglich, das komplette Modul mit Hilfe von nur acht PM auszulesen. Die PM besitzen einen linearen Spannungsteiler für maximale Signalverstärkung und einen Widerstand von 200Ω , da die vier PM einer Seite passiv addiert werden. Die vier PM-Signale werden dabei über 40 cm lange 200Ω -Flachbandkabel auf ein 50Ω -Koaxialkabel (RG58C/U) geführt. Es ist wichtig, daß die zusammengefaßten vier PM die gleiche Verstärkung aufweisen, da ansonsten große Inhomogenitäten der Lichtausbeute senkrecht zur Modullängsachse auftreten, welche die μ - γ -Trennung verschlechtern. Die 1088 PM des Veto-Zählers sind aus diesem Grund in Vierergruppen sortiert (*matching*⁷), innerhalb derer die einzelnen Verstärkungen in einem dynamischen Bereich der Betriebshochspannung für jede Modulseite von 1500 – 1900 V nicht mehr als 10 % voneinander abweichen (*s. Anhang C*). Es wird negative Hochspannung⁸ zum Betreiben der PM benutzt, da die Energieinformation der Signale für die Teilchendiskriminierung elementar wichtig ist. Die PM sind mit einer μ -Metall-Ummantelung versehen, um ein äußeres Magnetfeld abzuschirmen, welches durch magnetisierte Stahlbrammen oder die Erde verursacht wird und die Signalverstärkung reduziert.

Montage der Module :

Jedes Modul wird in eine $25 \mu\text{m}$ dicke und hochreflektierende ($R_{\text{sum}} = 90\%$) Aluminiumfolie eingewickelt, welche leicht zerknittert ist und somit einen Luftspalt für die Totalreflexion gewährleistet und zusätzlich über weitere Lichttransportmechanismen dazu beiträgt, die optischen Eigenschaften der Module entscheidend zu verbessern. Die vertikalen Module an den Seitenwänden sind zu Dreierrahmen bzw. die obersten beiden zu Zweierrahmen zusammengefaßt, welche jeweils von zwei Lagen lichtdichter, d.h. fast vollständig absorbierender, schwarzer, $70 \mu\text{m}$ starker PE-Folie umgeben sind, während die horizontalen Module auf dem Dach und am Boden einzeln montiert und eingepackt aufliegen. Da die, innerhalb eines Rahmens an den Rändern aufeinanderstehenden, Module dort den Luftspalt zwischen der Alufolie und dem Szintillator durch ihr Eigengewicht zusammendrücken würden sind die vertikalen Szintillatoren deshalb am Rand von einer etwa 0,1 mm dünnen Stoffmullbinde umspannt. Um Öl aufzufangen, das aus kleinen Lecks unterhalb des Zentraldetektors entweicht, sind die Bodenzähler auf ihrer Oberseite mit Wannens bestückt.

⁷Das *corning blue* der einzelnen PM wurde nicht berücksichtigt

⁸Positive Hochspannung eignet sich, wegen des notwendigen Entkoppelungskondensator für das Signal, zum Aufnehmen von Zählraten

Positionierung der Module in der Eisenabschirmung :

Die Eisenbrammenlage, an deren Stelle der Veto-Zähler tritt, ist nur soweit vom Zentraldetektor entfernt, daß möglichst alle kosmischen Myonen erkannt werden, deren hochenergetisches Neutron gerade noch die verbleibende Abschirmung passieren kann, da der Veto-Zähler seinerseits aus Totzeitgründen gegen strahlkorrelierte schnelle Neutronen und die elektromagnetische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung abgeschirmt sein muß. Deshalb befindet sich der Veto-Zähler nicht außerhalb der Eisenabschirmung, sondern hinter mehr als 90 cm Stahl (6. Brammenlage im Blockhaus⁹). Eine Brammenlage vor dem Veto-Zähler sind 4 cm dicke Polyethylen(PE)-Platten montiert, welche niederenergetische Neutronen im keV-Bereich thermalisieren, die dann an den umgebenden Eisenwänden über eine (n,γ) -Reaktion eingefangen werden [Arm95]. Die dabei entstehenden γ 's mit einer Energie bis 8 MeV [Ven] werden vom Veto-Zähler nicht registriert, da dieser durch 18 cm Eisen geschützt ist. Da auch zwischen den PM der Module 4 cm dicke boriierte PE-Platten (BPE) in Strahlrichtung angebracht sind, verringert sich die Totzeit durch strahlkorrelierte schnelle Neutronen weiter auf ein tolerables Maß. Die am BPE moderierten Neutronen produzieren, aufgrund des hohen Neutroneneinfangwirkungsquerschnittes von ^{10}B , über eine $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ -Reaktion ungefährliche, kurzreichweitige α 's, die nicht durch die Aluminiumfolie in den Plastiksintillator eindringen können.

2.5 Elektronik-, Trigger- und Datenaufnahmesystem

Die 2-inch PM aller 136 Veto-Module werden von einem *LeCroy HV-Crate*¹⁰ 1440 über 18-adrige Kabel mit negativer Hochspannung (HV) versorgt. Die Massen werden spaltenförmig von dem einen Modulende zu dem direkt benachbarten durchgeschleift und auf den jeweiligen HV-Strang geführt. In einer HV-Kalibration, bei der die ortsabhängigen Lichtausbeutekurven der Module mit kosmischen Myonen aufgenommen werden, wählt man die Hochspannungswerte für jedes Modulende so, daß alle Module die gleiche Verstärkung aufweisen. Damit sind die Summenenergien aus den beiden Enden jedes Moduls geeicht. Die 50 Ω -Signalkabellängen zwischen den beiden Seiten eines Moduls unterscheiden sich um 12,5 m, was einer maximalen Differenzlichtlaufzeit innerhalb eines Moduls von 50 ns entspricht und den Einsatz von *Delays* vermeidet. In der High-Speed-Summing-Unit (HSSU) werden die Signale der jeweils linken bzw. rechten Modulenden innerhalb einer Veto-Seite zeilenweise aktiv addiert. Über die HSSU werden zwei oder drei Modulenden zusammengefaßt und über 75 Ω -Kabel (RG59C/U) auf die ASTERIX¹¹-Karten geführt, wo eine 190 ns-Koinzidenz aus der linken und rechten addierten Modulseite gefordert wird (s. Abb. 2.11). Überschreiten beide Signale in diesen *leading-edge*-Diskriminatoren die Schwelle, so ist die Koinzidenz aus den beiden Modulseiten erfüllt und die MLU¹² erhält ein logisches Signal über das Ansprechen dieses Veto-Moduls (die

⁹Die Veto-Zähler auf dem Dach befinden sich in der 5. Brammenlage.

¹⁰*main frame* bestückt mit 16 LeCroy-1443N-HV-Karten a 16-Kanälen

¹¹Analog Signal and Time Range Indicator and multipleXer

¹²Memory Lookup Unit

logischen Signale aller Module einer Veto-Seite werden ODER-verknüpft). Je nach Kombination dieser logischen Signale der ASTERIX-Karten (*stack pattern*) vom Veto-, Shield- und Antizähler, sowie der Zentraldetektormodule entscheidet die MLU über die Einteilung in eine bestimmte Ereignisklasse¹³, welche an den Trigger-Prozessor (TRIP) weitergegeben wird. Dieser triggert, wenn die jeweiligen Bedingungen an die Summenenergien, Multiplizitäten und die Relativzeit zum Strahl erfüllt sind, die Konversion des Ereignisses. Jede dieser drei Hardware-Triggerstufen kann die Elektronik über ein *fast clear* in den Ausgangszustand zurücksetzen. Die beiden ACC's¹⁴ entscheiden nach dem Aufruf durch den TRIP mit einem Software-Trigger über die Datenaufnahme und deren Vorselektierung¹⁵. Die Aufgabe eines ACC's ist es, die ADC's und TDC's auszulesen und zusammen mit der Zeit zum Strahl als *data stack* an die LSI 11/73 weiterzugeben, welche die Daten auf Magnetband (DAT, DLT) oder Festplatte speichert. Mit den ACC's können auch diverse Spektren vorab mitaufgenommen werden.

Da es mit der alten Elektronik möglich ist, einen zusätzlichen Bodenantizähler zu betreiben, werden die acht Veto-Module am Boden in der neuen Elektronik als sog. *Shield-Bodenzähler* behandelt. Die Information über das Ansprechen einzelner Seiten des Veto-

¹³ *neutrals* (nur Zentraldetektormodule) oder *calcos* (Eichmyonen)

¹⁴ Auxiliary Crate Controller

¹⁵ z.B. *vercos* (vertikale Myonen)

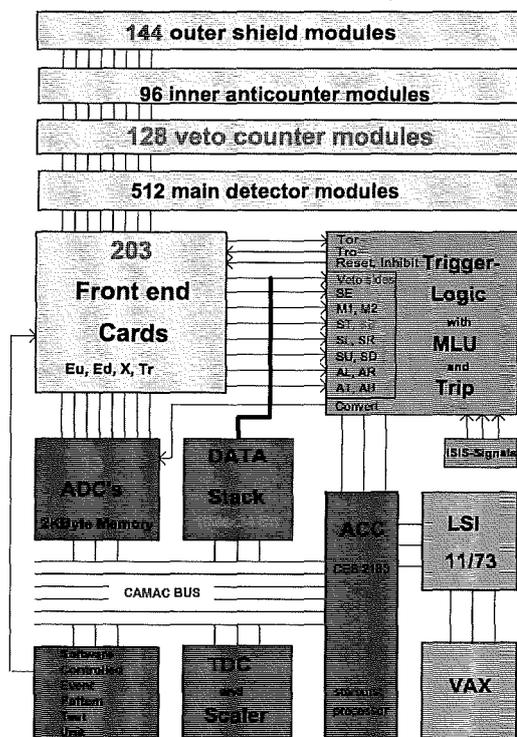


Abbildung 2.11: Integration des neuen Veto-Zählers in die bestehende Elektronik

Zählers geht nicht in die Triggerentscheidung ein und wird als Bitmuster gespeichert. Durch die Integration des neuen Veto-Zählers in die bestehende Elektronik wird somit neben einer HSSU, welche jeweils zwei bis drei Modulseiten zusammenfaßt, nur ein weiteres ASTERIX-Crate (das bis zu 64 Kanälen verarbeiten kann) und ein HV-main-frame benötigt [Kle95].

Die in der HSSU addierten Veto-Module können bei der Auswertung durch Zurückverfolgung der Myonspur im Zentraldetektor wieder separiert werden. Über die Differenzlaufzeit zwischen den beiden Seiten eines Moduls wird der Ort entlang der Längsachse rekonstruiert und die ortsabhängige Lichtausbeute für die Kalibration bestimmt.

2.6 Weitere physikalische Resultate und Ziele von KARMEN

- Die geladene¹⁶ Stromreaktion $^{12}C(\nu_e, e^-)^{12}N$ kann mit spektroskopischer Qualität untersucht werden und über die Form des Energiespektrums der ν_e aus dem Myonzerfall ist es möglich, das Standardmodell und die ihm zugrunde liegende V-A Struktur schwacher Ströme detailliert zu verifizieren [Fai96].
- Weltweit erstmals gelang der Nachweis einer Kernanregung durch den neutralen¹⁷ Strom über die Reaktion $^{12}C(\nu, \nu')^{12}C^*(1^+; 15.1 \text{ MeV})$ [Ebe92]. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß (Austausch des Z^0 -Bosons) ist mit 10^{-41} cm^2 in der gleichen Größenordnung, wie der für den W^\pm -Austausch beim geladenen Strom. Zusätzlich kann mit KARMEN die Universalität des neutralen Stroms, d.h. die gleichstarke Ankopplung aller ν -Flavor an das Z^0 , präzise getestet werden [Sch96].
- Mit der Suche nach ν -Oszillationen eng verbunden ist die Suche nach leptonzahlverletzenden verbotenen Zerfällen des Pions und des Myons [Eit95]:
 1. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_e$
 2. $\pi^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e$
 3. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
- Die Untersuchung der Neutrino-Kern-Streuung beschränkt sich nicht nur auf ^{12}C als Targetkern: So ist es z.B. möglich, den astrophysikalisch interessanten Wirkungsquerschnitt für die ν_e -Absorption an ^{56}Fe , welche für Supernova-Explosionen (Typ II und Ib) relevant ist, zu bestimmen [Ruf95].
- Eine Anomalie im Zeitspektrum könnte im Rahmen einer noch spekulativen Annahme auf ein bisher unbekanntes, massives, schwach wechselwirkendes Teilchen hindeuten, welches z.B. aus einem extrem seltenen Pionzerfall ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + X$) stammt [Ebe94],[Zei96]. Dieses exotische Teilchen müßte eine Energie von 33,9 MeV besitzen und die 7m Eisenabschirmung zwischen Target und Detektor mit nur 1/60 der

¹⁶ Charged Current (CC)

¹⁷ Neutral Current (NC)

Vakuumlichtgeschwindigkeit passieren. Kein anderes Experiment ist bisher auf so kleine Verzweungsverhältnisse im Pionzerfall sensitiv und kann den Hinweis auf solch ein Teilchen bestätigen. Die Messungen nach dem *Upgrade* werden zeigen, ob dieser Effekt statistisch signifikant ist und werden somit auch auf diesem Gebiet interessante Resultate liefern.

Kapitel 3

Optische Eigenschaften von Plastikszintillatoren

Die Aufgabe des Veto-Zählers ist es, möglichst jedes Myon nachzuweisen. Dies wird erreicht, indem man neben einer platzsparenden 180°-Lichtumlenkung sehr großflächige Plastikszintillatoren verwendet, um die Lücken zwischen den Modulen zu minimieren, durch welche Myonen unerkannt hindurchfliegen können. Da der Nachweis innerhalb einer, von der bestehenden Elektronik vorgegebenen, Koinzidenzzeit erfolgen muß, kommen, aufgrund ihrer sehr guten Zeitauflösung, nur organische Szintillatoren in Betracht. Deren Größe ist nicht nur durch die, von der Koinzidenzzeit maximal zulässigen, Lichtlaufzeit limitiert, sondern ganz wesentlich durch die Transparenz des Szintillators für sein emittiertes Szintillationslicht. Dies ist besonders für Feststoffsintillatoren, wegen ihrer schlechteren Transparenz, relevant, denn aufgrund der technischen Gegebenheiten beim Einbau der Veto-Zähler in einen Spalt der Eisenabschirmung kann kein Flüssigsintillator verwendet werden. Die Wahrscheinlichkeit durch ein Myon erzeugtes Licht nachzuweisen und damit die Veto-Effizienz hängt von der, pro deponierter Energie produzierten, Photonenzahl, der absoluten Lichtausbeute¹ ab. Deshalb sind die *Lichtausbeute* und die *spektrale Abschwächlänge* bzw. Transparenz des Plastikszintillators über sein gesamtes Emissionsspektrum die entscheidenden materialspezifischen optischen Eigenschaften.

3.1 Funktionsweise organischer Plastikszintillatoren

Organische Plastikszintillatoren bestehen aus den polymerisierten Derivaten ihrer verwandten Flüssigsintillatoren und haben deshalb sehr ähnliche Szintillationseigenschaften. Grundlage eines jeden organischen Szintillators sind aromatische Verbindungen. Die Basis

¹Die absolute Lichtausbeute wird oftmals relativ zu Anthrazen, einem veralteten, schlecht handhabbaren und toxischen organischen Szintillationskristall, angegeben.

konventioneller Plastiksintillatoren bildet Polyvinyltoluol² (PVT), welches bei der Polymerisation von p-Methylstyrol³ entsteht (s. Abb. 3.1). Die delokalisierte π -Elektronenwolke

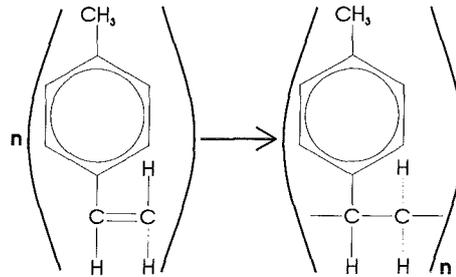


Abbildung 3.1: Polymerisation von p-Methylstyrol zu Polyvinyltoluol (PVT)

des Benzolrings ist verantwortlich für das Szintillationslicht. Aus der Energie der π -Elektronen, welche durch ionisierende Teilchen in höhere elektronische Zustände angeregt werden, resultieren beim Übergang in das elektronische Grundniveau Photonen im UV- und sichtbaren Bereich [Bir64]. Die angeregten σ -Elektronen der sp^2 -hybridisierten C-Atome haben hauptsächlich strahlungslose Übergänge in den Grundzustand und liefern aufgrund ihres Absorptionsspektrums zudem nur Licht unterhalb einer Wellenlänge von 200 nm, was weit außerhalb der spektralen Sensitivität der Photomultiplier (PM) liegt und somit ohne Bedeutung für den Teilchennachweis ist.

Betrachtet man die Energieniveaus in Abb. 3.2, so fällt auf, daß die angeregten π -

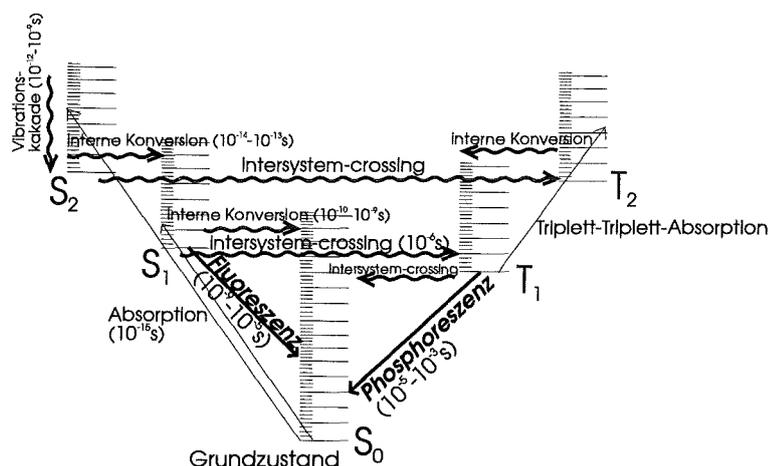


Abbildung 3.2: Elektronische Struktur in einem organischen Szintillator [Hor74]

²Zum Nachweis schneller Neutronen wird auch Polystyrol (PS) benutzt.

³Zur Herstellung wird eine kommerzielle Mischung aus Methylstyrol-Isomeren verwendet.

Elektronenzustände S_i in Vibrations- (bzw. Rotations⁴ -)niveaus S_{ik} aufgespalten sind, deren Energiebanden sich überlappen. Deshalb ist es möglich über schnelle interne Konversion (10^{-14} s) ein z.B. in den S_{2k} -Zustand angeregtes e^- in das S_{10} -Niveau zu überführen. Die anschließende Abregung $S_{10} \rightarrow S_{0k}$ findet innerhalb weniger ns unter der Emission eines Photons statt und wird *schnelle Fluoreszenz* genannt. Nur diese ist für das Szintillationslicht relevant. Für die Lichtausbeute von Plastiksintillatoren ist daher entscheidend, wieviel der ursprünglich deponierten Energie in schnelle Fluoreszenz oder andere Konkurrenzprozesse umgewandelt wird. Diese sind Prozesse, bei denen die eingebrachte Energie durch strahlungslose Übergänge in Wärme dissipiert. Neben der Anregung und Ionisation von σ -Elektronen gibt es weitere strahlungslose Übergänge durch die Wechselwirkung mit Fremdatomen bzw. Molekülen: *Quenching* (v.a. durch gelösten Sauerstoff). Ein weiterer Konkurrenzprozess ist die *Phosphoreszenz*, bei der Licht beim Übergang vom langlebigen T_{10} -Triplettzustand in den S_{0k} -Singulettzustand emittiert wird. Bei einer, für organische Szintillatoren typischen, Koinzidenzzeit im 100 ns-Bereich, kann das, nach frühestens 10^{-5} s ausgesandte, Phosphoreszenzlicht nicht mehr nachgewiesen werden. Die für die Phosphoreszenz notwendige Besetzung der Triplettzustände (Gesamtspin $S=1$) findet trotz spinverbotener Anregung aus dem S_{00} -Singulettgrundniveau ($S=0$) statt, indem mit einer geringen Rate über *inter-system-crossing* z.B. ein strahlungsloser Übergang $S_{10} \rightarrow T_{10}$ mit Hilfe der Spin-Bahn-Kopplung zustande kommt. Zwei im T_{10} -Zustand befindliche, benachbarte Moleküle können zudem eine vorübergehende Bindung eingehen. Nach der darauffolgenden Separation ist das eine Molekül im T_{10} -Zustand, während das andere vom S_{10} -Niveau wieder über Fluoreszenz in den Grundzustand übergeht. Diese, verzögerte oder auch *langsame Fluoreszenz* genannte, Lichtemission ereignet sich erst im μ s-Bereich nach der Anregung und stellt deshalb einen weiteren, unerwünschten Konkurrenzprozess dar. Bei organischen Szintillatoren werden aufgrund dieser Konkurrenzprozesse nur wenige Prozent der ursprünglichen Strahlungsenergie für das Szintillationslicht genutzt. Die Fluoreszenzquanteneffizienz (FQE) von Flüssigsintillatoren ist dabei geringer, als die ihrer Polymere. Deshalb findet bei mehrkomponentigen Plastiksintillatoren, aufgrund ihrer höheren FQE, der Energietransfer zwischen den Komponenten zu einem nennenswerten Anteil von bis zu 20 % über Photonenaustausch statt und nicht wie bei Flüssigsintillatoren fast vollständig über die zehnmal schnellere Dipol-Dipol-Wechselwirkung⁵ [Foe59]. Dies kompensiert man, indem eine höhere Konzentration der gelösten Komponente verwendet wird. Die Lichtausbeute von Plastiksintillatoren hängt sehr von der molaren Konzentration der effizient fluoreszierenden gelösten Komponenten, wie z.B. TP⁶, PPO⁷ oder PBD⁸ ab. Aber auch unterschiedliche Substituenten am Benzolring, der als Basis verwendeten Komponente, haben einen Einfluß. So besitzen Szintillatoren auf der Basis von Polystyrol (PS) im Vergleich zu PVT eine um 20 % geringere Lichtausbeute und unterscheiden sich lediglich durch eine Methylgruppe. Daneben spielt bei Plastiksintillatoren auch der Herstellungsprozeß eine große Rolle: Die Polymerisation, das Tempern, das Herauslösen des Sauerstoffs

⁴Die Rotationsniveaus haben kleinere Anregungsenergien und sind der Übersichtlichkeit wegen nicht berücksichtigt.

⁵oder auch Multipol-Multipol-Wechselwirkung

⁶TP: p-Terphenyl

⁷PPO: 2,5-diphenyloxazole

⁸PBD: p-Xylol

usw. wirken sich direkt auf die optische Qualität aus.

Eine elementare Eigenschaft von Szintillatoren ist die Verschiebung des Emissions- von dem Absorptionsspektrum (*Stokes-Shift*), d.h. der Szintillator muß für sein eigenes Licht transparent sein. Denn bei der Reemission wird aufgrund der Konkurrenzprozesse nur ein Bruchteil wieder emittiert und ein erwähnenswerter Lichttransport kommt auf diese Weise nicht zustande. Ist der Stokes-Shift zu gering und es gibt einen Überlapp zwischen Emissions- und Absorptionsspektrum oder deckt die spektrale Sensitivität der PM nicht das gesamte Emissionsspektrum ab, so verwendet man als weitere Komponente einen sogenannten Wellenlängenschieber, wie z.B. POPOP oder PMP im KARMEN-Szintillator (s. Kap. 2.2). Das Absorptionsspektrum dieser Stoffe überdeckt das Emissionsspektrum des Szintillators vollständig und aufgrund ihres großen Stokes-Shifts wird die Emission zu größeren Wellenlängen, außerhalb der Absorption des Szintillators, verschoben. Der Energietransport findet dabei über die schnelle Dipol-Dipol-Wechselwirkung statt. Die Verlagerung des Emissionsspektrums durch einen Wellenlängenschieber in einen, für den Szintillator, transparenten Bereich, hat somit keinen nennenswerten Einfluß auf die Zeitauflösung.

3.2 Messung der absoluten Lichtausbeute

Die absolute Lichtausbeute von organischen Szintillatoren beschreibt die Güte ihrer intrinsischen Eigenschaft, deponierte Strahlungsenergie in schnelles Fluoreszenzlicht umzuwandeln. Da in die Messung der Anzahl von, pro MeV deponierter Energie, erzeugten Photonen viele Parameter der benutzten Apparatur eingehen, wie z.B. das Emissionsspektrum des Szintillators oder die spektrale Quanteneffizienz des PM's, wird die Lichtausbeute meist relativ zu anderen Szintillatoren (v.a. Anthrazen) angegeben.

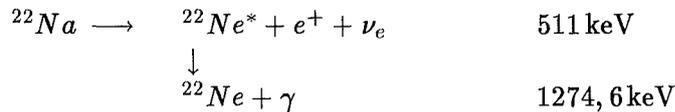
Ist das Bremsvermögen ($\frac{dE}{dr}$) des Szintillators für ionisierende Teilchen klein, so sind die angeregten oder ionisierten Szintillationsmoleküle so weit voneinander entfernt, daß sie sich nicht gegenseitig beeinflussen und es damit einen linearen Zusammenhang zwischen der Anzahl erzeugter Fluoreszenzquanten (L) und der, durch ionisierende Teilchen deponierten, Energie (E) gibt [Bir64]:

$$L = S(E - \Delta E) \quad (3.1)$$

Der Proportionalitätsfaktor S stellt die, zu messende, absolute Lichtausbeute dar. Deren Linearität besteht nur für Energien etwa oberhalb 100 keV, denn für kleinere Teilchenenergien ist $\frac{dE}{dr}$ so groß, daß die angeregten bzw. ionisierten Moleküle zu dicht und nicht mehr unabhängig voneinander sind, was zur Folge hat, daß strahlungslose Übergänge wahrscheinlicher werden. Diesen Verlust an Szintillationslicht nennt man Ionisationsquenching (ΔE bzw. Q).

Als ionisierende Strahlungsquelle für die Relativmessung der Lichtausbeute eignet sich ^{22}Na besonders, da bei seinem β^+ - und dem sofort anschließenden γ -Zerfall des angeregten ^{22}Ne -Kerns zwei Teilchen hinreichend hoher und weit auseinander liegender Energie entstehen, welche zwei Meßpunkte im linearen Bereich liefern und deren Abstand in ADC-Kanälen eine, vom Quenching unabhängige, Observable für die relative Lichtausbeute dar-

stellt :



Die γ -Quanten aus dem Zerfall des Ne^* -Kerns und der Annihilation des Positrons erzeugen im Szintillator die ionisierenden Teilchen. Dies geschieht in organischen Szintillatoren fast ausschließlich durch Compton-Streuung des γ -Quants mit einem Elektron in der Atomhülle. Die anderen Wechselwirkungsarten von γ -Strahlung in Materie sind vernachlässigbar, denn der Photoeffekt ist $Z^{4,5}$ -abhängig (organ. Verbindungen haben relativ kleine Kernladungszahlen) und die Paarbildung wird erst bei höheren Energien relevant. Die Klein-Nishina-Formel beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung. Damit ergibt sich für die, an das Hüllenelektron übertragene, kinetische Energie :

$$E_{kin} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{(1 - \cos\Theta)E_\gamma}} \quad (3.2)$$

Die Compton-Kanten (E_C) stellen den maximalen Energieübertrag bei Rückstreuung ($\Theta = 180^\circ$) dar. Bei ${}^{22}\text{Na}$ befindet sich somit die erste Compton-Kante bei 341 keV und die zweite bei 1062 keV.

Das mit kleinvolumigen, organischen Szintillatoren gemessene ${}^{22}\text{Na}$ -Spektrum setzt sich aus der Summe zweier Comptonspektren zusammen, welche mit einer Gaußkurve gefaltet sind, deren Standardabweichung der Photoelektronenstatistik ($\sigma = \sqrt{N_{Ph}}$) des PM's entnommen wird. Dazu kommen noch das Rückstreuspektrum und der Untergrund.

3.2.1 Meßprinzip und Versuchsaufbau

In einer lichtdichten Küvette wird eine kleine Szintillatorprobe definierten Volumens optisch an einen PM gekoppelt, dessen Signale einem Q-ADC zugeführt werden. Die radioaktive ${}^{22}\text{Na}$ -Strahlungsquelle wird an einer markierten Stelle außerhalb der Küvette fixiert und die Lage der Compton-Kanten in ADC-Kanälen der, mit verschiedenen Szintillatoren gemessenen, γ -Spektren verglichen. Weichen die Emissionsspektren der verwendeten Szintillatoren im Sensitivitätsbereich des PM's nicht voneinander ab und ist in diesem auch die spektrale Transparenz gleich, so ist die nachgewiesene Ladungsmenge proportional zur, in den einzelnen Proben erzeugten, Szintillationslichtmenge und es ist gerechtfertigt, die gemessenen Lichtausbeuten miteinander zu vergleichen. Diese Lichtausbeutemessung ist somit geeignet, eine schnelle Aussage über einen entscheidenden Parameter der optischen Qualität, in der Auswahl stehender, sehr ähnlicher Szintillatoren verschiedener Firmen, zu treffen.

Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation [Gem91], welche die Geometrie der Apparatur, das Emissionspektrum und die spektrale Abschwächlänge des Szintillators, die Brechungsindizes (Szintillator, Koppelöle, Glasscheiben, Tefloneinsätze), sowie die spektrale Quanteneffizienz (QE) und die Photoelektronenstatistik des PM's berücksichtigt ist es möglich, aus dem gemessenen ^{22}Na -Spektrum die absolute Lichtausbeute der Szintillatorprobe zu bestimmen.

Den Versuchsaufbau zur Lichtausbeutemessung zeigt Abb. 3.3 (vgl. [Wol90]). Die 5 cm

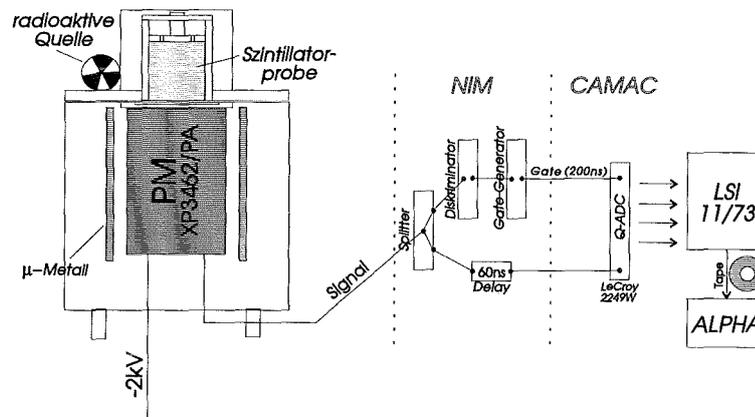


Abbildung 3.3: Versuchsaufbau zur Messung der Lichtausbeute von organischen Flüssig- und Feststoffsintillatoren (nicht maßstäblich).

hohe, zylindrische Feststoffsintillatorprobe mit einem Durchmesser von 5 cm ist in der Küvette seitlich und oben von diffus reflektierenden Tefloneinsätzen umgeben und wird mit Silikonöl optisch an die, sich unten befindende, Glasscheibe gekoppelt. Werden Flüssigsintillatorproben gemessen, entfällt das Silikonöl zum Ankoppeln, allerdings muß der Flüssigsintillator zuvor mit Argon oder Stickstoff gespült werden, um Sauerstoffquenching, welches die Lichtausbeute um 25 % verringert, zu verhindern. Die Küvette wird oben auf einem PM des Typs Philips Valvo XP3462/PA, dessen Maximum der QE bei 400 nm liegt, befestigt. Zwischen den beiden Quarzglasscheiben der Küvette und des PM's befindet sich Paraffinöl zum Ankoppeln. Die ganze Anordnung ist nach außen lichtdicht. Das radioaktive $10 \mu\text{Ci } ^{22}\text{Na}$ -Präparat wird seitlich außerhalb der Probe an einem definierten Punkt angebracht und die -2000 V Hochspannung für den PM eingeschaltet. Dessen elektronisches Signal wird zunächst in einen Trigger- und einen verzögerten Energiezweig für den 11Bit CAMAC Q-ADC⁹ des Typs LeCroy 2249W aufgespalten. Getriggert wird der ADC durch ein 200 ns-Gate, welches von dem, zuvor diskriminierten, Signal ausgelöst wird. Eine LSI-11/73 liest den CAMAC-ADC mit dem Datenaufnahmeprogramm ONCAM [Pli] aus und speichert die Daten ab. Die $^{22}\text{Na} - \gamma$ -Spektren, der einzelnen Szintillatortproben, werden anschließend auf einer DEC-ALPHA ausgewertet.

Der Ladungsnullpunkt (*Pedestal*) des ADC wird mit Hilfe eines 50 Hz-NIM-Testpulsers

⁹ Alternativ wurde auch ein intern getriggertter Vielkanalanalysator des Typs Silena NIM MCA Serie 89, 7412-ADC verwendet.

nach jeder Messung bestimmt und das jeweilige Spektrum bei der Auswertung entsprechend korrigiert.

3.2.2 Lichtausbeute von BC-412 und NE-110A Feststoffsintillator

Die mit BC-412 und NE-110A gemessenen ^{22}Na - γ -Spektren¹⁰ sind in Abb. 3.4 dargestellt. Um die Lichtausbeuten quantitativ miteinander vergleichen zu können, müssen zunächst die beiden Compton-Kanten in jedem Spektrum bestimmt werden. Dazu fittet man im Bereich der 1062 keV-Kante eine Parabel an das Spektrum und errechnet die Lage des oberen 70 %-Wertes vom Maximum, welcher der Compton-Kante in Kanälen entspricht [Wol90]. Danach wird im linearen Bereich zwischen den beiden Kanten eine Gerade bestimmt und vom Spektrum abgezogen. Weil das niederenergetischere Compton-Spektrum nun nicht mehr von dem anderen überlagert wird, kann die 341 keV-Compton-Kante wieder mit dem Parabelfit ermittelt werden.

Der Abstand ΔE_C der beiden Compton-Kanten in Kanälen stellt die Meßgröße für die

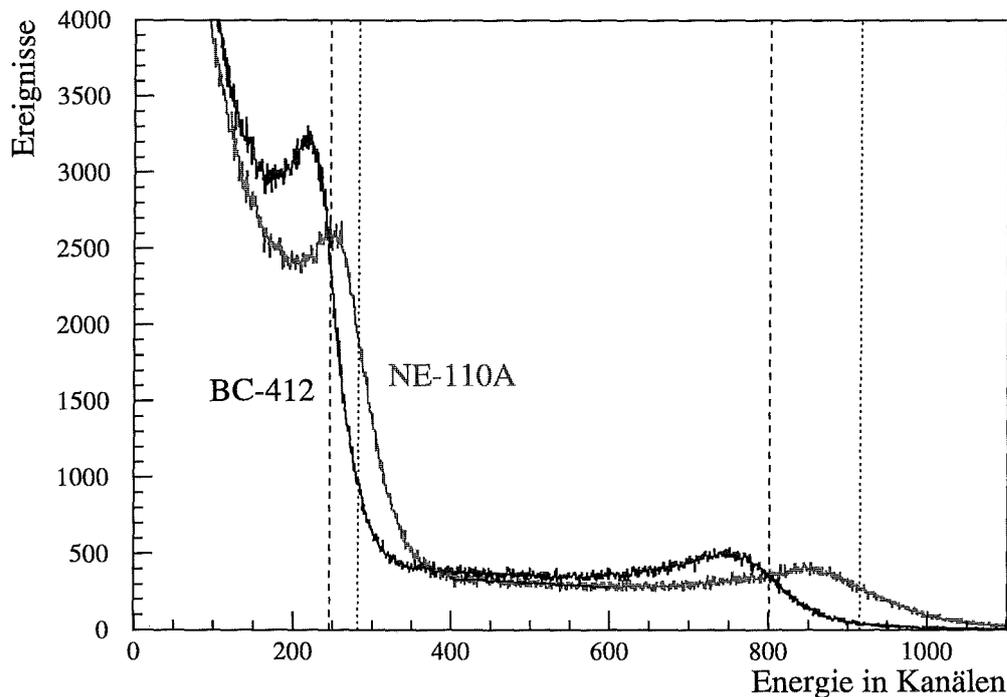


Abbildung 3.4: Vergleich der Lichtausbeuten von BC-412 und NE-110A anhand der ^{22}Na -Spektren (Compton-Kanten sind gestrichelt eingezeichnet).

¹⁰Der Untergrund ist vernachlässigbar und zudem nicht vergleichbar, aufgrund der kleineren Totzeit bei der Messung ohne Quelle. Deshalb ist er nicht von den Spektren abgezogen.

Szintillator	S_{rel} [%]	S [$\frac{Phot}{keV}$]	$S^{Anthrazen}$ Messung [%]	$S^{Anthrazen}$ Hersteller [%]	ΔE_C [Kan.]	Q [keV]
BC-412	88	7,1	48	60	555	22
NE-110A	100	8,1	55	60	634	20

Tabelle 3.1: Gemessene Lichtausbeuten von BC-412 und NE-110A Plastiksintillator.

Lichtausbeute dar. Trägt man die Energie der beiden Compton-Kanten in keV über deren Lage in Kanälen auf, so beschreibt der Ordinatenabschnitt Q der Verbindungsgeraden die Abweichung von der Linearität zwischen der Lichtausbeute und der deponierten Energie und damit das Quenching.

Der Vergleich der gemessenen $^{22}Na - \gamma$ -Spektren ergibt, daß die BC-412 Plastiksintillatorprobe nur 88 % der Lichtausbeute von der NE-110A Probe besitzt (s. Tab. 3.1).

Normiert man die Lichtausbeuten, wegen der besseren Reproduzierbarkeit der Messung, auf die des Flüssigsintillators NE-235 (s. Tab. E.1) und nimmt den Literaturwert der absoluten Lichtausbeute von Anthrazen, welcher $14,7 \frac{Phot}{keV}$ beträgt, so erhält man als absolute Lichtausbeute für BC-412 $7,1 \frac{Phot}{keV}$ (48 % von Anthrazen) und für NE-110A $8,1 \frac{Phot}{keV}$ (55 % von Anthrazen).

Fehlerdiskussion ¹¹:

Der relative statistische Fehler für ΔE_C bzw. S_{rel} ist mit 0,6 % ebenso, wie der relative systematische Fehler aus der 70 %-Wert-Näherung für die beiden Compton-Kanten, welcher 1,0 % von ΔE_C beträgt, im Vergleich zum systematischen Fehler, durch unterschiedlich gute Ankopplung des Plastiksintillators mit Silikonöl an die Küvettenglasscheibe, gering. Um diesen auf wenige Prozent zu reduzieren, muß sich die Feststoffsintillatorprobe mindestens 3 Wochen in der Küvette befinden, bevor die optimale Ankopplung durch das Silikonöl erreicht ist. In diesem Zeitraum steigt die Lichtausbeute des Plastiksintillators um 13 %.

Die Emissionsspektren von BC-412 und NE-110A sind identisch ($\lambda_{Em.,max} = 434 \text{ nm}$) und auch ihre spektrale Transparenz ist vergleichbar. Normiert man die Lichtausbeuten jedoch auf den Flüssigsintillator NE-235, so erhält man eine etwas zu geringe Lichtausbeute (S bzw. $S^{Anthrazen}$), was die um 5 Anthrazen% höheren Herstellerangaben ($S^{Anthrazen}_{Hersteller}$) erklären kann.

Der Literaturwert für die absolute Lichtausbeute von Anthrazen ist mit einem Fehler von 30 % behaftet. Benutzt man die Simulation [Gem91], so reduziert sich der Gesamtfehler der absoluten Lichtausbeute auf 25 %.

Der Hauptzweck der Lichtausbeutemessung ist jedoch, wie schon erwähnt, die Bestimmung der relativen Lichtausbeuten (S_{rel}) in der Auswahl stehender Szintillatoren. Hierfür beträgt der Gesamtfehler nur wenige Prozent und die gemessenen relativen Lichtausbeuten sind untereinander besser quantitativ zu vergleichen, als die Angaben der unterschiedlichen Hersteller.

¹¹Der relative statistische Fehler des Quenchings beträgt 2,6 %. Auf den systematischen Fehler von Q wird in Anhang E näher eingegangen.

3.3 Messung der spektralen Abschwächlänge mit einem Laserphotometer

In der linearen Optik, mit der Annahme unabhängig voneinander absorbierender Moleküle, erfährt Licht einer bestimmten Wellenlänge bei der Transmission durch ein Medium eine zum im Medium zurückgelegten Lichtweg proportionale, exponentielle Abschwächung (*Lambert-Beer'sches Gesetz*¹²):

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{x}{\Lambda(\lambda)}} \quad (3.4)$$

Da die bis zu 4 m langen Veto-Module nur an ihren beiden Enden über PM ausgelesen werden, ist ihre Transparenzeigenschaft für Licht im Emissionswellenlängenbereich von elementarer Wichtigkeit. Nur wenn die Ausdehnung des Szintillators klein ist gegen die Abschwächlänge, spielt die Lichtausbeute die alleinige dominante Rolle. Die spektrale, geometrieunabhängige Abschwächlänge ist für die Monte-Carlo-Simulation der großflächigen Veto-Module eine der zentralen Eingangsmeßgrößen.

3.3.1 Meßprinzip

Mit dem Zweistrahlaserphotometer in *Abb. 3.5* ist es möglich, die spektrale Abschwächlänge einer Flüssigkeits- oder Plastiksintillatorprobe in einem optisch sichtbaren Wellenlängenbereich von 400 nm-700 nm zu messen. Die Vorteile bei der Aufspaltung des Laserstrahls in zwei Strahlgänge mit unterschiedlich langen Proben liegen in der Unterdrückung von Intensitätsschwankungen der Lichtquelle, sowie der Kompensation von Reflektionsverlusten an den Glasscheiben bzw. Silikon-Pads der Probenhalterungen [Eit94].

Der Dye-Laser (Dye Modul VSL-DCM-1, LSI¹³) besitzt eine maximale Pulsrate von 20 Hz und wird durch einen Stickstoff-UV-Laser (VSL-337, LSI) optisch gepumpt. Die Ausgangsleistung der 3 ns langen Pulse beträgt 8 kW. Mit Hilfe eines motorgesteuerten, optischen Gitters und verschiedenen Dye-Farbstoffen ist diese Lichtquelle des Photometers in einem Wellenlängenbereich von 400 – 700 nm mit einer Bandbreite von 0,3 nm durchstimmbare. Der Lichtstrahl wird zunächst durch eine Optik auf die achtfache Strahlgröße aufgeweitet und danach durch ein Polarisationsfilter geführt, um im Dye-Modul erzeugte Polarisationschwankungen zu eliminieren. Beim Strahlteiler aus Quarzkristall ist eine PIN-Diode des Typs Hamamatsu S1722-02 zur Intensitätskontrolle des Strahls installiert. Um größere Divergenzen abzuschneiden, werden die beiden separierten Strahlen durch Blenden geleitet,

¹²Die Abschwächlängen $\Lambda_i(\lambda)$ der einzelnen Solventen verhalten sich dabei gemäß ihrem Volumenanteil c_i in der Lösung reziprok additiv:

$$\frac{1}{\Lambda_{Mischung}(\lambda)} = \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{\Lambda_i(\lambda)} \quad ; \quad \sum_{i=1}^n c_i = 1 \quad (3.3)$$

In Flüssigkeiten kann hiermit die Abschwächlänge der Mischung aus den gemessenen Abschwächlängen der einzelnen gelösten Komponenten berechnet werden.

¹³Laser Science Inc., Massachusetts

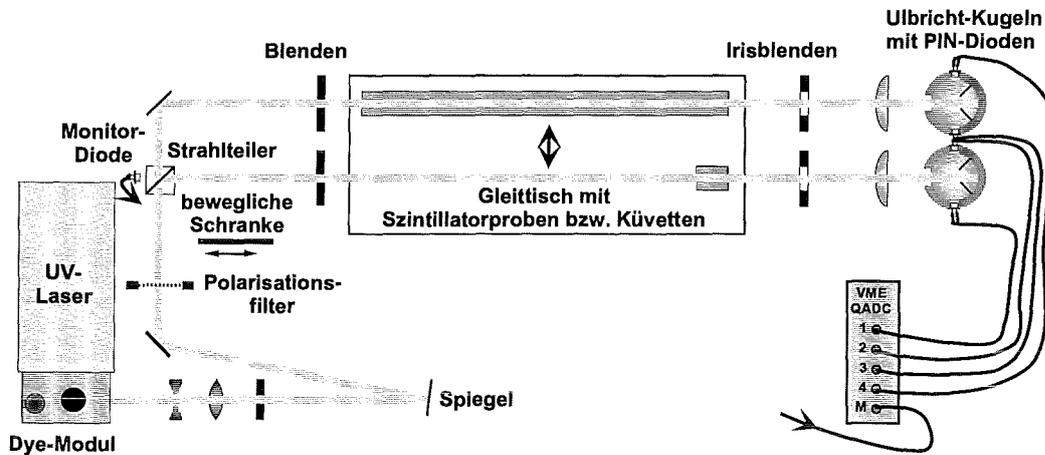


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Zweistrahlaserphotometers zur Messung der spektralen Abschwächlänge [Wol90]

bevor sie die auf dem Gleittisch montierten Proben durchdringen. Im Gegensatz zu Flüssigkeiten in Küvetten sind die Plastiksintillatorproben der Längen l_1 und l_2 mit speziellen, schwarzen Halterungen an den Enden fixiert, in denen der Szintillator mit Silikon-Pads optisch an Quarzglasscheiben gekoppelt ist. Der Gleittisch läßt sich über einen computergesteuerten Schrittmotor seitlich verschieben, sodaß es möglich ist, eine sog. *Shift*-Messung durchzuführen. D.h. der Strahl kann an unterschiedlichen Stellen durch den Feststoffsintillator geführt werden, um v.a. Oberflächenunebenheiten zu kompensieren. Bevor die Intensitäten I_1 und I_2 der beiden Austrittsstrahlen über jeweils zwei PIN-Dioden gemessen werden, fokussiert eine Sammellinse die Strahlen in die, mit weißer Diffuserfarbe beschichteten, Ulbrichtkugeln. Diese verteilen das Licht gleichmäßig und geometrieunabhängig auf die PIN-Dioden, sodaß die nachgewiesenen Intensitäten in den beiden Boxen nahezu unabhängig von der exakten Strahlführung sind. Die Signale der PIN-Dioden werden mit einem 12Bit VME Q-ADC des Typs LeCroy 1182 ausgelesen. Die Messung ist vollständig über einen ATARI ST computergesteuert und läuft für einen Dye-Farbstoff automatisch ab.

Bei der Messung bestimmt man zuerst als Referenz die Intensitäten I_{01} und I_{02} ohne die Proben. Danach mißt man nur mit den Glasscheiben der Probenhalterungen und bestimmt die Reflektionsverluste R_1 und R_2 , welche nicht mehr als 0,2% voneinander abweichen dürfen. Mit den Proben erhält man für die beiden Intensitäten :

$$I_i(\lambda) = I_{0i}(\lambda) e^{-\frac{l_i}{\Lambda(\lambda)}} (1 - R_i) F(t) \quad ; i = 1, 2 \quad (3.5)$$

Für die gemessene Abschwächlänge ergibt sich damit :

$$\Lambda(\lambda) = \frac{l_2 - l_1}{\ln\left(\frac{I_1 I_{02}}{I_2 I_{01}}\right)} \quad (3.6)$$

Durch die Verwendung der gleichen Lichtquelle fällt bei der Bildung des Quotienten der Intensitäten die zeitabhängige Fluktuation $F(t)$ weg. Dennoch werden bei jeder Wellenlänge

100 Einzelmessungen durchgeführt, um verbleibende statistische Schwankungen zu verringern.

Die Hauptfehlerquellen bei der Messung sind Verunreinigungen der Glasscheiben und Inhomogenitäten der Silikon-Pads, sowie eine Aufweitung des Laserstrahls (v.a. in der langen Probe) durch nicht exakt senkrecht justierte Scheiben und einem damit verbundenen einseitigen Intensitätsverlust beim Nachweis. Aufgrund der Bedingung bei der Referenzmessung nur mit den Scheiben in den Strahlgängen, welche lediglich eine Abweichung der beiden Intensitäten von weniger als 0,2 % erlaubt, sowie der Feinjustierung der Scheiben in den Probenhalterungen mit Hilfe von Stellschrauben, reduziert sich die systematische Unsicherheit der gemessenen Strahlintensität auf $3 \cdot 10^{-3}$. Der systematische Fehler der gemessenen Abschwächlänge beträgt somit :

$$\Delta\Lambda(\lambda) = \Lambda(\lambda)^2 \cdot \frac{3 \cdot 10^{-3}}{|l_1 - l_2|} \quad (3.7)$$

Bei einer Abschwächlänge von 100 m und einer Probenlängendifferenz von 1 m erreicht man mit dem Photometer noch eine Genauigkeit von 30 %. Die Streuung der Intensität aufgrund lokaler Inhomogenitäten in den Proben, Scheiben und Pads wird durch die Shift-Messung reduziert, bei welcher jede Probe pro Wellenlänge an fünf seitlich versetzten Punkten im Abstand von 5 mm durchgemessen wird.

3.3.2 Spektrale Abschwächlänge von BC-412 und NE-110A

Einen Vergleich der, mit dem Laserphotometer in einem Wellenlängenbereich von 405 nm-680 nm gemessenen, spektralen Abschwächlänge von BC-412 und NE-110A zeigt *Abb. 3.6*. Die Spektren sind mit einer Shift-Messung und unter Verwendung von sechs verschiedenen Dye-Farbstoffmischungen in 5 nm-Schritten aufgenommen. Die Längen der Plastiksziintillatortroben betragen jeweils 100 cm bzw. 5 cm für die kleineren Vergleichsproben.

Die Transparenz von BC-412 ist im gesamten gemessenen Wellenlängenbereich größer, als die von NE-110A. Am Emissionsmaximum der beiden Szintillatoren bei 434 nm besitzt BC-412 eine Abschwächlänge von 378 cm, während NE-110A nur 323 cm aufweist. Beide Plastiksziintillatoren basieren auf PVT, was sich in der gleichen Form des charakteristischen Transmissionsspektrums äußert. Die bessere Abschwächlänge von BC-412 läßt sich einerseits auf die unterschiedliche Güte der Ausgangsrohmaterialien zurückführen, aber auch andererseits auf den, bei Plastiksziintillatoren sehr entscheidenden, Herstellungsprozeß.

Interpretation der Form des Spektrums :

Die Verbreiterung einer Absorptionslinie wird durch Strahlungsdämpfung (natürliche Linienbreite) verursacht, sowie durch den Doppler-Effekt (thermische Geschwindigkeiten) oder Stoßdämpfung (Druckverbreiterung) und wird mit dem Voigt-Profil¹⁴ beschrieben.

¹⁴Faltung der Lorentzkurve (natürliche Linienbreite und Druckverbreiterung) mit einer Gaußkurve (Dopplerverbreiterung).

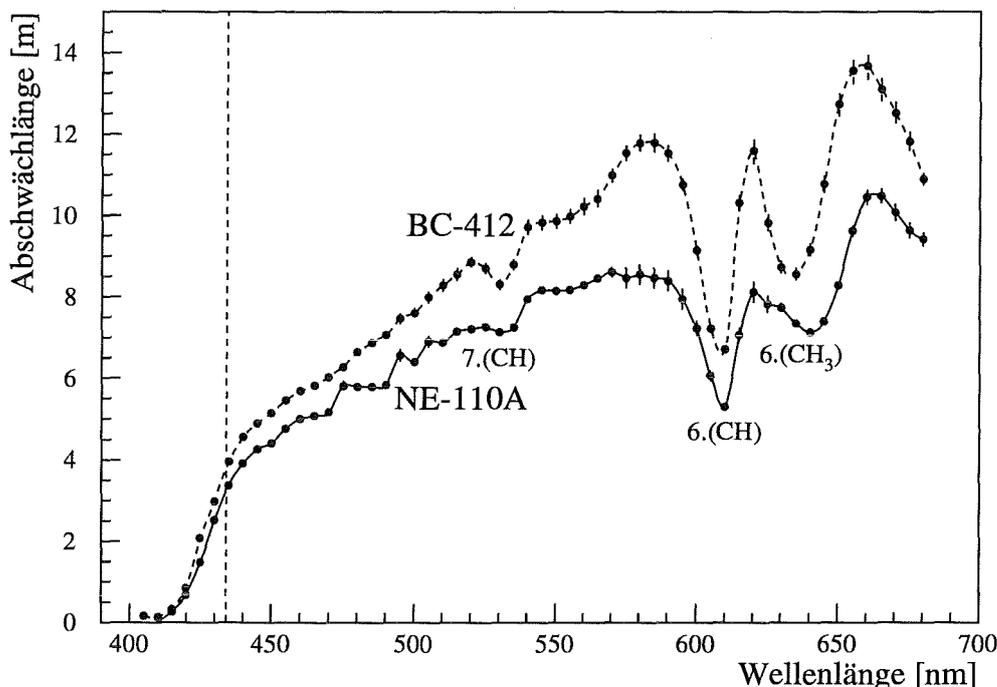


Abbildung 3.6: Gemessene spektrale Abschwächlänge von BC-412 und NE-110A

Dieses setzt sich aus einem gaußförmigen Dopplerkern (Maxwellverteilung) und einem Dämpfungsflügel (Lorentzkurve) zusammen.

Die Form der beiden Spektren in 3.6 läßt sich durch einen Ausläufer des Dämpfungsflügels des ersten verbotenen elektron. Übergangs von π -Elektronen in Benzol bei 330 nm erklären, welcher von weiteren Absorptionslinien überlagert ist, welche durch Oberschwingungen¹⁵ von Vibrationsniveaus lokaler Gruppen am Benzolring verursacht werden. Sehr deutlich wird dies, wenn man das Transmissionsspektrum von Benzol und Toluol vergleicht ([Eit94] Fig.3): Während Benzol nur die 6.(610nm) und 7.(530nm) Oberschwingung der lokalen CH-Gruppe im Visuellen aufweist, sieht man bei Toluol zusätzlich die 6. Oberschwingung seiner Methylgruppe bei 635 – 640 nm. Da die beiden Plastiksintillatoren auf PVT (Abb. 3.1) basieren, läßt sich die Form in Abb. 3.6 wie erwartet mit dem Abschwächlängenspektrum von Toluol erklären. Die Transmission ist aufgrund der größeren Dichte des Plastiksintillators geringer, da die Absorption proportional ist zu der Anzahl der Atome bzw. Moleküle im Absorptionsenergieniveau. Bei 410 nm weisen die Plastiksintillatoren im Gegensatz zu Toluol eine weitere Absorptionslinie¹⁶ auf, welche vermutlich durch zugesetzte fluoreszierende Solventen verursacht wird. Da die Form der Spektren von BC-412

¹⁵Birge-Sponer-Gleichung [Bur79]

¹⁶Durch Kühlung des Szintillators sollte sich diese Absorptionslinie, welche nahe am Emissionsmaximum liegt, verschmälern und somit die Transparenz des Szintillators im Wellenlängenbereich von 415 – 440 nm gesteigert werden, was eine Erhöhung der effektiven Abschwächlänge der Veto-Module zur Folge hat.

und NE-110A jedoch identisch sind, kann man von einer sehr ähnlichen chemischen Zusammensetzung ausgehen.

3.4 Diskussion der Ergebnisse (Gütefaktor)

Zum Erreichen einer möglichst hohen Myonnachweiseffizienz der Veto-Module sind die Lichtausbeute S und die spektrale Abschwächlänge $\Lambda(\lambda)$, der zur Auswahl stehenden Plastiksintillatoren BC-412 und NE-110A, die beiden entscheidenden Kriterien.

Nach einer Energiedeposition E (abzgl. Quenching Q) beträgt die Anzahl Photonen $L(x)$, die nach einer im Szintillator zurückgelegten Strecke x auf der Photokathode des PM's höchstens nachgewiesen werden können:

$$L(x) = \int R_{PM}(\lambda) \cdot \Phi_{Em}(\lambda) \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda(\lambda)}} d\lambda \quad \text{mit} \quad \int \Phi_{Em}(\lambda) d\lambda = S(E - Q) \quad (3.8)$$

Dabei ist $R_{PM}(\lambda)$ die spektrale Quanteneffizienz (QE) des zum Auslesen des Szintillators benutzten PM's. Die Größe $L(x)$ kombiniert die beiden selektierenden optischen Eigenschaften (S und $\Lambda(\lambda)$) und stellt eine quantitative Beurteilung der Szintillatoren dar. Denn gerade für großflächige Plastiksintillatoren ist nicht nur die Anzahl, durch Myonen oder andere Teilchen, erzeugter Photonen wesentlich, sondern wieviele davon noch am PM nachzuweisen sind.

Die Größe $L(x)$ berücksichtigt nicht die komplexe Geometrie der Module, deren Oberflächengüte, die Klebung der Lichtumlenkung und Spiegel etc. Die genaue Anzahl der Photonen, welche in einem Veto-Modul nach ihrer Erzeugung in den PM noch detektiert werden, kann nur mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation ermittelt werden.

Zur schnelleren Beurteilung der beiden Szintillatoren dient deshalb, zumal deren Emissionsspektren $\Phi_{Em}(\lambda)$ identisch sind, der vereinfachte, nichtintegrale Gütefaktor $G(\bar{l})$, in welchen die absolute Lichtausbeute S , die Abschwächlänge $\Lambda(\lambda_{max})$ am Emissionsmaximum und der mittlere zurückgelegte Lichtweg \bar{l} eingehen :

$$G(\bar{l}) = S \cdot e^{-\frac{\bar{l}}{\Lambda(\lambda_{max})}} \quad \text{mit} \quad \bar{l} = \frac{c_0}{n\bar{v}_x} \cdot l \quad (3.9)$$

Um den mittleren Lichtweg \bar{l} zu erhalten, skaliert man die Modullänge l (inklusive Lichtumlenkung) mit dem Quotienten aus der Lichtgeschwindigkeit im Szintillator $\frac{c_0}{1,58}$ und der tatsächlich gemessenen Longitudinalgeschwindigkeitskomponente $\bar{v}_x = 14,0 \frac{cm}{ns}$.

Die Gütefaktoren von BC-412 und NE-110A für die Längen der Veto-Module sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Es zeigt sich, daß die Güte von BC-412 um etwa 10 % besser ist, als die von NE-110A und je länger das Modul gewählt wird, desto mehr macht sich dabei die größere spektrale Transparenz von BC-412 bemerkbar.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der Plastiksintillator BC-412 der Firma *Bicron*, trotz einer etwas schlechteren Lichtausbeute, aber aufgrund seiner größeren spektralen Abschwächlänge, welche durch die geforderte Modullänge von bis zu 4 m entscheidender

Szintillator	3,15m-Modul	3,75m-Modul	4m-Modul	S [$\frac{Phot}{keV}$]	$\Lambda(\lambda_{max} = 434nm)$ [cm]
	$G(454cm)$ [$\frac{Phot}{keV}$]	$G(536cm)$ [$\frac{Phot}{keV}$]	$G(570cm)$ [$\frac{Phot}{keV}$]		
BC-412	2,13	1,71	1,56	7,1	378
NE-110A	1,98	1,54	1,38	8,1	323
$\frac{G_{NE110A}}{G_{BC412}}$	93%	90%	88%		

Tabelle 3.2: Gütefaktoren von BC-412 und NE-110A für 3.15 m, 3.75 m und 4 m lange Veto-Module mit 180°-Lichtumlenkung.

ist, sich besser zum Bau der Veto-Module eignet, als NE-110A der Firma *Nuclear Enterprises*.

Kapitel 4

Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute großflächiger Module

Die Monte-Carlo-Simulation verknüpft die optischen Güteeigenschaften des Plastiksintillators, wie die Lichtausbeute, die spektrale Transparenz und das Emissionsspektrum, mit den detektorspezifischen Eigenschaften. Diese sind die spektrale Sensitivität der Photomultiplier (PM), die durch die Geometrie bedingten komplexen Lichtwege sowie Übergänge zwischen unterschiedlichen optischen Medien.

In den bis zu 4 m langen und 65 cm breiten Veto-Modulen ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon, welches z.B. durch den Energieverlust eines kosmischen Myons erzeugt wurde, von einem an den Stirnenden der Module angebrachten PM nachgewiesen wird, sehr vom Entstehungsort abhängig, da der Lichttransport in solch großflächigen Modulen eine entscheidende Rolle spielt. Das Ziel der Simulation ist, neben der physikalischen Beschreibung, die Optimierung der Konfiguration der Veto-Module, um eine über die gesamte Modulfläche möglichst hohe und homogene Lichtausbeute zu erhalten.

4.1 Plastiksintillatordetektoren

Plastik ist in allen gewünschten geometrischen Formen produzierbar und fest, was die technische Handhabung von Plastiksintillatordetektoren sehr vereinfacht. Zudem ist die Zeitauflösung organischer Szintillatoren hervorragend. Plastiksintillatoren sind deshalb zum Einsatz als schnelle Myon-(Anti-)Zähler, *Time-Of-Flight*-Messungen (TOF) oder zum schnellen Triggern von Detektoren prädestiniert. Die Energieauflösung ist abhängig von der Lichtausbeute, d.h. wieviele Photonen pro Energieverlust der Strahlung im Szintillator emittiert werden.

4.1.1 Emission

Im Szintillator werden entlang der Spur der ionisierenden Strahlung isotrop Photonen mit dem Emissionsspektrum $\Phi_{Em}(\lambda)$ erzeugt. Die Anzahl der Photonen n_{Phot} ist dabei das Produkt aus absoluter Lichtausbeute S und der deponierten Energie E (abzüglich des Quenchings Q) :

$$\int \Phi_{Em}(\lambda) d\lambda = S(E - Q) = n_{Phot} \quad (4.1)$$

Abb. 4.1 zeigt das Emissionsspektrum des Plastiksintillators BC-412, welches identisch ist mit dem von NE-110A. Die maximale Emission findet bei einer Wellenlänge von 434 nm statt.

Dieses Emissionsspektrum ist jedoch nur bei sehr kleinvolumigen Szintillatoren nähe-

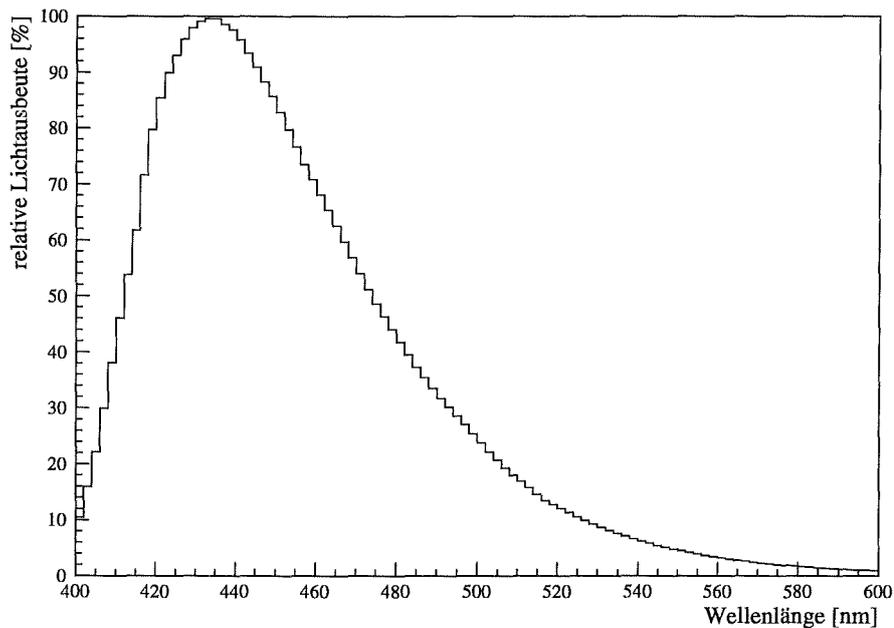


Abbildung 4.1: Emissionsspektrum der Plastiksintillatoren BC-412 [Bic95] und NE-110A [NE95] (Extrapolation des Bereiches 490 – 520 nm auf 520 – 600 nm).

rungsweise gleich dem Spektrum, welches an den PM nachgewiesen wird. Die spektrale Transparenz als Antwortfunktion des Szintillators bestimmt das ankommende Spektrum. Nach einer im Szintillator mit der spektralen Abschwächlänge $\Lambda(\lambda)$ zurückgelegten Strecke x , ist das resultierende Spektrum $\Phi_{Res}(\lambda, x)$ rotverschoben :

$$n_{Phot}(x) = \int \Phi_{Res}(\lambda, x) d\lambda = \int \Phi_{Em}(\lambda) \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda(\lambda)}} d\lambda \quad (4.2)$$

Die im Szintillator absorbierten Photonen werden mit der Wahrscheinlichkeit R_E (Re-emissionskoeffizient) wieder isotrop mit einer größeren Wellenlänge ($\lambda' > \lambda$) reemittiert. Die Zahl der reemittierten Photonen $n_{Phot,Re}(x)$ nimmt dabei mit dem Lichtweg x ab :

$$n_{Phot,Re}(x) = R_E \cdot \left| \frac{dn_{Phot}(x)}{dx} \right| = R_E \int \frac{1}{\Lambda(\lambda)} \cdot \Phi_{Em}(\lambda) \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda(\lambda)}} d\lambda \quad \text{mit 4.2} \quad (4.3)$$

An jedem Ort einer Reemission muß die Betrachtung des Lichttransportes neu beginnen. Eine genaue Berechnung aller entstehenden und vorhandenen Differentialgleichungssysteme ist analytisch nicht möglich, ebenso wie die Berücksichtigung der vielfachreflektierten, komplizierten Lichtwege innerhalb der Geometrie des Szintillators. Dies kann nur im Rahmen einer Monte-Carlo-Simulation geklärt werden.

4.1.2 Lichttransport

Lediglich in unmittelbarer Nähe der PM erreichen Photonen auf direktem Wege die Photokathode. Somit ist neben der spektralen Abschwächlänge die Kenntnis aller Lichttransportmechanismen unabdinglich.

Die effektivste Methode, in einem Modul Licht zu transportieren, ist die verlustfreie Lichtleitung mit Hilfe der Totalreflektion zwischen dem dichten Medium Szintillator und dem dünnen Medium Luft. Deshalb wird die Aluminiumfolie, welche den Szintillator umgibt¹, leicht zerknittert, damit sie nur an wenigen Punkten aufliegt und somit ein Luftspalt zwischen Folie und Szintillator für die Totalreflektion garantiert bleibt. Nicht totalreflektierende optische Übergänge zwischen zwei unterschiedlichen Medien sind nach den Fresnel'schen Gleichungen immer mit Verlusten (transmittierter bzw. reflektierter Anteil) behaftet, ebenso wie die nicht absorptionsfreie Reflektion an Metallen (komplexer Brechungsindex).

Für den primären Lichttransport unter Totalreflektion im Szintillator gehen zunächst alle Photonen verloren, die unter einem Winkel kleiner als 39° (Grenzwinkel = $\arcsin(\frac{1}{1,58})$) zur Normalen emittiert werden. Betrachtet man den Auskopplungsraumwinkelbereich, so bedeutet dies, daß 63 % aller isotrop erzeugten Photonen aus dem Szintillator austreten oder mit einer sehr viel größeren Wellenlänge reflektiert werden, welche außerhalb des Sensitivitätsbereichs der PM liegt.

Die aus dem Szintillator getretenen Photonen werden an der oberen und unteren Aluminiumfolie leicht diffus reflektiert und wandern immer wieder parallelversetzt durch den Szintillator (s. Abb. 4.2), bis sie nach einigen wenigen Reflektionen, je nach Absorptionskoeffizient der Aluminiumfolie, an ihr absorbiert werden. Diese ineffiziente Art des Lichttransportes macht sich für den Nachweis nur in unmittelbarer räumlicher Nähe der PM bemerkbar. Der eigentliche Beitrag der Aluminiumfolie zum Lichttransport geschieht im Zusammenspiel mit der Mikrooberflächenrauigkeit des Szintillators und der Dicke des Luftspalts. Ein Photon, was zuvor an der Aluminiumfolie reflektiert wurde und wieder in den Szintillator eingetreten ist, kann an einer Oberflächenunebenheit so reflektiert wer-

¹Das komplette Modul (inklusive Alufolie) wird in lichtdichte PE-Folie eingewickelt, um das Einkoppeln von äußerem Licht zu verhindern.

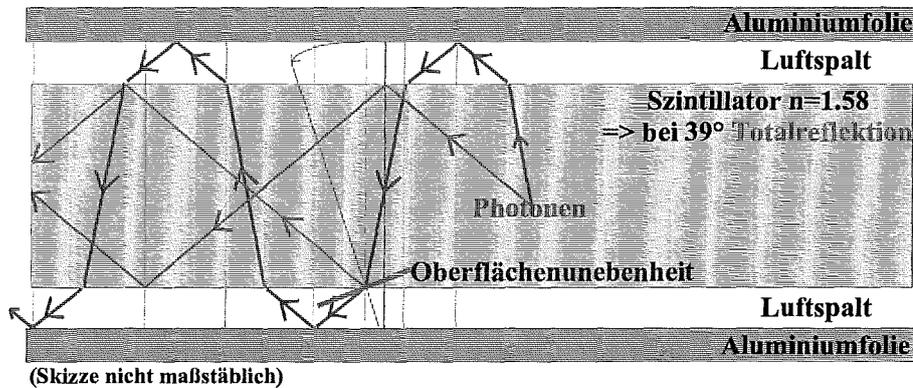


Abbildung 4.2: Lichttransport unter Totalreflektion und mit Aluminiumfolie.

den, daß es im Szintillator wieder unter Totalreflektion transportiert wird. Mit Hilfe der Aluminiumfolie findet über diesen Mechanismus ein weiterer sekundärer Lichttransport im Szintillator statt.

4.1.3 Nachweis über Photomultiplier

Um die Reflektionsverluste beim Übergang der Photonen zwischen dem Szintillator ($n = 1,58$) und dem PM-Glas ($n = 1,54$) zu minimieren, werden Silikon-Pads ($n = 1,45$ s. Anhang F) oder besser optischer Zement ($n_{NE580} = 1,56$) zum Ankoppeln der PM verwendet. Dies verhindert einen verlustreichen Luftspalt² ($n \approx 1,0$), da Glas nicht direkt optisch an Szintillator koppelbar ist.

Trifft ein Photon der Wellenlänge λ auf die Photokathode des PM's, löst es mit der Wahrscheinlichkeit $R_{PM}(\lambda)$, welche man als die spektrale Quanteneffizienz (QE) bezeichnet, über den Photoelektrischen Effekt sogenannte Photoelektronen aus dem Atomverband. Die kinetische Energie dieser Photoelektronen ist gleich der Energie $h\nu$ der Photonen abzüglich der Austrittsarbeit (Einstein-Gleichung). Gemessen wird die absolute spektrale Sensitivität $S_{K,\lambda}$ des PM's über den Kathodenstrom I_K bei einer bestimmten Photonenflußleistung $\Phi_{e,\lambda}$:

$$S_{K,\lambda}[A/W] = \lim_{d\lambda \rightarrow 0} \frac{dI_K[A]}{d\Phi_{e,\lambda}[W]} \quad (4.4)$$

Die Quanteneffizienz $R_{PM}(\lambda)$ ist das Verhältnis der Anzahl von der Kathode emittierter Photonen (n_K) zu den einfallenden (n_0) und errechnet sich aus $S_{K,\lambda}$ wie folgt:

²Luftblasen beim optischen Ankoppeln mit Silikon-Pads oder innerhalb der ausgehärteten Klebefläche müssen vermieden werden.

$$R_{PM}(\lambda) = \frac{n_K}{n_0} = S_{K,\lambda} \cdot \frac{h\nu}{e} = S_{K,\lambda} \cdot \frac{hc}{e\lambda} \quad (4.5)$$

$$R_{PM}(\lambda)[\%] = 124 \cdot \frac{S_{K,\lambda}[mA/W]}{\lambda[nm]} \quad (4.6)$$

Eine Bialkali-Photokathode, wie sie die PM Philips Valvo XP2262/PA und EMI 9814/SA besitzen, hat bei 400 nm die maximale Quanteneffizienz von 26,5 % (s. Abb. 4.3).

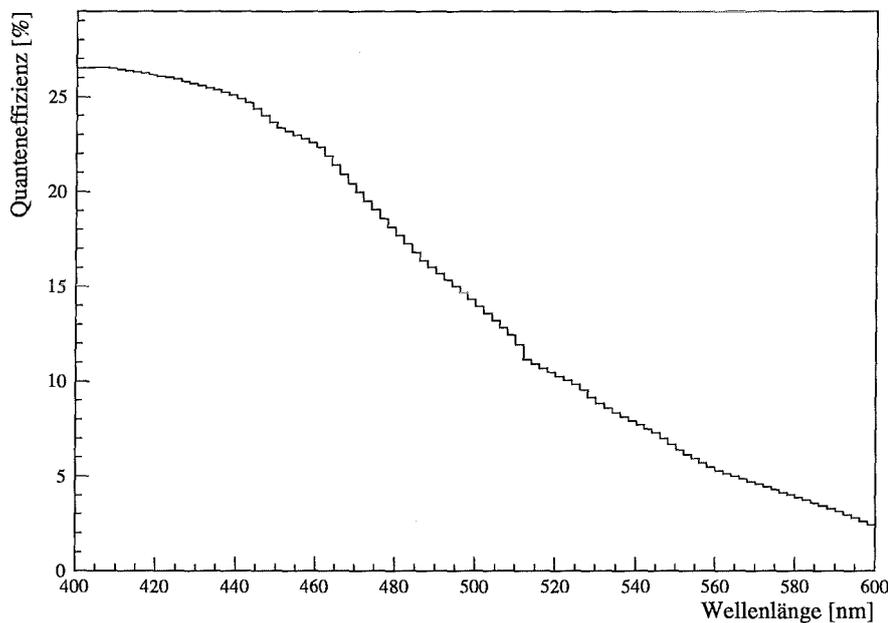


Abbildung 4.3: Spektrale Quanteneffizienz einer Bialkali-Photokathode (EMI 9814).

Um einen meßbaren Strompuls zu erhalten und die Photoelektronen nachweisen zu können, werden im evakuierten PM die Photoelektronen mit etwa 100 V bis zur ersten Dynodenstufe beschleunigt, wo sie Sekundärelektronen herausschlagen, welche wiederum beschleunigt in den folgenden Dynodenstufen die Sekundärelektronenanzahl kaskadentartig vervielfachen (daher auch der Name Multiplier). Ein Spannungsteiler (z.B. linearer Typ für maximale Verstärkung), welcher mit einer Hochspannung von $-1,5 \text{ kV}$ bis $-2,5 \text{ kV}$ betrieben wird, stellt für die einzelnen Dynodenstufen die Beschleunigungsspannungen bereit. Die Verstärkung G eines 12-stufigen PM's ist bei einer angelegten Hochspannung HV von -1500 V ungefähr $10^6 - 10^7$ und folgt dem exponentiellen Gesetz :

$$G = \text{const.} \cdot |HV|^{Index} \quad (Index \approx 9,5) \quad \text{s. Abb. 4.4.a) und Anhang C} \quad (4.7)$$

Das Verwenden einer negativen Hochspannung hat den Vorteil, daß die Signalleitung nicht über einen Kondensator entkoppelt werden muß und die Energieinformation sich somit

nicht zusätzlich verschlechtert.

Denn die Photoelektronenstatistik „verschmiert“ das, mit einem PM gemessene, Energiespektrum. Dieses wird mit einer Gaußfunktion gefaltet, deren σ bzw. FWHM aus dem, von einzelnen Photonen erzeugten, Spektrum (*Single-Electron Spectrum* SES) entnommen wird (s. Abb. 4.4.b) und Anhang C). Das SES ist nicht nur von der Zahl der Photoelektronen abhängig, sondern zeigt zudem charakteristische bauliche Eigenschaften des PM's (z.B. spiegelt der Anstieg im SES zu kleineren Verstärkungen die Zahl an Dynoden zurückgestreuter Photoelektronen wider).

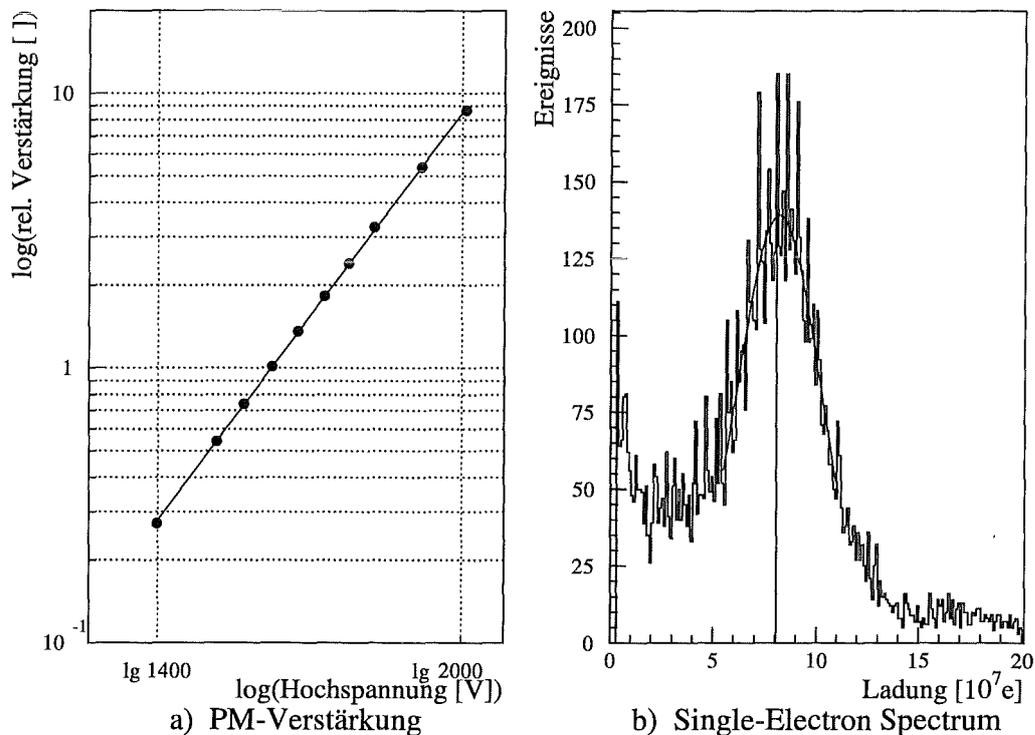


Abbildung 4.4: a) Abhängigkeit der Verstärkung von der Spannung für einen Philips Valvo XP2262/PA PM (#28045) und
b) sein *Single-Electron Spectrum* (gemessen bei 2000 V).

Auch ohne nachgewiesene Photonen wird im PM ein Rauschen detektiert; der sogenannte Dunkelstrom. Ursachen hierfür sind: Verluststrom, thermische Emission, Feldemission oder Untergrundstrahlung.

Magnetfelder reduzieren die Verstärkung des PM's, indem sie die Sekundärelektronen von ihrer Bahn ablenken. Deshalb werden die PM meistens mit einem μ -Metall ummantelt.

4.2 Eingangparameter

Eine M.C.-Simulation kann nur dann das reale Experiment beschreiben, wenn alle Parameter in ihr berücksichtigt werden. Da von den Herstellern BICRON und NE lediglich eine effektive Abschwächlänge der Plastikszintillatoren angegeben wird, ist eine Messung der spektralen Abschwächlänge unerlässlich. Auch die Angaben über die ortsunabhängige Lichtausbeute bezogen auf Anthrazen, welche ohne systematischen oder statistischen Fehler aufgeführt werden, sind angesichts der Schwierigkeit einer solchen Messung fragwürdig. Zu Messen ist darüberhinaus der Brechungsindex der selbst produzierten Silikon-Pads zum leicht handhabbaren optischen Ankoppeln der PM bei den unterschiedlich konfigurierten Testmessungen zur Verifikation der entsprechenden Simulationen. Die zusammenwirkenden Größen Mikrooberflächenrauigkeit des Szintillators, Welligkeit der Aluminiumfolie sowie die Dicke des Luftspalts dazwischen können als einzige freie Parameter aus dem Vergleich mit dem Experiment gewonnen werden.

Es ist grundsätzlich von Vorteil möglichst viele Eingangsgrößen unabhängig von pauschalen Hersteller- oder Literaturangaben in einer Messung zu ermitteln.

4.2.1 Physikalische Größen

- **Emissionsspektrum** (*s. Glg. 4.1*) und **absolute Lichtausbeute** des Szintillators ($7,1 \frac{Phot}{keV}$ für BC-412)
- **Spektrale Abschwächlänge** des Plastikszintillators
- **Quanteneffizienz** der PM

Die *Abbildung 4.5* zeigt diese Spektren in einem Schaubild. Betrachtet man den relevanten Wellenlängenbereich in welchem die Emission und der Nachweis über die PM erfolgt, so ist leicht ersichtlich, daß die Annahme einer konstanten Abschwächlänge des Szintillators keineswegs eine sinnvolle physikalische Beschreibung liefern kann (*s. Glg. 4.8*). In diesem Bereich nimmt die Transparenz fast linear mit der Wellenlänge zu. Eine effektive Abschwächlänge spiegelt somit nicht die Transparenz des Szintillators wider. In eine solche eff. Abschwächlänge fließen alle detektorspezifischen Größen mit ein. Ergo müssen diese immer mitbetrachtet und angegeben werden.

$$I(x[dm]) = I(0) \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda(\lambda)}} \not\approx I(0) \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda_{EFF}}} \quad (4.8)$$

- **Anstiegszeit** (0,593 ns) und **Abklingkonstante** (3,3 ns) des Szintillators bei der Emission.

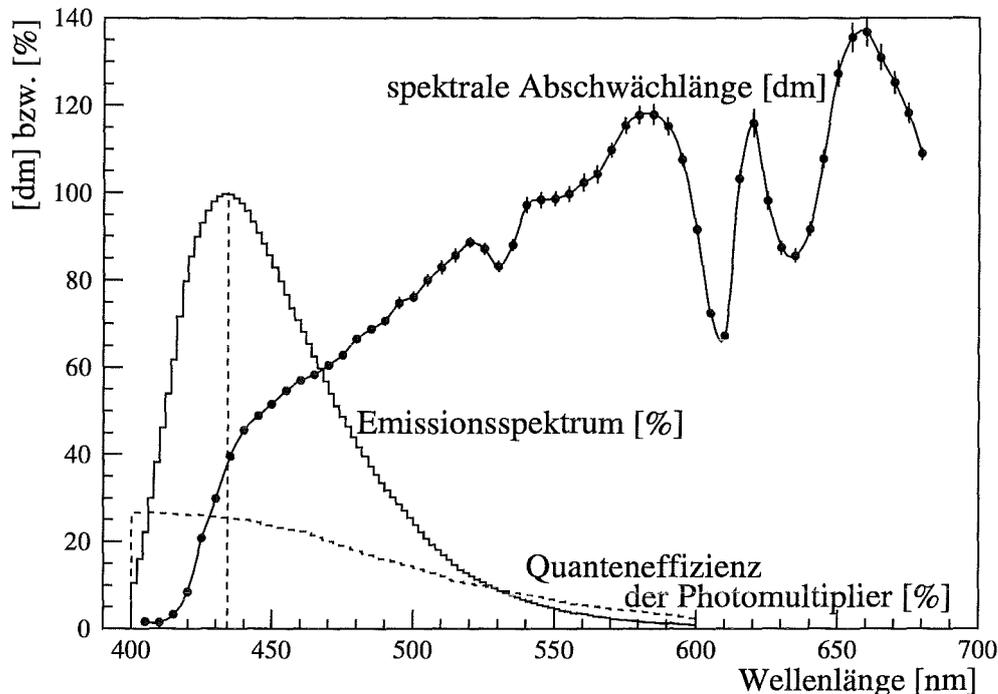


Abbildung 4.5: Eingangsspektren für die M.C.-Simulation : Emissionsspektrum (Maximum bei 434 nm) und gemessene spektrale Abschwächlänge des Szintillators BC-412, sowie die spektrale Quanteneffizienz der PM (Bialkali-Photokathode).

- **Reemissionskoeffizient** : 80 % der absorbierten Photonen werden wieder reemittiert, falls sie bei der Emission eine kleinere Wellenlänge als bei der Absorption haben.
- **Reflektivitäten R , Brechungsindizes n und Oberflächenebenheiten P** der verwendeten Materialien :
 - $R_{\text{Aluminiumblech}} = 95\%$ (Gesamtreflektion laut Hersteller MIRO),
 $R_{\text{Aluminiumfolie}} = 90\%$, $R_{\text{Photokathode}} = 0\%$
 - $n_{\text{Szintillator}} = 1,58$, $n_{\text{optischerZement-NE580}} = 1,56$, $n_{\text{PM-Glas}} = 1,54$
 (Angaben der Hersteller BICRON, NE, Philips und EMI)
 $n_{\text{Silikon-Pads}} = 1,45$ (s. Anhang F)
 - $P_{\text{Szintillator}} = 97\%$, $P_{\text{Aluminiumfolie}} = 50\%$

4.2.2 Geometrie und Konfiguration

- **Ausmaße**
 - **der Veto-Module** : 400 cm, 375 cm oder 315 cm x 65 cm x 5 cm
 - **des Lichtleiters** : 10 cm x 65 cm x 6 cm
- **Winkel und hochreflektierende Aluminiumspiegelbleche** an den Modulenden:

Die Winkel (zur Normalen auf die große Fläche des Moduls) für die 180°-Lichtumlenkung betragen 12° am Szintillator und 7° am Lichtleiter (ebenfalls aus Szintillator). Sie sind optimiert auf maximale Lichtausbeute der Module [Hoe95]. Beide Endflächen eines Veto-Moduls sind mit einem Aluminiumspiegel verkleidet, zur Unterstützung der Lichtumlenkung (Luftspalt zwischen Alu und Szintillator).
- **Position der vier 2-inch-PM** am Lichtleiter:

Die PM sind symmetrisch aber nicht äquidistant über die Breite des Lichtleiters angeordnet. Die Positionen bezogen auf die Mitte sind $-24.1(-24.375)$ cm, $-7.6(-8.125)$ cm, $7.6(8.125)$ cm, $24.1(24.375)$ cm (z. Vgl. die äquidistanten Positionen in Klammern). In einer Simulation sind die Positionen auf gleiche Pulshöhe der PM-Signale optimiert worden [Hoe95]. Die Flächenbelegung durch PM am Lichtleiter beträgt 20 %.
- **Optische Ankopplung der PM:**

Die PM der Veto-Module sind mit optischem Zement geklebt. Für Testmessungen benutzte Silikon-Pads haben eine Dicke von 5 mm.
- **Aluminiumspiegelbleche zwischen den PM** am Lichtleiter (Luftspalt):

Aus Isolationsgründen kann nicht die gesamte Fläche zwischen den PM am Lichtleiter verspiegelt werden. Die Höhe der einzelnen Spiegelbleche beträgt 55 mm. Die beiden äußeren Randstücke sind 52 mm breit, die beiden Zwischenstücke 106 mm und das Alublech zwischen den mittleren PM 93 mm.
- **Dicke des Luftspaltes** zwischen Aluminiumfolie und Szintillator: 0,1 mm

Mit Hilfe der M.C.-Simulation ist die Optimierung der Konfiguration möglich, bezüglich der effektiven Abschwächlänge (da die elektronische ASTERIX-Schwelle auf die Signale von den einzelnen Enden der Veto-Module wirkt), der Lichtausbeute und deren Homogenität über die gesamte Modulfläche. In *Abb. 4.6* ist die bereits optimierte Geometrie und Konfiguration mit den oben aufgelisteten Angaben am Modulende dargestellt (die leicht zerknitterte Aluminiumfolie ist nicht miteingezeichnet).

4.3 Prinzip

Um ein Experiment im Computer zu simulieren, sind, neben der genauen Kenntnis der Geometrie, die Spektren bzw. Wahrscheinlichkeitsfunktionen aller physikalischen Parameter erforderlich. Bei jedem physikalischen Prozeß wird im Monte-Carlo-Verfahren nach

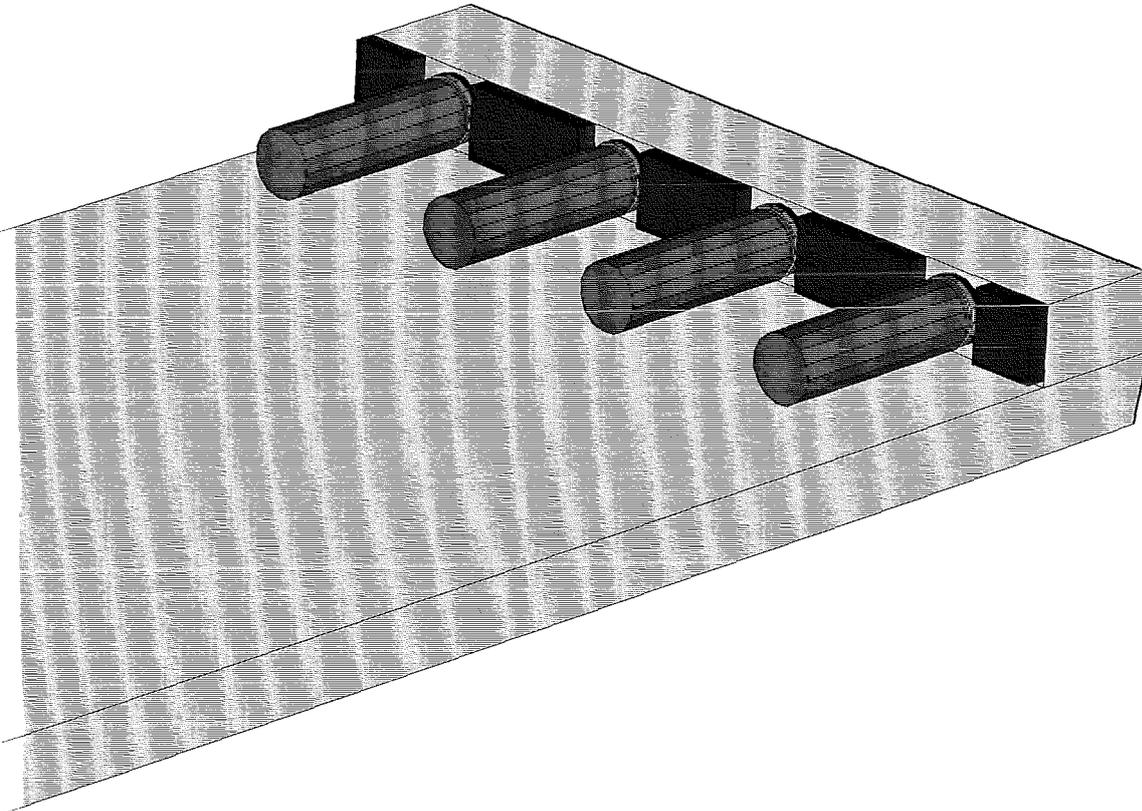


Abbildung 4.6: Darstellung der Geometrie und Konfiguration am Modulende (Dicke der Aluminiumspiegelbleche zwischen den PM nicht maßstäblich).

der entsprechenden Wahrscheinlichkeitsverteilung gewürfelt : Teilchengenerierung, deren Spurverfolgung, Übergänge zwischen unterschiedlichen Materialien etc. Das Endresultat der M.C.-Simulation stimmt bei hinreichender Anzahl an generierten Teilchen mit dem Experiment überein. Aufgabenstellungen, welche aufgrund komplexer Geometrien und Abhängigkeiten der physikalischen Größen nicht mehr analytisch zu lösen sind, können mit Hilfe von Computern in einer M.C.-Simulation geklärt werden. Dazu benötigt man einen Zufallsgenerator, der eine *Random*-Zahl F_{Random} zwischen 0 und 1 liefert und mit dem man eine möglichst hohe Anzahl sich nicht wiederholender zufälliger Ereignisse produzieren kann. Normiert man das Integral über die Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(x)$ auf 1 und formt die Gleichung 4.9 nach der oberen Integrationsgrenze x' um, so erhält man eine Funktion $x' = g(F_{Random})$ mit der jede beliebige Verteilung $f(x)$ durch Zufallszahlen von 0 bis 1 erzeugt werden kann :

$$F_{Random} = \frac{\int_{x_{MIN}}^{x'} f(x) dx}{\int_{x_{MIN}}^{x_{MAX}} f(x) dx} \quad (4.9)$$

Zur Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute wurde GEANT V3.21/04 verwendet (der Fehler in den Routinen GTCKOV und GLISUR wurde behoben). Der benutzte Pseudozufallsgenerator liefert 215 unabhängige, aber reproduzierbare Ketten von 10^9 sich nicht wiederholenden Zufallszahlen. Die Reproduzierbarkeit der Ereignisse erweist sich als sehr nützlich beim Test des Simulationsprogramms mit unterschiedlich implementierten Modul-Konfigurationen.

4.3.1 Energieverlust kosmischer Myonen

Kosmische Myonen sind minimalionisierende Teilchen, d.h. ihr Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ nach Bethe-Bloch ist minimal. Das bedeutet zugleich, daß ihre Energie größer als 378 MeV (das 3,6-fache ihrer Ruhemasse) sein muß bzw. daß sie sich mindestens mit der Geschwindigkeit $v = 0,96c$ bewegen.

Der Energieverlust minimalionisierender Teilchen in Detektoren ist kein konstanter Wert. In sehr dünnen Absorbieren erfolgt die Energiedeposition nach einer Landauverteilung [Lan44]. Der Energieverlust $dE = \Delta_{mp}$ am Maximum der Landauverteilung ist der wahrscheinlichste. Dabei ist zu beachten, daß Δ_{mp} nicht gleich dem mittleren Energieverlust $\bar{\Delta} (\simeq \xi)$ ist.

Von sehr dünnen Absorbieren spricht man, wenn die maximal übertragbare Energie W_{max} sehr groß ist gegenüber dem mittleren Energieverlust: $\frac{\bar{\Delta}}{W_{max}} \leq 0,01$. Die Geschwindigkeit $v = \beta c$ der minimalionisierenden Teilchen bleibt nahezu konstant und die einzelnen Energieüberträge sind hinreichend groß, so daß die Elektronen als frei angenommen werden können. Im Grenzfall $\frac{\bar{\Delta}}{W_{max}} > 1$ geht die Landauverteilung in eine Gaußverteilung über. Die Landauverteilung³ für einen Absorber der Dicke x lautet:

$$f(x, \Delta) = \frac{\phi(\lambda)}{\xi} \quad \text{mit} \quad (4.10)$$

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-u \ln u - u\lambda} \sin(\pi u) du \quad \text{und} \quad (4.11)$$

$$\lambda = \frac{1}{\xi} [\Delta - \xi(\ln \xi - \ln \epsilon + 1 - C)] \quad \text{wobei} \quad \ln \epsilon = \ln \frac{(1 - \beta^2) I^2}{2m_e c^2 \beta^2} + \beta^2 \quad (4.12)$$

Die universelle Funktion $\phi(\lambda)$ muß numerisch berechnet werden (Glg. 4.11). Der Term ξ in Glg. 4.10 entspricht in erster Näherung dem mittleren Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Formel. Die Größe ϵ in Glg. 4.12 stellt den minimalen Energieübertrag unter der Voraussetzung freier Elektronen dar.

3

- I : mittleres Ionisationspotential des Atoms/Moleküls
- m_e : Masse des Elektrons
- C : Euler-Konstante 0,577...
- c : Lichtgeschwindigkeit ($\beta = \frac{v}{c}$)

Abb. 4.7 zeigt die Landauverteilungen der simulierten Energieverluste kosmischer Myonen in einem 5 cm dicken horizontalen bzw. vertikalen Veto-Modul. Das Maximum der Verteilung und damit der wahrscheinlichste Energieverlust Δ_{mp} liegt bei 10,5 MeV im horizontalen bzw. 13,0 MeV im vertikalen Modul.

Die kosmischen Myonen sind entsprechend ihrer räumlichen Verteilung, Ladung und Energie generiert (s. Kapitel 8). Der Energieverlust dieser kosmischen Myonen im Szintillator ist in einer GEANT-Simulation ermittelt. Die Wechselwirkungsorte der Energieverluste entlang der Spur jedes Myons sind dabei für die weitere Simulation von emittierten Photonen gespeichert.

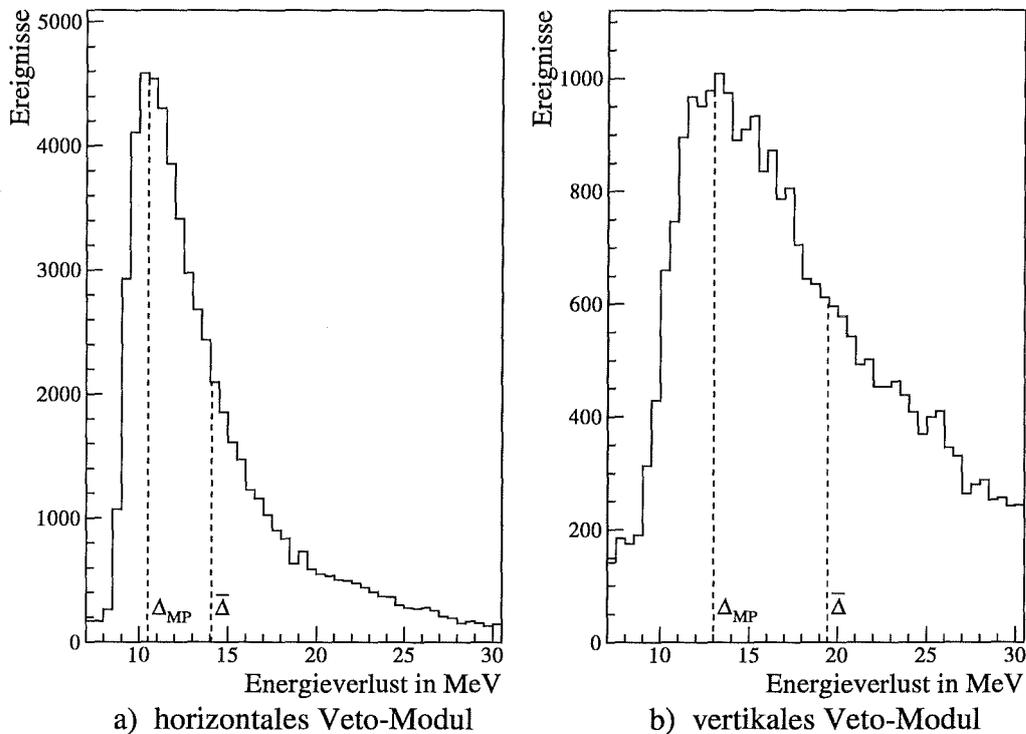


Abbildung 4.7: Landauverteilung der simulierten Energieverluste kosmischer Myonen in einem a) horizontalen bzw. b) vertikalen 5 cm dicken Veto-Modul (3.75 m).

4.3.2 Photonengenerierungsmoden

Das Simulationsprogramm LIGHTALU sieht drei unterschiedliche Moden der Photonengenerierung vor:

1. Photonen durch kosmische Myonen mit Koinzidenz in zwei

Trigger-Paddlen:

Zugelassen sind nur diejenigen kosmischen Myonen, welche in beiden Szintillations-Trigger-Paddlen eine Mindestenergie deponieren. An den Wechselwirkungsorten dieser Myonen im Modul werden entsprechend des Energieverlustes isotrop⁴ Photonen gestartet. Deren Anzahl ergibt sich aus dem Produkt der absoluten Lichtausbeute mit der deponierten Energie und läßt sich, falls aus Rechenzeitgründen erforderlich, nach unten skalieren. Die Wellenlänge der Photonen ist entsprechend dem Emissionsspektrum verteilt.

2. Photonen durch kosmische Myonen über das gesamte Modul

(„free-running“):

In diesem Modus entfällt die Bedingung, daß die Spuren der kosmischen Myonen durch die beiden Trigger-Paddle verlaufen müssen. An jedem Ort einer Energie-deponierung im Modul durch kosmische Myonen werden Photonen generiert. Die Wechselwirkungsorte sind somit über die Fläche des Moduls gleichverteilt (bis auf Randeffekte durch den Lichtleiter und Myonstreifschüsse).

3. Im gesamten Modul gleichverteilte Photonen:

Hierbei entfällt die rechenintensive Simulation der kosmischen Myonen. Die Photonen werden im Modul räumlich gleichverteilt nach dem Emissionsspektrum generiert. Ihre Impulsrichtung ist wieder isotrop gewürfelt.

Da im Simulationspaket GEANT V3.21/04 Cherenkov-Photonen implementiert sind, nicht aber Szintillationsphotonen wird im Lichtausbeutesimulationsprogramm der Cherenkov-Effekt zur Photonenerzeugung „mißbraucht“. Die entsprechenden Programmteile von GEANT wurden soweit erforderlich geändert [Arm95b].

4.3.3 Spurverfolgung und Nachweis

Entsprechend der kompletten Detektorgeometrie übernimmt GEANT die Spurverfolgung der Photonen. Das Verhalten an Grenzschichten zwischen unterschiedlichen Materialien wird nach den Fresnel'schen Formeln berechnet (Totalreflektion, Brechung, Transmission, Reflektion und Absorption an Metallen). Dabei wird zu dem Flächennormalenvektor ein isotroper „Verschmierungsvektor“ addiert, dessen Länge entsprechend der Oberflächenunebenheit skaliert ist. Auf diese Weise lassen sich Mikrooberflächenrauigkeit des Szintillators und Knittergrad der Aluminiumfolie in die Simulation umsetzen. Nach jedem Materialübergang werden die Photonen (falls keine Absorption vorliegt) mit den neuen Phasenraumpunkten weiterverfolgt.

Die mittlere freie Weglänge der Photonen im Szintillator wird aus dem Abschwächlängenspektrum entnommen. Die zurückgelegte Strecke eines Photons bis zu seiner Absorption ist somit nach der, mit der entsprechenden Abschwächlänge, exponentiell abfallenden Intensität verteilt. Ist ein Photon absorbiert, wird mit der Reemissionswahrscheinlichkeit

⁴Kugelkoordinatenwinkel $\cos \theta$ und ϕ sind gleichverteilt.

ein neues Photon nach dem Emissionsspektrum isotrop generiert. Dieses wird nur weiter verfolgt, falls es eine größere Wellenlänge besitzt als das Absorbierte (Energieerhaltung). Trifft ein Photon auf die Photokathode eines PM's, so wird es zunächst absorbiert. Es wird dann mit einer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen, die gleich der QE des PM's bei der jeweiligen Wellenlänge ist. Der Startort, die Spur, Zeit und Wellenlänge des nachgewiesenen Photons werden gespeichert. Um Rechenzeit zu sparen, kann die spektrale QE ($R_{PM}(\lambda)$) hochskaliert werden (solange $R_{PM}(\lambda) \leq 1$ für alle λ).

4.3.4 Simulierte Lichtausbeute

Abb. 4.8 zeigt die simulierte ortsabhängige Lichtausbeute für unterschiedliche PM-Auslesemethoden exemplarisch an einem 3,15 m langen Veto-Modul in der endgültigen bereits optimierten Konfiguration. Es wurden $4 \cdot 10^7$ Photonen gleichverteilt über das gesamte Modul generiert und deren Spuren verfolgt. Die Rechenzeit für diese Simulation beträgt auf einer DEC ALPHA-600/266 circa 17 h.

Aufgetragen ist in Abb. 4.8 die Anzahl der in den entsprechenden PM nachgewiesenen Photonen über deren Startort im Modul. Man erhält damit die ortsabhängige Photonen-nachweiswahrscheinlichkeit bzw. Lichtausbeute. Diese ist keineswegs homogen über die Modulfläche.

Bei der Auslese des Veto-Moduls mit einem äußeren PM (s. 4.8.a) ist die Inhomogenität am größten. Dieser PM weist sehr viele Photonen in seiner direkten räumlichen Nähe nach. Die Lichtausbeute nimmt nicht nur entlang der Modullängsachse (x-Achse) ab, sondern auch senkrecht dazu (y-Achse).

Betrachtet man einen inneren PM (s. 4.8.b), so ist der Abfall senkrecht zur Modullängsachse in der Nähe des PM's nicht mehr ganz so steil.

Die Lichtausbeute ist nahe der PM für beide einzelnen Ausleseanordnungen senkrecht zur Modullängsachse äußerst inhomogen und nimmt zum nahen seitlichen Rand des Moduls sogar monoton zu. D.h. die Nachweiswahrscheinlichkeit ist nur begrenzt korreliert mit der räumlichen Nähe zu den PM.

Beim Einbau der Veto-Module im KARMEN-Detektor werden die vier PM einer Modulseite passiv addiert. Die Ortsinformation senkrecht zur Modullängsachse geht somit verloren. Deshalb ist es wichtig, daß die Lichtausbeute entlang der y-Achse konstant bleibt. Abb. 4.8.c zeigt, daß dies erfüllt ist bei der Auslese des Moduls über die vier PM einer Seite. Die Projektion dieser 2-dim. Lichtausbeute auf die x-Achse ergibt die sogenannte Lichtausbeutekurve, welche die Antwortfunktion des Veto-Moduls darstellt.

Betrachtet man die ortsabhängige Lichtausbeute bei der Auslese über alle acht PM (s. 4.8.d), so läßt sich feststellen, daß die Lichtausbeute für die große Fläche der Veto-Module (bis zu $400 \times 65 \text{ cm}^2$) sehr homogen ist. Mit nur acht 2-inch-PM, welche lediglich 20 % der beiden Stirnflächen an der 180° -Lichtumlenkung des Veto-Moduls belegen, läßt sich mit Hilfe der Optimierung diese über die gesamte Modulfläche äußerst homogene Lichtausbeute realisieren.

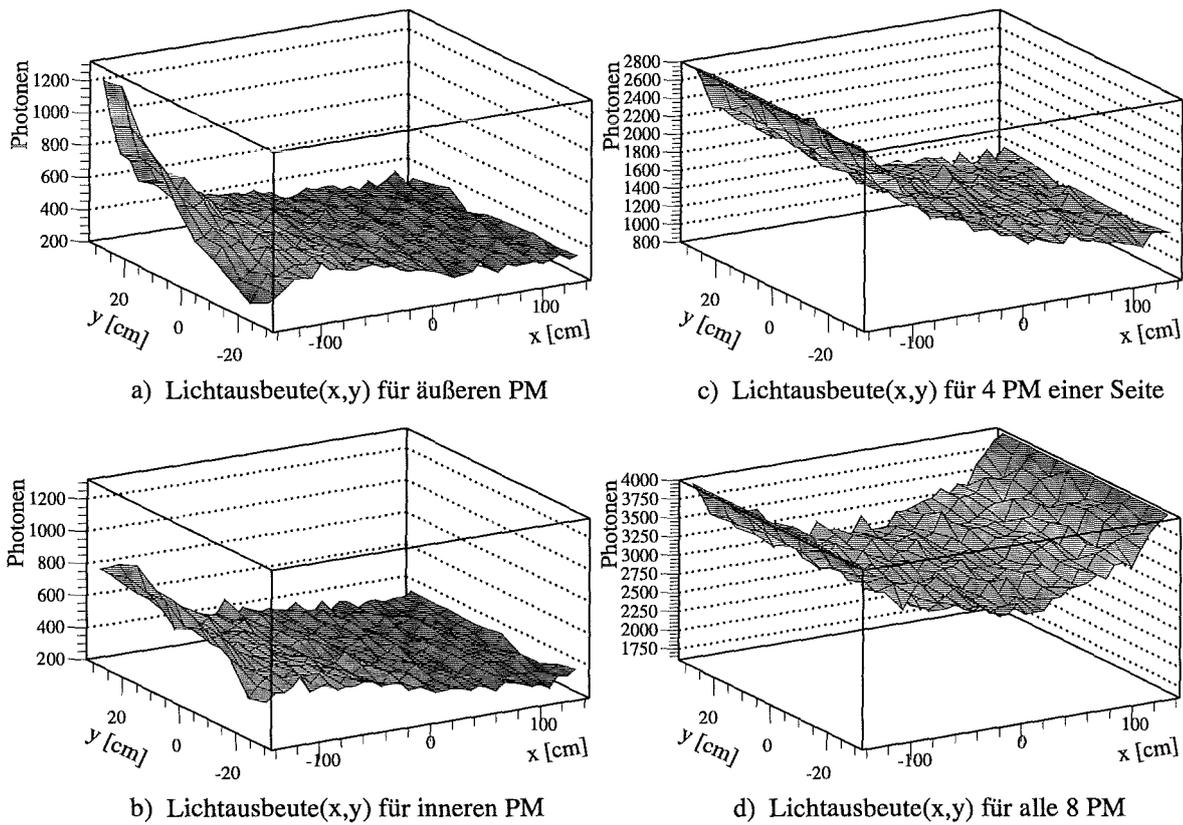


Abbildung 4.8: Simulierte ortsabhängige Lichtausbeute in einem 3,15m langen Veto-Modul mit 180°-Lichtumlenkung und geklebten PM für unterschiedliche PM-Nachweisanordnungen :

- a) Modul nur über einen äußeren PM ausgelesen (Position $y = 24,1$ cm),
- b) Modul nur über einen inneren PM ausgelesen (Position $y = 7,6$ cm),
- c) Modul über die vier PM an einem Ende ausgelesen und
- d) Modul über alle acht PM beider Enden ausgelesen (Modulenden mit Lichtleiter sind abgeschnitten).

Kapitel 5

Messung der ortsabhängigen Lichtausbeute

Die Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute muß zunächst durch Messungen bestätigt werden. Erst danach ist eine Optimierung mit Hilfe der Simulation sinnvoll. Darüberhinaus sind zur Überprüfung der optischen Güte und der Funktion der Veto-Module geeignete Testmessungen unabdinglich.

5.1 Messung mit Myon-Trigger-Paddlen

Durch die Verwendung von Trigger-Paddlen werden ausschließlich kosmische Myonen für die Messung selektiert. Man spricht deshalb auch von Myontelesternen. Die Vorteile bestehen in der eindeutigen Teilchenidentifikation und in der genauen Kenntnis des Ortes der gemessenen Ereignisse. Die Ortsinformation ist unabhängig von Lichtlaufzeiten und Elektronik. Deshalb ist die Messung mit Trigger-Paddlen zur ersten Verifikation der Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute prädestiniert.

5.1.1 Meßprinzip und Versuchsaufbau

Mit dem Versuchsaufbau in *Abb. 5.1* ist es möglich, gleichzeitig in zwei Szintillatormodulen die Lichtausbeute an drei verschiedenen Orten zu messen. Bei einem der beiden Module ($\equiv 1$) werden alle acht PM einzeln ausgelesen, während beim anderen Modul ($\equiv 2$) die Signale der vier PM einer Seite passiv addiert werden.

Beide Module sind von einer leicht zerknitterten Aluminiumfolie umgeben und in schwarze lichtdichte PE-Folie eingewickelt. Die PM sind mit Silikon-Pads optisch an den Szintillator gekoppelt und werden mit Stahlfedern fixiert, welche von hinten auf die PM drücken (Kraft: 100 N). Die komplette PM-Halterungskonstruktion ist samt jeweiligem Modul in einer lichtdichten Holzkiste untergebracht.

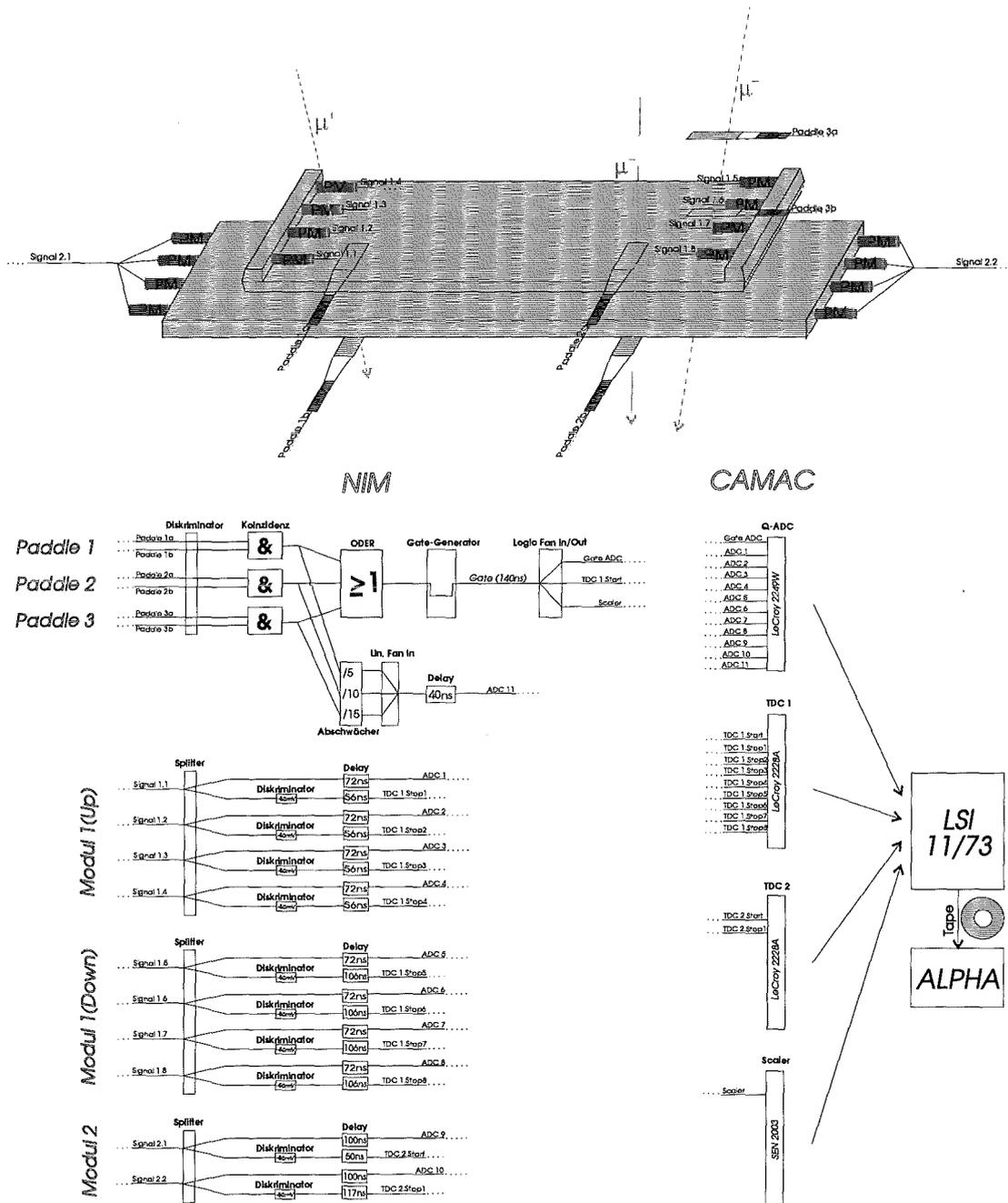


Abbildung 5.1: Versuchsaufbau zur Messung der ortsabhängigen Lichtausbeute in zwei Szintillatormodulen (3.15 m Modul(1) mit 180°-Lichtumlenkung und Einzelphotomultiplierauslese sowie 4 m Modul(2) ohne Lichtumlenkung mit jeweils vier passiv addierten PM). Kosmische Myonen, die in einem der drei Paddle-Paaren eine Koinzidenz auslösen, triggern die Messung.

Geht ein Myon durch ein oberes und ein unteres Paddle, so löst es in diesem Paddle-Paar eine Koinzidenz aus, welche die Auslese der beiden Module triggert. Bei hinreichender Anzahl an Ereignissen kann das Maximum der Landauverteilung des Energieverlustes kosmischer Myonen in den Modulen ermittelt werden (s. Abb. 5.2). Die Lage dieses Landau-maximums (Δ_{mp}) in ADC-Kanälen stellt die relative Lichtausbeute des jeweiligen Moduls an der entsprechenden Paddleposition dar.

Zur Bestimmung der ortsabhängigen Lichtausbeute in den beiden Modulen wird eine Meßreihe aufgenommen, bei der die Positionen der drei Trigger-Paddle-Paare über der Modulfläche variiert werden. Dabei werden je zwei Trigger-Paddle-Paare benutzt, um die Lichtausbeute entlang der Modullängsachse zu bestimmen und ein dünneres Trigger-Paddle-Paar zur Messung senkrecht dazu. Die Paddle¹ zur Messung entlang der Längsachse sind 10 cm breit, 15 cm lang und 1 cm dick. Der Abstand zwischen den oberen und den unteren Paddlen beträgt 62 cm. Die dünneren Paddle sind 4 cm breit, 15 cm lang und ebenfalls 1 cm dick. Ihr Abstand beträgt 50 cm. Durch die Trigger-Paddle wird somit nicht nur der Ort genau festgelegt, sondern auch ein sehr kleiner Raumwinkelbereich für kosmische Myonen selektiert. Deren Spuren verlaufen deshalb nahezu senkrecht zur Modulfläche.

Elektronik :

Die Paddle sowie die PM zur Auslese der Module werden von einer *LeCroy* HV4032A-Einheit mit Hochspannung versorgt. Die Spannung für die Paddles beträgt ca. -2 kV , während die jeweils vier 2-inch-PM (*EMI* 9814/SA) an den Modulenden mit ca. -1600 V betrieben werden. Da immer vier PM einer Modulseite mit nur einer Hochspannung versorgt werden, sind diese vier PM auf gleiche Verstärkung *gematcht*.

Zur Signalauslese werden 10 m lange $50\ \Omega$ -Koaxialkabel (*RG58C/U*) verwendet. Die Widerstände der Signalausgänge der jeweils vier passiv addierten PM des Moduls 2 müssen deshalb vor der Addition $200\ \Omega$ betragen und nicht wie auf den Spannungsteilern serienmäßig vorgesehen $50\ \Omega$.

Die Signale der drei Paddle-Paare werden zunächst diskriminiert (hohe -200 mV -Schwelle um zufällige γ -Koinzidenzen zu separieren). Danach wird eine Koinzidenz (Zeit 70 ns) zwischen dem jeweils oberen und unteren Paddle eines Paares gefordert (s. Abb. 5.1 l. o.). Die logischen NIM-Signale dieser drei möglichen Koinzidenzen werden ODER-verknüpft. Triggert somit mindestens ein Myon-Paddle-Paar, so wird das Gate zur Datenaufnahme der CAMAC-Einheiten ausgelöst. Dieses 140 ns -Gate wird über ein Logic Fan In/Out aufgesplittet: a) für den 11Bit Q-ADC (*LeCroy* 2249W mit maximal -500 pC), b) zum Start des ersten 11Bit TDC's (*LeCroy* 2228A mit einer 50 ps Zeitauflösung) sowie c) zum hochzählen des *Scalers*. Die CAMAC-Einheiten (s. Abb. 5.1 r.) werden von einer LSI-11/73 mit dem Datenaufnahmeprogramm ONCAM [Pli] ausgelesen. Auf einer DEC-ALPHA werden die gespeicherten Daten anschließend ausgewertet.

Um bei der Auswertung die Ereignisse den unterschiedlichen Trigger-Paddlen wieder zu-

¹Ein Paddle besteht aus einem quaderförmigen Stück Plastiksintillator und einem sich verjüngenden Lichtleiter aus Plexiglas mit PM. Die angegebenen Maße für das Paddle beziehen sich auf das Nachweisvolumen des Szintillators. Die Komponenten sind optisch geklebt. Der Szintillator und der Lichtleiter sind in leicht zerknitterte Alufolie eingewickelt, um einen Luftspalt für die Totalreflektion zu gewährleisten. Das ganze Paddle ist lichtdicht verpackt.

ordnen zu können, werden die logischen NIM-Signale der drei Koinzidenzeinheiten verschieden abgeschwächt und zusammen auf einen Eingang des Q-ADC's gegeben.

Die acht Signale des Moduls 1 mit Einzelphotomultiplierauslese, sowie die beiden des Moduls 2 mit addierten PM werden zunächst in einen Zeit- und einen Energiezweig aufgesplittet (s. Abb. 5.1 l. u.). Im Energiezweig werden die Signale entsprechend den Durchgangszeiten der elektronischen Logikbausteine verzögert auf die Eingänge des Q-ADC's geleitet. Die Zeitsignale werden zuerst diskriminiert (sehr niedrige -50 mV-Schwelle um keine Ereignisse zu verlieren). Danach werden die acht logischen Signale des Moduls 1 wiederum verzögert auf die Stop-Eingänge des ersten TDC's geführt. Von den beiden logischen Zeitsignalen des Moduls 2 wird ein kürzer verzögertes zum Start und das länger verzögerte zum Stop des zweiten TDC's benutzt.

Für Modul 2 wird somit die Differenzlichtlaufzeit zwischen den beiden Modulenden gemessen, während für Modul 1 die relativen Zeiten vom Durchgang eines Myons durch ein Trigger-Paddle-Paar bis zum Ansprechen der einzelnen acht PM aufgenommen werden.

Der Ladungsnullpunkt (*Pedestal*) des ADC's wird mit Hilfe eines 50 Hz-NIM-Testpulsers nach jeder Messung bestimmt und das jeweilige Spektrum bei der Auswertung entsprechend korrigiert.

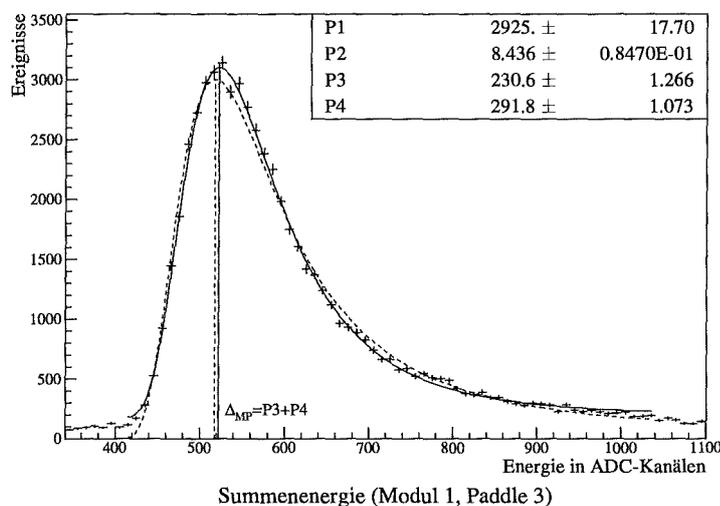


Abbildung 5.2: Mit Hilfe von Trigger-Paddlen gemessene Landauverteilung des Energieverlustes kosmischer Myonen in einem 5 cm dicken und 3,15 m langen BC-412 Modul (Position des Paddle-Paares 3 am äußeren Modulrand, 26 cm vor dem Lichtleiter von Modul 1).

Miteingezeichnet ist der χ^2 -Fit für die Parametrisierungsfunktion samt Fitwerten und deren Fehlern (z. Vgl. gestrichelt dazugezeichnet der χ^2 -Fit für die einfachere Funktion).

Um bei der Auswertung die Lage der Landaumaxima (Δ_{mp}) in den gemessenen Spektren zu bestimmen, wird nicht auf die Definition der Landauverteilung (s. Glg. 4.10) zurückgegriffen, sondern es wird eine recheneffizientere Parametrisierungsfunktion verwendet. Diese sollte möglichst wenige Parameter besitzen und dennoch die Verteilung im Bereich ihres Maximums gut beschreiben.

Mit Hilfe eines χ^2 -Fits werden die vier Parameter folgender Funktion $f_0(E)$ bestimmt [Wol95]:

$$f_0(E) = p_1 \cdot e^{-p_2 \left(1 - \frac{p_3}{E-p_4}\right)^2} \quad \text{mit} \quad f_0(\Delta_{mp} = p_3 + p_4) = \max\{f_0(E)\} \quad (5.1)$$

In Abb. 5.2 ist exemplarisch das Ergebnis dieses Fits gestrichelt eingezeichnet. Bei hinreichend guter Statistik fällt jedoch auf, daß die Lage des mit der Funktion $f_0(E)$ [aus 5.1] gewonnenen Maximums nicht genau mit der des tatsächlichen Landaumaximums übereinstimmt. Eine bessere Beschreibung der Landauverteilung liefert die Funktion $f(E)$ bei der die Asymptote der Funktion $f_0(E)$ subtrahiert und dafür ein empirischer relativer Untergrundwert hinzuaddiert wird:

$$\begin{aligned} f(E) &= f_0(E) - \lim_{E \rightarrow \infty} f_0(E) + 7\% \cdot f_{0,\max}(\Delta_{mp}) \\ &= p_1 \cdot e^{-p_2 \left(1 - \frac{p_3}{E-p_4}\right)^2} - p_1 \cdot e^{-p_2} + 0,07 \cdot p_1 \end{aligned} \quad (5.2)$$

wobei $E > \frac{p_3}{2} + p_4$ und $f(\Delta_{mp} = p_3 + p_4) = \max\{f(E)\}$

Die durchgezogene Kurve in Abb. 5.2 zeigt diese Funktion $f(E)$ [aus 5.2] mit den über einen χ^2 -Fit gewonnenen Parametern:

Hierzu werden die Funktionsparameter mit Hilfe von Programmroutinen aus MINUIT variiert und χ^2 minimiert. Das χ^2 und seine Verteilung $\mathcal{P}(\chi^2)$ mit ndf Freiheitsgraden sind dabei wie folgt definiert (wobei $\Gamma(\frac{ndf}{2})$ die *Gamma-Funktion* ist):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{y(i) - f(x(i), p_1, p_2, \dots, p_k)}{\sigma_y(i)} \right)^2 \quad \text{und} \quad \mathcal{P}(\chi^2) = \frac{\left(\frac{\chi^2}{2}\right)^{(ndf/2)-1} \cdot e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{2 \cdot \Gamma(\frac{ndf}{2})} \quad (5.3)$$

Ein einfaches Testkriterium für die Güte eines Fits ist das reduzierte χ^2 ($\equiv \chi^2/ndf$). Liegt dessen Wert nahe bei 1, so bedeutet dies, daß die Abweichungen der gemessenen Werte $y(i)$ von den erwarteten $f(x(i), p_1, p_2, \dots, p_k)$ in der Größenordnung der Fehler $\sigma_y(i)$ sind und der Fit somit gut ist. Bei deutlich größerem χ^2/ndf muß an der Hypothese gezweifelt werden. Ist dagegen χ^2/ndf deutlich kleiner als 1, stellt sich die Frage, ob die Fehler nicht überschätzt sind. Im allgemeinen wird jedoch ein Fit akzeptiert, wenn die Wahrscheinlichkeit, daß χ^2 größer ist als der gemessene χ^2 -Wert mehr als 5% beträgt ($\int_{\chi^2}^{\infty} \mathcal{P}_0(\chi^2) d\chi^2 \geq 0,05$).

5.1.2 Lichtausbeute entlang der Modullängsachse (effektive Abschwächlänge)

Zur Messung der Lichtausbeute entlang der Modullängsachse werden die x-Positionen der Trigger-Paddle-Paare 1 und 2 aus Abb. 5.1 variiert. Der mittlere Abstand der Paddle zum Modulrand bleibt konstant (für die nachfolgende exemplarische Meßreihe ist $y = 18,5$ cm bei 65 cm Gesamtbreite des Moduls). Die Meßzeit pro Position ist in der Größenordnung von einem Tag.

Trägt man die aus den einzelnen Messungen bestimmten Landaumaxima der kosmischen Myonen über der x-Position der Trigger-Paddle-Paare auf, so erhält man die in Abb. 5.3 für ein 3,15 m BC-412 Veto-Modul dargestellten Lichtausbeutekurven.

Die Abb. 5.3.a und 5.3.b zeigen die beiden Lichtausbeutekurven für die Auslese des Moduls über die jeweils vier PM an den Stirnenden *Up* und *Down*. Wie erwartet nimmt dabei die Lichtausbeute zum fernen Ende hin exponentiell ab. Miteingezeichnet ist deshalb jeweils das Ergebnis eines χ^2 -Fits für eine e-Funktion unter der Annahme einer konstanten effektiven Abschwächlänge. Für das Ende *Up* dieses Moduls ergibt sich eine eff. Abschwächlänge von (535 ± 5) cm ($\chi^2/ndf = 765,5/13 = 58,9$) und für das Modulende *Down* (594 ± 8) cm ($\chi^2/ndf = 155,4/13 = 12,0$). Dem Wert für das Modulende *Down* ist aufgrund des sehr viel kleineren aber immer noch großen χ^2/ndf mehr zu vertrauen, so daß dieses Modul eine eff. Abschwächlänge von ca. 600 cm besitzt, was der Spezifikation von BICRON entspricht.

Da die spektrale Abschwächlänge bzw. Transparenz im relevanten Wellenlängenbereich jedoch keinesfalls konstant ist (s. Abb. 4.5), kann eine effektive Abschwächlänge keine physikalisch sinnvolle Beschreibung liefern. Dies äußert sich in den schlechten Werten für das χ^2/ndf , welche die Hypothese eines einfachen exponentiellen Gesetzes nicht bestätigen und dieses nur mit sehr geringer Sicherheit d.h. in grober Näherung zulassen.

Die Kenntnis dieser konfigurationsspezifischen effektiven Abschwächlänge ist für die Veto-Module trotzdem von großer Bedeutung. Denn die elektronische Asterix-Schwelle wirkt auf die Signale der beiden einzelnen Moduleseiten. Bei einer zu geringen effektiven Abschwächlänge ist die resultierende Energieschwelle am nahen Ende sehr viel niedriger als am entfernten. Diese deutlich unterschiedliche Energieschwelle über die Länge des Moduls hätte somit eine schlechte μ - γ -Trennung zur Folge.

Im Gegensatz zu den Lichtausbeutekurven der einzelnen Modulenden verläuft die Summe aus beiden (d.h. Auslese mit allen acht PM) über die gesamte Länge des Moduls sehr flach. Vergleicht man diese Summe in Abb. 5.3.c mit den einzelnen Lichtausbeutekurven *Up* und *Down* in Abb. 5.3.d zeigt sich, daß sich die Summe (Auslese mit acht PM) ebenso aus der Addition der beiden gegenläufigen Lichtausbeutekurven (Auslese mit jeweils vier PM) ergibt.

Die beiden Versorgungshochspannungen des Moduls sind so gewählt, daß die gematchten PM beider Seiten die gleiche Verstärkung aufweisen. Im Idealfall exakt gleicher Verstärkung aller PM schneiden sich die Lichtausbeutekurven *Up* und *Down* in der Modulmitte (vgl. Abb. 5.3.d).

Das Resultat der M.C.-Simulation der Trigger-Paddle-Messung ist für die Summe in Abb. 5.3.c und für die einzelnen Modulenden in Abb. 5.3.d zum Vergleich gestrichelt miteinge-

zeichnet. Die Werte der Simulation sind auf das Landaumaximum der gemessenen Summe in der Modulmitte normiert (s. Abb. 5.3.c). Die Werte der Simulation stellen die relative Anzahl nachgewiesener Szintillationsphotonen vom Entstehungsort d.h. der Position der Myon-Trigger-Paddle dar. Für die Simulation der Summe aus beiden Modulenden dienen alle acht PM zum Nachweis, während für die einzelnen Enden nur die jeweils dort platzierten vier PM zugelassen sind.

Vergleicht man die Simulation mit dem Experiment, so ergibt sich für die relative Licht-

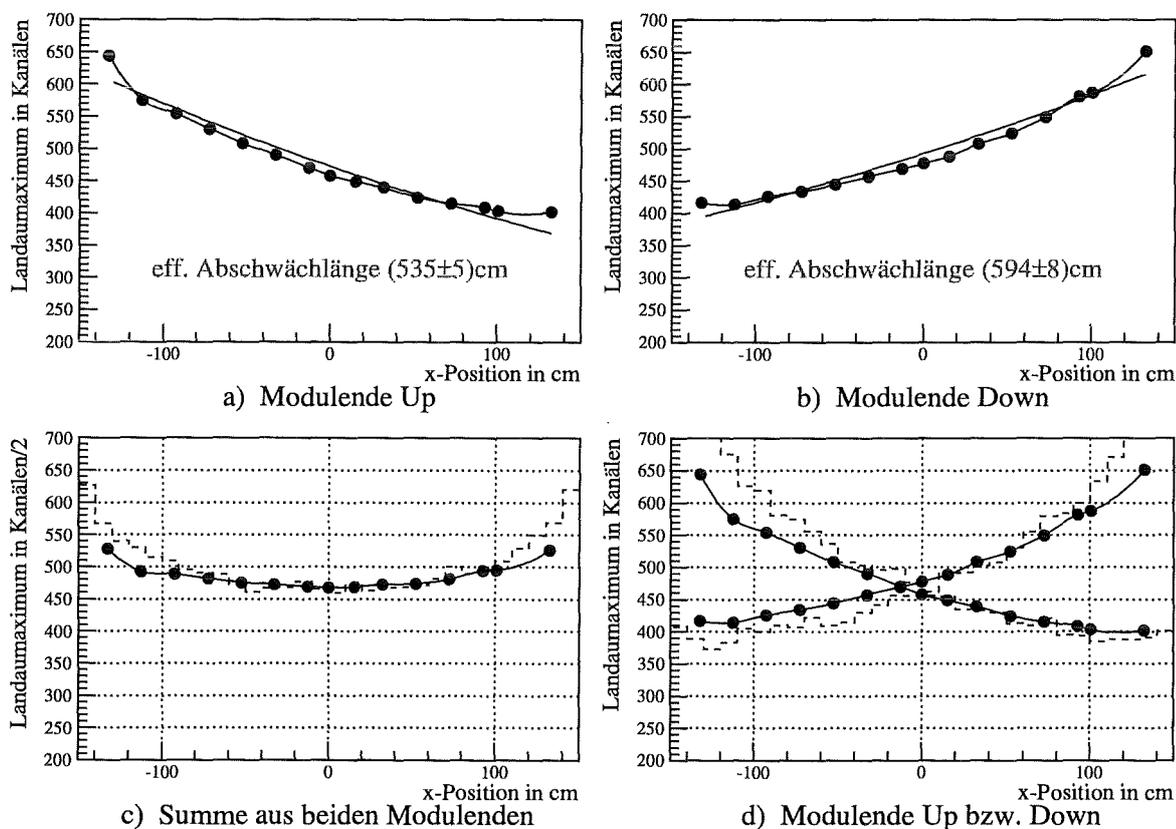


Abbildung 5.3: Mit Trigger-Paddlen gemessene Lichtausbeutekurve entlang der Modul längsachse (bzw. effektive Abschwächlänge) eines 3.15 m langen BC-412 Veto-Moduls mit 180°-Lichtumlenkung :

- a) Auslese über vier PM am Modulende *Up* und b) am Modulende *Down*.
 c) Summenenergie bei der Auslese über alle acht PM an beiden Modulenden.

d) Lichtausbeutekurven a) und b) in einem Schaubild.

(In den beiden oberen Schaubildern a) und b) ist jeweils das Ergebnis eines χ^2 -Fits für eine e-Fkt. miteingezeichnet, während in den beiden unteren Schaubildern c) und d) die Werte der Simulation z. Vgl. gestrichelt mitdargestellt sind.)

ausbeute entlang der Modullängsachse eine gute Übereinstimmung sowohl für die beiden Modulenden (s. Abb. 5.3.d) als auch in der Summe (s. Abb. 5.3.c).

Abb. 5.4 zeigt die Lichtausbeutekurve für das Modulende *Down* des mit den Trigger-Paddlen gleichzeitig gemessenen 4 m langen NE-110A Moduls mit jeweils vier passiv adierten PM (das Modul besitzt zudem keine 180°-Lichtumlenkung). Die ermittelte effektive Abschwächlänge beträgt für das Modul (401 ± 4) cm ($\chi^2/ndf = 109,9/15 = 7,3$). Dieses Modul erfüllt somit nicht die Spezifikation von NE, da die effektive Abschwächlänge deutlich unter 600 cm liegt.

Da neben dem Hersteller BICRON auch die Firma NE zur Auswahl steht, wurden zu Testzwecken nicht nur BC-412 Module gemessen, sondern auch zwei 4 m lange NE-110A Module ohne Lichtumlenkung. Daß eines dieser beiden Module die Spezifikation für die eff. Abschwächlänge nicht erfüllt, obwohl die mit dem Zweistrahlaserphotometer gemessene spektrale Transparenz für eine 1 m lange NE-110A Probe im Vergleich zu BC-412 nicht wesentlich schlechter ist, deutet auf Probleme bei dem v.a. für großflächige Plastikzintillatoren entscheidenden Herstellungsprozeß hin. BC-412 ist somit nicht nur aufgrund des besseren Gütefaktors (optische Eigenschaften) zum Bau der Veto-Module vorzuziehen, sondern auch unter dem Aspekt der Zuverlässigkeit in der Produktionsqualität.

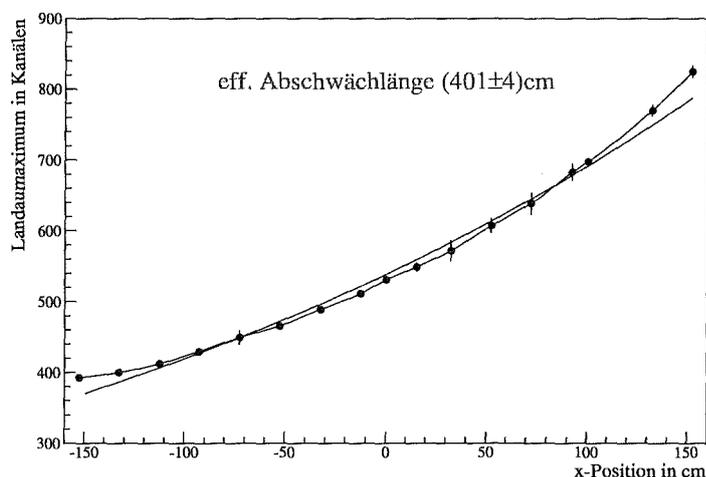


Abbildung 5.4: Mit Trigger-Paddlen gemessene Lichtausbeutekurve entlang der Modullängsachse (bzw. effektive Abschwächlänge) eines 4 m langen NE-110A Moduls ohne Lichtumlenkung.

5.1.3 Lichtausbeute senkrecht zur Modullängsachse (Homogenität)

Die jeweils vier PM an den beiden Enden der Veto-Module werden passiv addiert. Als Ortsinformation ist über die Differenzlichtlaufzeit zwischen den beiden Enden lediglich die x-Position entlang der Modullängsachse zugänglich. Da die Information über die y-Position senkrecht dazu dann nicht mehr zur Verfügung steht, ist die Homogenität der Lichtausbeute $L(y)$ über die gesamte Breite von 65 cm eine wichtige Bedingung für die Veto-Module.

Aus der M.C.-Simulation eines Veto-Moduls (s. Abb. 4.8) ist ersichtlich, daß die Inhomogenität der Lichtausbeute $L(y)$ senkrecht zur Längsachse für einzelne PM am nahen Modulende am größten ist. Zur Messung und Untersuchung der Lichtausbeute $L(y)$ ist es deshalb erforderlich die PM eines Veto-Moduls einzeln elektronisch auszulesen und bei dieser Meßreihe die y-Position des Trigger-Paddle-Paares 3 aus Abb. 5.1 nahe am Ende des 3,15 m langen Moduls zu variieren. Der konstante mittlere Abstand der Paddle zum 10 cm langen Lichtleiter ist darum nur $x = 26,5$ cm bei der nachfolgenden exemplarischen Meßreihe. Pro Position wird mindestens einen Tag gemessen.

Trägt man die aus den einzelnen Messungen bestimmten Landaumaxima der kosmischen Myonen für jeden PM am nahen Modulende über der y-Position des Trigger-Paddle-Paares auf, so erhält man die in Abb. 5.5.a für ein 3,15 m langes BC-412 Veto-Modul dargestellten Lichtausbeutekurven $L(y)$.

Die einzelnen Lichtausbeutekurven $L(y)$ der PM sind normiert, um kleine Unterschiede in der Verstärkung und Ankopplung der PM (Silikon-Pads) sowie in der Signalabschwächung zu eliminieren. Zur Normierung wird eine symmetrische Meßreihe am anderen Modulende aufgenommen. Die PM der ersten Messung sind dann am fernen Ende und können über ihre dortige konstante Lichtausbeute $L(y)$ normiert werden.

Betrachtet man Abb. 5.5.a, so zeigt sich, daß alle Lichtausbeutekurven $L(y)$ zum Modulrand hin streng monoton zunehmend bzw. abfallend sind. Bei der y-Position des jeweiligen PM's weisen die Kurven kein Maximum auf. Dies bedeutet, daß am nahen Modulende die beiden seitlichen Außenränder eine lichtsammelnde Wirkung besitzen: Der Raumwinkelbereich des nachgewiesenen emittierten Szintillationslichtes wird vergrößert und die mittlere Weglänge des nicht direkten Lichtes verkürzt. Die Lichtausbeutekurven $L(y)$ der einzelnen PM lassen sich aufgrund der Symmetrie in zwei unterschiedliche Klassen einteilen :

- Äußere PM (PM1 und PM4 in Abb. 5.5.a)
- Innere PM (PM2 und PM3 in Abb. 5.5.a)

Für äußere PM ist die Steigung der Lichtausbeutekurve(y) und somit deren Inhomogenität größer als für die inneren PM.

Die experimentellen Meßwerte bestätigen dabei die M.C.-Simulation dieser Trigger-Paddle-Messung sehr gut. Diese ist in Abb. 5.5.a für einen äußeren PM (PM4) und einen inneren (PM2) gestrichelt miteingezeichnet. Normiert ist die Anzahl in den PM nachgewiesener simulierter Photonen auf den Wert der Messung für vier addierte PM am nahen Ende bei $y=0$ (s. Abb. 5.5.b).

Entscheidend für die Homogenität der Lichtausbeute $L(y)$ senkrecht zur Modul längsachse ist jedoch, wie konstant die Summe der vier PM am nahen Ende über die gesamte Breite von 65 cm verläuft. In Abb. 5.5.b ist deshalb zusätzlich zur Messung das Ergebnis eines χ^2 -Fits für eine konstante Lichtausbeute $L(y)$ mitdargestellt ((497 ± 2) Kanäle wobei $\chi^2/ndf = 12,42/12 = 1,04$). Hieraus ergibt sich, daß die Lichtausbeute $L(y)$ innerhalb der Meßfehler konstant ist und somit diese Bedingung für ein Veto-Modul mit 180° -Lichtumlenkung erfüllt wird. Dies bestätigt die gestrichelt miteingezeichnete Simu-

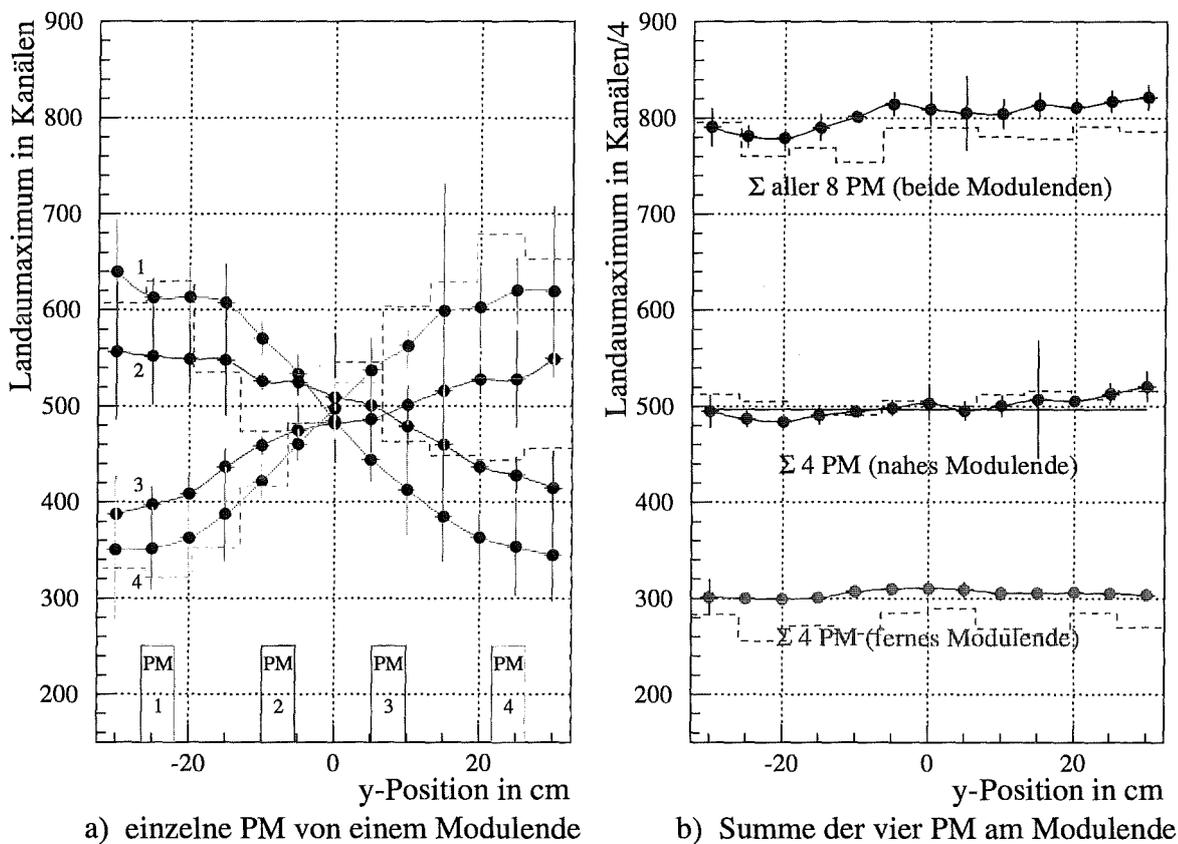


Abbildung 5.5: Mit Trigger-Paddlen gemessene rel. Lichtausbeute senkrecht zur Modul längsachse eines 3.15 m langen und 65 cm breiten BC-412 Moduls mit 180° -Lichtumlenkung (feste mittlere x-Position des Paddle-Paares 26.5 cm vor dem Lichtleiter) :

a) Auslese über vier einzelne PM am nahen Modulende. (Für PM2 und PM4 sind gestrichelt die Werte der Simulation miteingezeichnet.)

b) Homogenität der Summe der vier PM am nahen bzw. am fernen Modulende, sowie der Summe aller acht PM. Die gestrichelten Linien entsprechen der Simulation. Das Ergebnis eines χ^2 -Fits für eine konstante Lichtausbeute $L(y)$ ist für das nahe Modulende miteingezeichnet.

lation. Gleiches gilt für das ferne Ende sowie der Summe aus beiden.

Die Abstände zwischen den vier PM sind nicht äquidistant, da die beiden inneren PM dichter beieinander angeordnet sind, um eine möglichst gleiche Pulshöhe der PM-Signale zu gewährleisten (s. Abschnitt 4.2.2 und [Hoe95]).

Aus den Abb. 5.5.a und 5.5.b ist zudem ersichtlich, daß sich die Landaumaxima der einzelnen PM sowie der Summe aus vier bzw. aller acht wiederum an jeder y-Position additiv verhalten (analog zu den Lichtausbeutekurven(x) entlang der Modullängsachse).

5.1.4 Linearität der Differenzlaufzeit

Die Ortsinformation innerhalb der Veto-Module wird über die Differenzlichtlaufzeit dT zwischen den beiden Stirnenden Up und $Down$ gewonnen. Die Bedingung hierfür ist jedoch ein linearer Zusammenhang zwischen der Lichtlaufzeit t und dem Ort x des Ereignisses. In einem Veto-Modul ist nur der zuerst ansprechende PM jeder Seite für das Start- bzw. Stoppsignal verantwortlich. Die Differenzlaufzeit dT entspricht deshalb der Differenz der beiden Laufzeiten $\Delta t_{min,Up}$ und $\Delta t_{min,Down}$ zwischen dem Signal des triggernden Paddle-Paares und dem des frühesten PM's jeder Seite. Durch die Bildung der Differenz beider Seiten erhält man gerade die doppelte Lichtlaufzeit $2t = dT$. Für die mittlere Longitudinalgeschwindigkeitskomponente \bar{v}_x ergibt sich hiermit :

$$\bar{v}_x = \frac{2x}{dT} = \frac{2x}{\Delta t_{min,Up} - \Delta t_{min,Down}} \quad (5.4)$$

In Abb. 5.6 ist deshalb die x-Position des Trigger-Paddles über der Differenzlichtlaufzeit² $(\Delta t_{min,Up} - \Delta t_{min,Down})/2$ aufgetragen. Verwendet wurde hierzu die Trigger-Paddle-Messung entlang der Längsachse eines 3,15m BC-412 Veto-Moduls aus Abschnitt 5.1.2. Miteingezeichnet ist der χ^2 -Fit für eine Gerade. Die Longitudinalgeschwindigkeitskomponente³ \bar{v}_x , welche der Geradensteigung entspricht, beträgt $(14,47 \pm 0,06) \frac{cm}{ns}$ (wobei $\chi^2/ndf = 13,33/13 = 1,03$ und $\sigma_{syst.}(x\text{-Position}) = 1,2 \text{ cm}$).

Der lineare Zusammenhang zwischen Lichtlaufzeit und Ort ist über die gesamte Länge des Moduls sehr gut erfüllt. Es ist somit gerechtfertigt die Differenzlaufzeit dT als gleichwertige Meßgröße für die x-Position längs des Moduls zu verwenden.

Damit das Startsignal zeitlich immer vor dem stoppenden liegt, muß das Stoppsignal eines 4m Veto-Moduls um mindestens $29 \text{ ns} = \frac{420 \text{ cm}}{\bar{v}_x}$ verzögert werden. Beim Einbau der Veto-Module im KARMEN-Detektor sind darum 12,5m Längenunterschied der Signalkabel zwischen Up - und $Down$ -Ende der Module verwendet, was 50 ns entspricht.

²Die TDC-Werte der Differenzlichtlaufzeiten sind jeweils mit einem χ^2 -Fit für eine Gauß'sche Normalverteilung bestimmt.

³z. Vgl.: Die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator beträgt $\frac{c_0}{1,58} = 19,0 \frac{cm}{ns}$

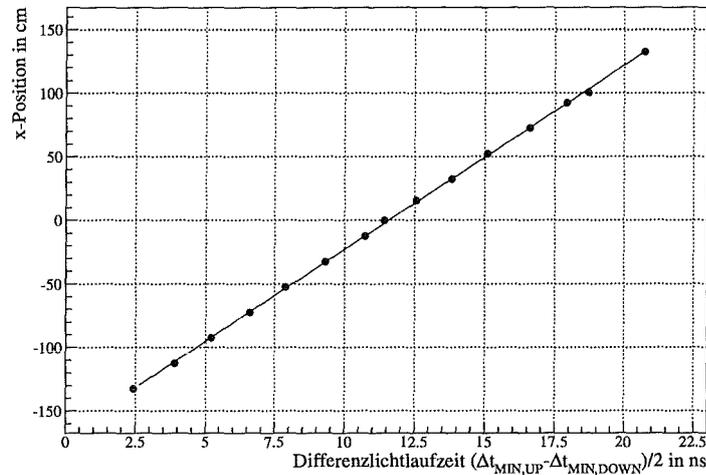


Abbildung 5.6: Lineare Abhängigkeit der Differenzlaufzeit des Szintillationslichtes von der x-Position der Myon-Trigger-Paddle längs einem 3.15 m BC-412 Veto-Modul (180°-Lichtumlenkung).

5.2 Modultests mit der „free-running-Messung“

Für die Tests der Veto-Module beim Einbau im KARMEN-Detektor sowie für die Testmessungen unterschiedlicher Konfigurationen zur Optimierung der Veto-Module, ist die Verwendung von Myon-Trigger-Paddlen ungeeignet: Zum einen ist die Meßzeit im Bereich von Tagen nicht akzeptabel und zum anderen lassen sich keine Aussagen über die Myon-Gamma-Trennung machen. Deshalb werden die Module wie auch später beim Betrieb des KARMEN-Detektors „free-running“ (freilaufend) gemessen. Als einziger Trigger dient dabei die Koinzidenzbedingung aus beiden Modulenden. Aufgrund der sehr viel höheren Rate verringert sich die minimale Meßzeit auf ca. 20 min, da die gesamte Modulfläche zum Nachweis dient. Neben kosmischen Myonen triggern auch γ 's aus dem Untergrund die Messung, sowie die elektromagnetische Komponente der Höhenstrahlung. Beim Betrieb der abgeschirmten Veto-Module im KARMEN-Bunker verursachen v.a. γ 's unnötige Totzeit und müssen deshalb separiert werden. Mit den aus der free-running-Messung gewonnenen Spektren lassen sich sofort Aussagen über die Güte dieser μ - γ -Trennung und die Funktion der Module machen.

5.2.1 Meßprinzip und Versuchsaufbau

Für die free-running-Messungen mit den Prototypmodulen wird der in Abb. 5.7 dargestellte Versuchsaufbau verwendet: Das Modul ist genauso wie bei der Trigger-Paddle-Messung in einer lichtdichten Kiste installiert. Die PM werden einzeln ausgelesen und sind mit Silikon-

Pads optisch an den Szintillator gekoppelt. Getriggert wird die Messung von Ereignissen, die jeweils in mindestens einem PM beider Modulenden Signale produzieren, welche über der für einen PM angelegten Schwelle sind. (Bei Modulen mit passiv addierten PM entfällt

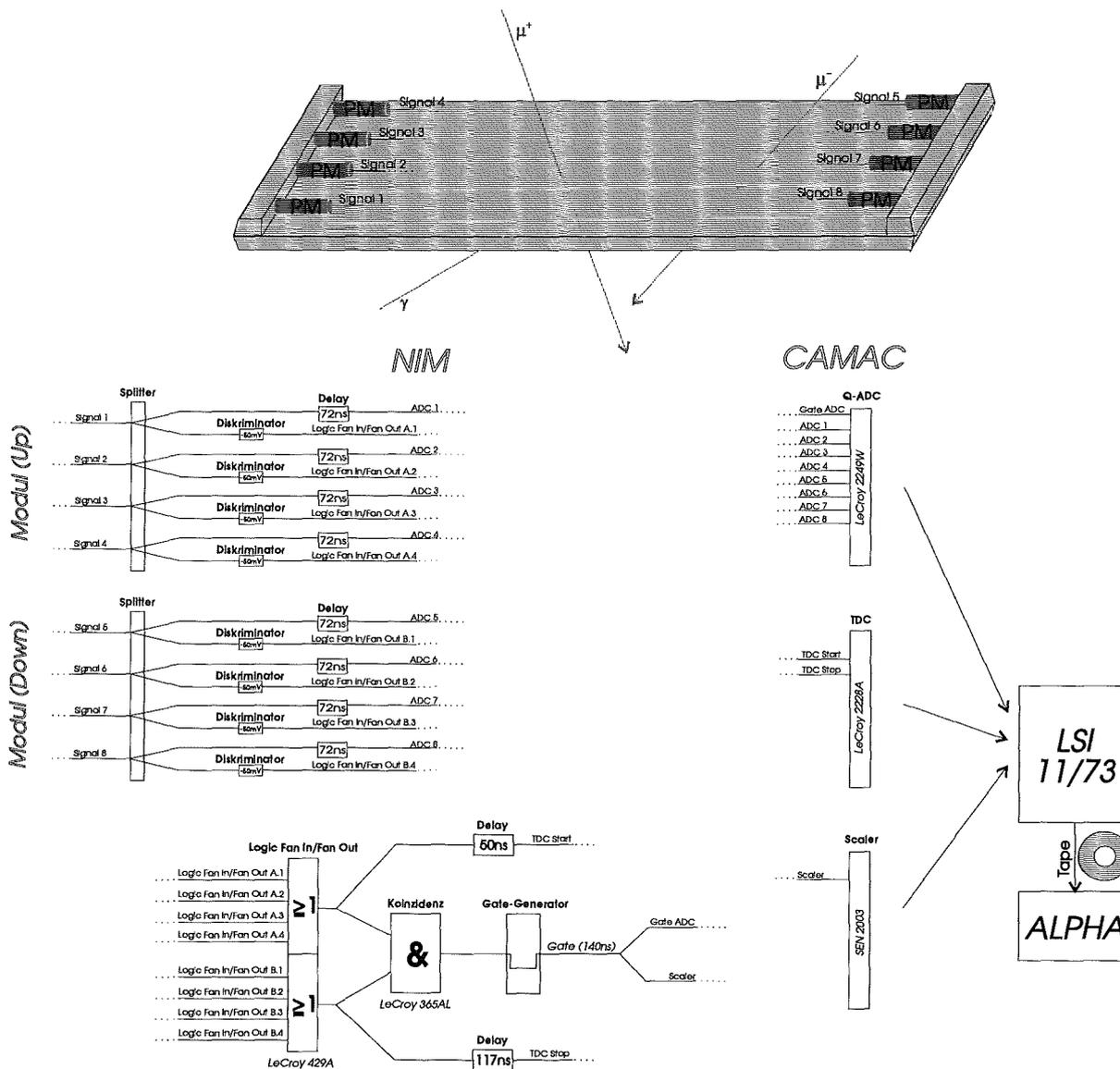


Abbildung 5.7: Versuchsaufbau zur *free-running*-Messung der ortsabhängigen Lichtausbeute und der μ - γ -Trennung in einem Szintillatormodul (Skizze für Einzelphotomultiplierauslese). Myonen (und Teilchen der elektromagnetischen Komponente) der kosmischen Strahlung sowie γ 's aus dem Untergrund triggern die Messung, falls in beiden Modulenden eine Koinzidenz vorliegt.

die ODER-Verknüpfung und pro Seite wird nur ein Energiesignal auf den ADC geführt.) Die Ereignisrate liegt je nach Schwelle im Bereich von mehreren Hundert Hz (z.B. beträgt die Myonrate in einem 4 m Veto-Modul ohne Abschirmung ca. 250 Hz). Als Ortsinformation dient nun lediglich die Differenzlaufzeit dT , welche die x-Position längs des Moduls in TDC-Kanälen angibt.

Elektronik :

Die vier PM jeder Modulseite werden analog zur Trigger-Paddle-Messung mit nur einer Hochspannung versorgt. Die acht Signale der PM werden wieder in einen Energie- und Zeitzweig aufgesplittet (s. Abb. 5.7 l.o.).

Im Zeitzweig wird jedes PM-Signal zuerst auf einen 200 MHz-*Leading-Edge*-Diskriminator⁴ gegeben. Die resultierenden logischen NIM-Signale werden pro Modulseite (*Up* und *Down*) in je einem separaten *Logic Fan In/ Fan Out* ODER-verknüpft (Vermeidung von Übersprechen). Danach wird zwischen den beiden logischen Signalen der Seiten (*Up* und *Down*) eine Koinzidenz (Zeit 70 ns) gefordert (s. Abb. 5.7 l.u.). Diese löst das Gate (140 ns) zur Datenaufnahme der CAMAC-Einheiten aus (s. Abb. 5.7 r.). Die beiden logischen Signale der Modulenden werden zudem als Start- und Stoppsignal für den TDC⁵ verwendet, welcher die Differenzlaufzeit dT mißt. Neben der Verzögerung des Start- und Stoppsignals, entsprechend den Durchgangszeiten der elektronischen Bausteine, wird das Stoppsignal zusätzlich um mehr als 50 ns *delayt*, damit der Start zeitlich immer vor dem Stop liegt.

Die Energiesignale der acht PM werden ebenfalls entsprechend verzögert auf die Eingänge des Q-ADC's⁶ gegeben. Die CAMAC-Einheiten (Q-ADC, TDC und *Scaler*) werden von einer LSI-11/73 mit dem Datenaufnahmeprogramm ONCAM [Pli] ausgelesen. Anschließend werden die gespeicherten Daten auf einer DEC-ALPHA ausgewertet.

5.2.2 Lichtausbeute und optische Güte von Modulen

Mit den aus der *free-running*-Messung gewonnenen 2-dimensionalen Histogrammen läßt sich sofort visuell die optische Güte eines Moduls abschätzen.

Abbildung 5.8 zeigt die 2-dimensionalen Histogramme exemplarisch für ein 4 m langes, nicht abgeschirmtes NE-110A Modul ohne Lichtumlenkung.

In den Histogrammen 5.8 a und b ist die Ereignisrate farbkodiert sowohl über der Summenenergie der vier PM der Modulenden *Up* bzw. *Down* aufgetragen, als auch über der Differenzlaufzeit dT (x-Position). Deutlich zu erkennen sind die Lichtausbeutekurven der kosmischen Myonen entlang der Längsachse des Moduls. Die γ 's aus dem Untergrund befinden sich getrennt davon im niederenergetischeren Bereich der Spektren (unterer Rand). Dazwischen liegen die deponierten sichtbaren Energien der elektromagnetischen Komponente der kosmischen Höhenstrahlung.

Die Abb. 5.8.c zeigt das Histogramm für die Summenenergie beider Seiten (alle acht PM).

⁴ *LeCroy* 821 bzw. *Philips* PS 704

⁵ 11Bit TDC *LeCroy* 2228A mit einer 50 ps Zeitauflösung

⁶ 11Bit Q-ADC *LeCroy* 2249W mit maximal -500 pC

Dabei gilt in erster Näherung, daß die Transparenz des Moduls für das Szintillationslicht sowie die Energieauflösung umso besser sind, je flacher die Lichtausbeutekurven der kosmischen Myonen für die Modulenden *Up* und *Down* bzw. der Summe aus beiden verlaufen. In Abb. 5.8.d ist die Korrelation der sichtbaren deponierten Energien⁷ aus den beiden Modulenden *Up* und *Down* dargestellt [FZK96]. Diese Auftragung zeigt qualitativ die Güte der μ - γ -Trennung.

Da die elektronischen Schwellen auf die Signale der beiden Seiten *Up* und *Down* wirken,

⁷Orte der Energien gleicher dT -Werte bzw. x -Position liegen in Abb. 5.8.d auf Ursprungsgeraden.

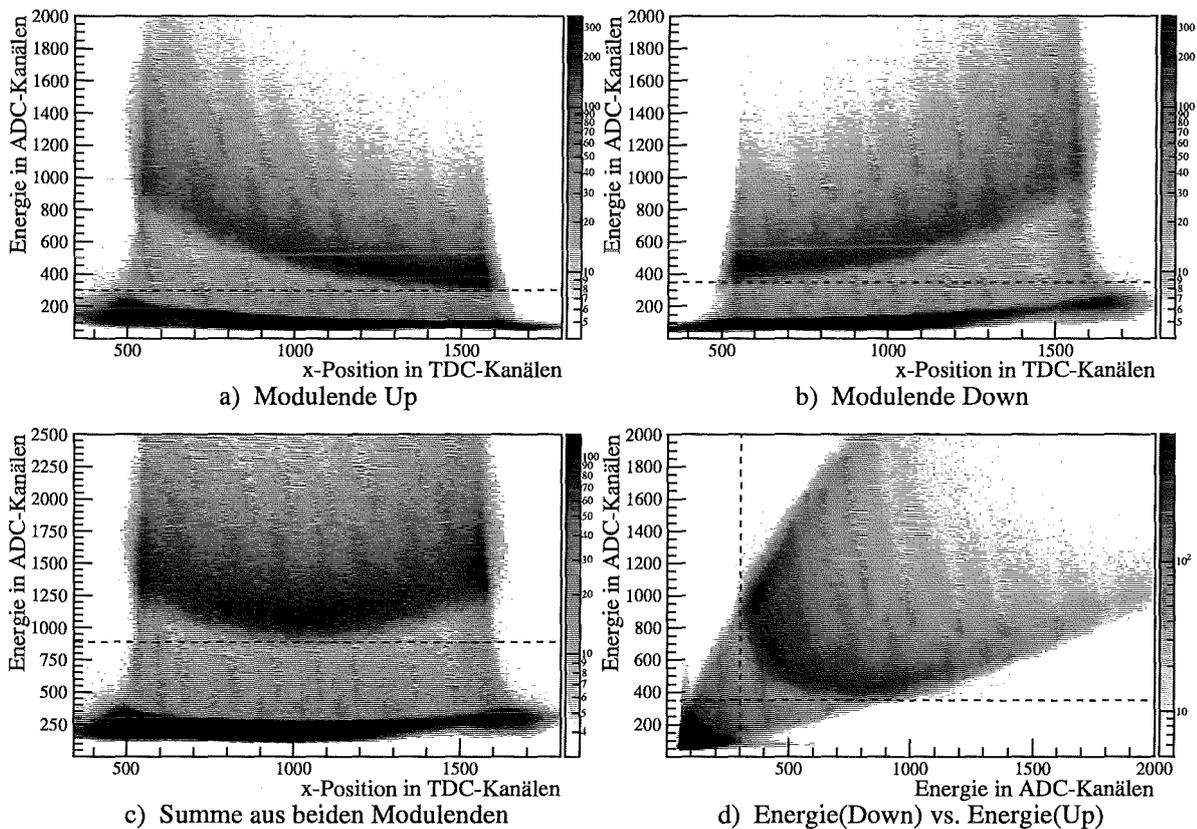


Abbildung 5.8: *Free-running*-gemessene Lichtausbeutekurven eines horizontalen, nicht abgeschirmten, 4 m langen NE-110A Moduls ohne 180°-Lichtumlenkung (Meßzeit 100 min) :

- a) Auslese über vier PM am Modulende *Up* und b) am Modulende *Down*.
- c) Summenenergie bei der Auslese über alle acht PM an beiden Modulenden.
- d) Energiekorrelation beider Enden *Up* (a) und *Down* (b)
(Ideale elektronische Schwellen sind gestrichelt miteingezeichnet. Die realen Schwellen betragen -50 mV bei -1700 V PM-Spannung.)

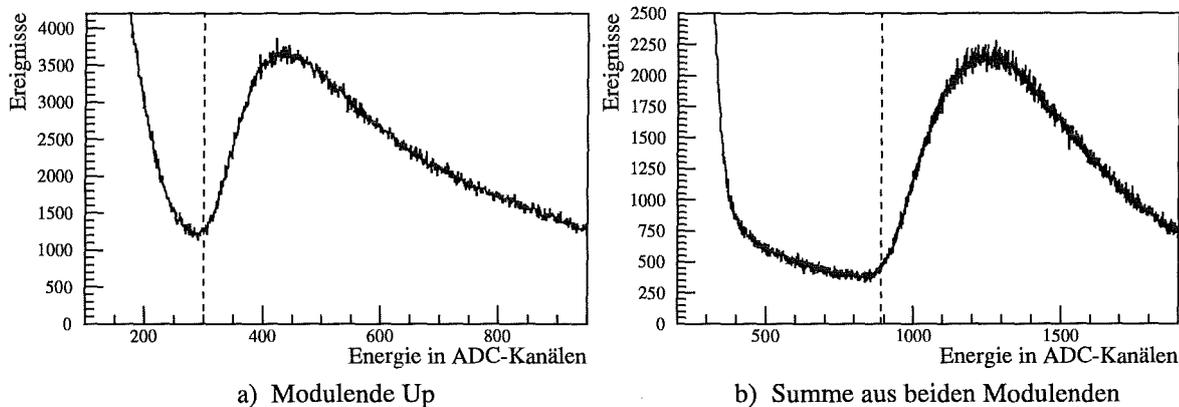


Abbildung 5.9: *Free-running*-gemessene sichtbare deponierte Energien in dem horizontalen, 4 m langen NE-110A Modul ohne 180°-Lichtumlenkung :
 a) Auslese über vier PM am Modulende *Up*
 b) Summe aus beiden Modulenden.
 (Maximale ideale Schwelle ist gestrichelt miteingezeichnet.)

sind in das Histogramm gestrichelt zwei ideale Schwellen eingezeichnet. Durch Anlegen dieser zwei Schwellen lassen sich die niederenergetischen γ 's aus dem Untergrund von den, mehr Energie deponierenden, kosmischen Myonen separieren. Die Energiewerte dieser beiden Schwellen sind so gewählt, daß sie dem „Fuß“ der Landauverteilung in der sichtbaren Energie *Up* bzw. *Down* entsprechen (s. als Bsp. Abb. 5.9.a). Diese ergeben sich aus der Projektion des jeweiligen 2-dimensionalen Histogramms auf die Energieachse.

In die Histogramme 5.8 a, b und c, welche die Lichtausbeutekurven (für *Up*, *Down* bzw. Summe aus beiden) zeigen, sind die entsprechenden idealen Schwellen ebenfalls miteingezeichnet. Die ideale Schwelle für die Summe aus beiden Modulenden (s. Abb. 5.9.b und Abb. 5.8.c) ist dabei größer als die Summe der einzelnen Schwellen (s. Abb. 5.8 a und b). Dies verdeutlicht, daß die Energieauflösung besser ist, wenn man die flacherverlaufende Summe aus beiden Modulenden betrachtet (s. dazu Anmerkung in Anhang B).

Die Abbildung 5.10 zeigt die 2-dimensionalen Histogramme exemplarisch für ein 3.15 m langes BC-412 Veto-Modul mit 180°-Lichtumlenkung (wieder ohne Abschirmung). Die Verstärkung der PM ist geringer gewählt, als zuvor bei dem NE-Modul ohne Lichtumlenkung. Im Gegensatz zu diesem sieht man in den Spektren an den beiden Enden des Veto-Moduls die Lichtleiter. Diese bestehen ebenfalls aus Szintillator und sind 10 cm lang sowie 6 cm dick. Das Veto-Modul (normale Dicke 5 cm) ist somit an den Enden 11 cm hoch und die kosmischen Myonen deponieren dort entsprechend der größeren Spurlängenverteilung mehr Energie.

Die maximalen idealen Schwellen zur Verifikation der μ - γ -Separation sind gestrichelt in die Histogramme miteingezeichnet. Die Schwellenwerte sind wiederum aus den Spektren der sichtbaren Energien der Einzelseiten bzw. der Summe aus beiden gewonnen. Abb. 5.11 zeigt

diese Energieverteilungen für eine Seite (Up) und für die Summe aus beiden. Im Ausläufer der Landauverteilung (v.a. der Summe, aufgrund der besseren Energieauflösung) ist auch in diesen Projektionsspektren eine Erhöhung durch die beiden Lichtleiter zu sehen.

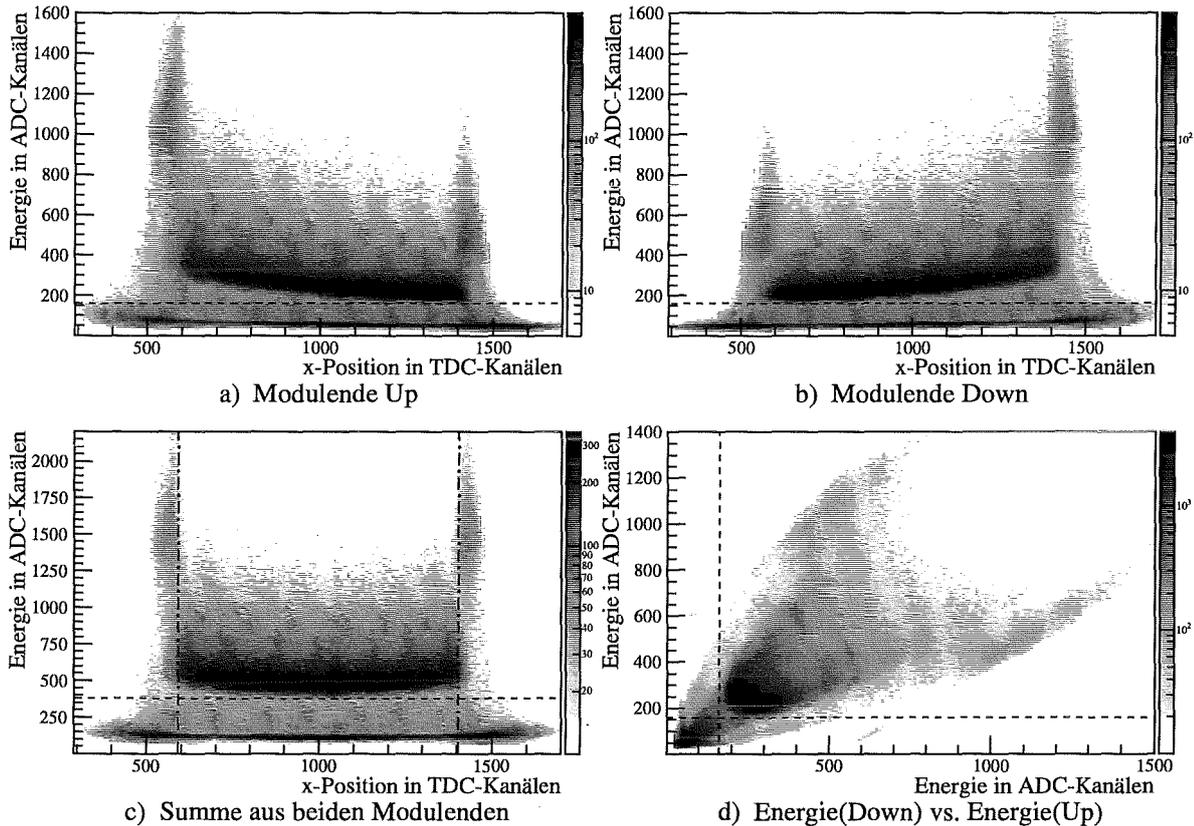


Abbildung 5.10: *Free-running*-gemessene Lichtausbeutekurven eines horizontalen, nicht abgeschirmten, 3.15 m langen BC-412 Veto-Moduls mit 180° -Lichtumlenkung (Meßzeit 100 min):

a) Auslese über vier PM am Modulende Up und b) am Modulende $Down$.
 c) Summenenergie bei der Auslese über alle acht PM an beiden Modulenden (innere Ränder der Lichtleiter sind mit zwei Linien markiert).

d) Energiekorrelation beider Enden Up (a) und $Down$ (b)

(Ideale elektronische Schwellen sind gestrichelt miteingezeichnet. Die realen Schwellen betragen -40 mV bei -1500 V PM-Spannung.)

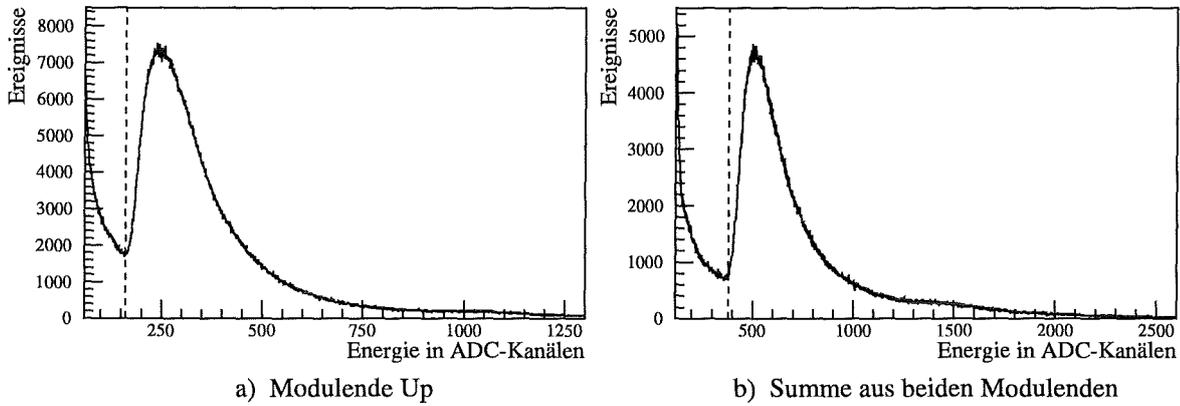


Abbildung 5.11: *Free-running*-gemessene sichtbare deponierte Energien in dem horizontalen, 3.15 m langen BC-412 Veto-Modul mit 180°-Lichtumlenkung :
 a) Auslese über vier PM am Modulende *Up*
 b) Summe aus beiden Modulenden.
 (Maximale ideale Schwelle ist gestrichelt miteingezeichnet.)

5.2.3 Lichtausbeutekurven und effektive Abschwächlänge

Aus den 2-dimensionalen Lichtausbeute-Histogrammen lassen sich auch quantitative Aussagen über die Lichtausbeutekurven längs des Moduls und dessen effektive Abschwächlänge gewinnen. Hierzu bildet man zunächst hinreichend viele *dT*-Schnitte (*x*-Position) und projiziert jeden dieser Schnitte auf die Energieachse. Die so gewonnenen 1-dimensionalen

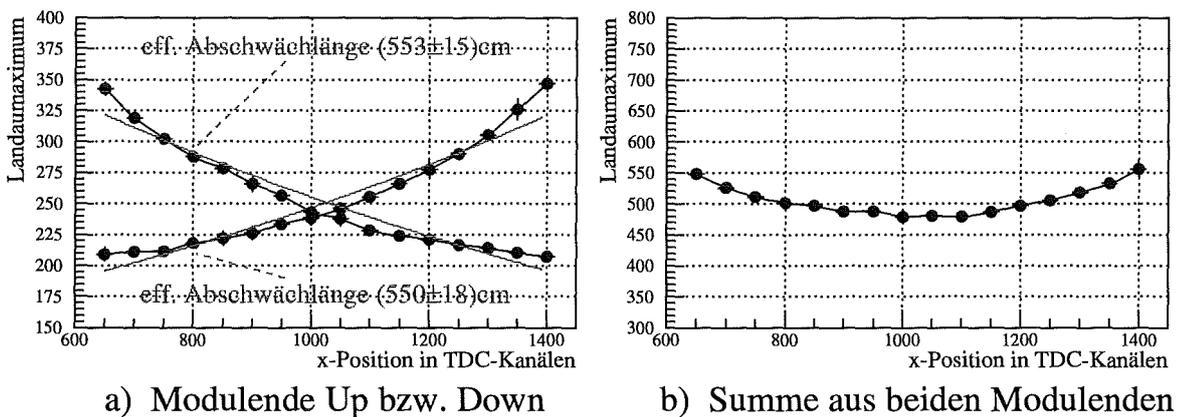


Abbildung 5.12: *Free-running*-gemessene Lichtausbeutekurven des 3.15 m langen BC-412 Veto-Moduls mit 180°-Lichtumlenkung aus *Abschnitt 5.2.2* :
 a) Auslese über vier PM am Modulende *Up* und *Down*
 b) Summe aus beiden Modulenden.

Histogramme zeigen die Verteilung der sichtbaren Energie an der jeweiligen x-Position bzw. dem mittleren dT -Wert des Schnittes. In den einzelnen Histogrammen wird das Maximum der Landauverteilung kosmischer Myonen, wie bei der Paddle-Messung vorgestellt, über einen χ^2 -Fit mit Hilfe einer Parametrisierungsfunktion ermittelt. Trägt man die gewonnenen Landaumaxima über den entsprechenden dT -Werten auf, so erhält man die in *Abb. 5.12* exemplarisch dargestellten Lichtausbeutekurven.

In *Abb. 5.12.a* sind zusätzlich die beiden χ^2 -Fits für die, über das Modulende Up bzw. Down ermittelten, eff. Abschwächlängen miteingezeichnet. Die beiden Werte der eff. Abschwächlängen betragen für dieses typische Veto-Modul ca. 5,5 m (*s. Abb. 5.12.a*) und sind innerhalb ihrer Fehler miteinander verträglich. D.h. bei diesem Veto-Modul gibt es kein Hinweis auf Inhomogenitäten in der Klebung eines Lichtleiters oder im Modul, sowie auf Funktionsstörung eines PM's.

Zur Umrechnung von Kanälen in cm ist ein Faktor $(0,364 \pm 0,002) \frac{\text{cm}}{\text{Kanal}}$ verwendet. Dieser ergibt sich aus der dT -Eichung des Moduls mit Trigger-Paddlen. Eine wesentlich schnellere, gleichwertige Eichmethode liefert die Kenntnis über den Abstand der beiden Lichtleiter des Veto-Moduls. Hiermit ergibt sich aus *Abb. 5.10.c* für dasselbe 3,15 m lange Veto-Modul ein Umrechnungsfaktor von $\frac{295 \text{ cm}}{815 \text{ Kanäle}} = 0,362 \frac{\text{cm}}{\text{Kanal}} (\pm 0,004 \frac{\text{cm}}{\text{Kanal}})$.

5.2.4 Zeitdifferenzspektrum

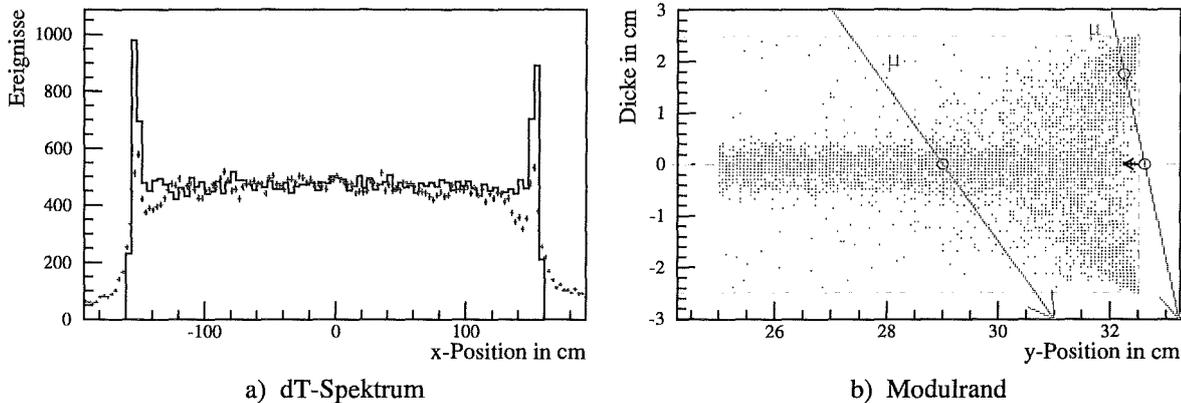


Abbildung 5.13: Überhöhung des dT -Spektrums an den Modulrändern :

- a) Simuliertes dT -Spektrum eines vertikalen, 3,15 m langen Veto-Moduls (z. Vgl. sind die Punkte der Messung mit Fehlerbalken eingezeichnet).
- b) Mittlere Orte der simulierten Myonereignisse im seitlichen Modulrand.

Das Zeitdifferenzspektrum ist unter der Annahme einer idealen Schwelle über die gesamte Länge des Moduls konstant, da die Myonrate über der Modulfläche nicht variiert. Aus Berechnungen, welche den winkelabhängigen Myonfluß berücksichtigen, wird an den Licht-

leitern keine deutliche Erhöhung der Myonrate erwartet. Dennoch weisen die simulierten und die gemessenen dT-Spektren immer eine sichtbare Überhöhung an den Modulrändern auf. Dies gilt sowohl für Module mit 180°-Lichtumlenkung, als auch für Module ohne Lichtleiter. In *Abb. 5.13.a* ist ein simuliertes und gemessenes dT-Spektrum exemplarisch für ein 3,15 m langes Veto-Modul mit 180°-Lichtumlenkung dargestellt. Die Messung und die Simulation stimmen dabei gut überein. Die Simulation berücksichtigt nur den physikalischen Ort der Energiedeposition, nicht jedoch die Ortsauflösung bzw. *walk*-Effekte des Experiments. Daher die geringe „Ausschmierung“ an den Modulenden.

Die beiden Überhöhungen des dT-Spektrums an den Modulrändern werden durch Myonstreifschüsse verursacht. Diese sind Myonereignisse, welche durch einen Modulrand gehen und deren Spurlänge kleiner ist als die Dicke des Moduls. Betrachtet man in *Abb. 5.13.b* den simulierten gemittelten Ort eines Myonstreifschusses im Querschnitt des Modulrands, so fällt auf, daß der gemittelte Ort nicht auf der Symmetrieachse liegt, wie bei einem „normalen“ Myonereignis (Spurlänge \geq Dicke des Moduls). Der gemittelte Ort eines Streifschusses ist durch den fehlenden Szintillator am Modulrand quasi nach innen verschoben. Dieser statistische Prozeß führt zu einer scheinbaren Anhäufung von Ereignissen an den Modulrändern durch Myonstreifschüsse.

Im dT-Spektrum, welches die Ereignisrate längs des Moduls darstellt, sind nur die Streifschüsse durch die beiden Stirnenden sichtbar, da die Information über die *y*-Position senkrecht dazu nicht vorhanden ist.

Bedingt durch die kürzeren Spurlängen der Myonstreifschüsse sind deren sichtbare Energien kleiner als die „normaler“ Myonen. Bei einer Messung fallen die Streifschüsse deshalb z. T. unter die angelegte elektronische Schwelle. Dies ist der Grund dafür, daß die Überhöhung des simulierten dT-Spektrums in *Abb. 5.13.a* stärker ausgeprägt ist als bei der Messung.

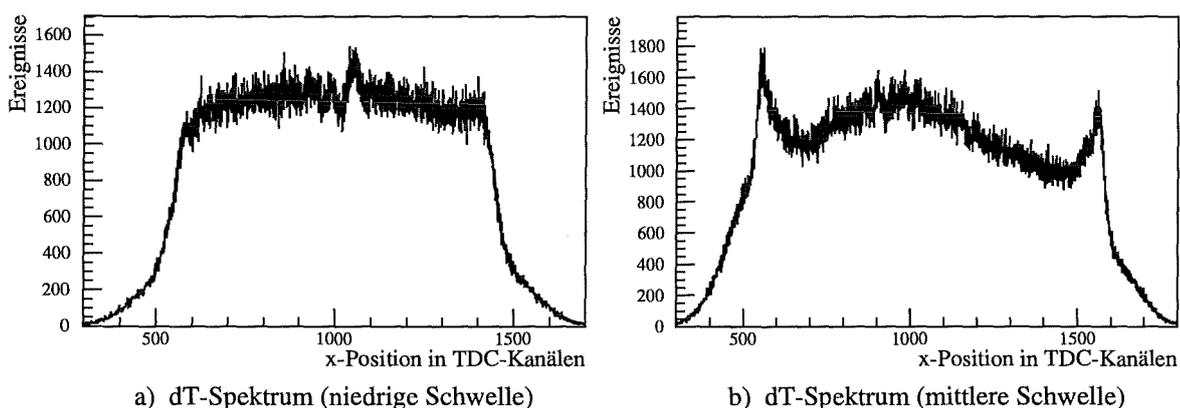


Abbildung 5.14: Abhängigkeit der dT-Spektren von der Schwelle :

- a) 3,15 m langes BC-412 Veto-Modul mit 180°-Lichtumlenkung und niedriger Schwelle.
- b) 4 m langes NE-110A Modul ohne Lichtleiter und mittlerer Schwelle.

Wird die elektronische Schwelle so niedrig gewählt, daß überwiegend γ 's aus dem Untergrund die *free-running*-Messung triggern, so sind die Überhöhungen im dT-Spektrum durch Myonstreifschüsse vernachlässigbar. Das dT-Spektrum ist dann nahezu⁸ konstant über die gesamte Länge des Moduls (s. Abb. 5.14.a).

Die Abb. 5.14.b zeigt das dT-Spektrum exemplarisch für ein 4 m langes NE-110A Modul ohne Lichtleiter mit einer Schwelle, bei der die γ - und μ -Rate in derselben Größenordnung sind. Die γ 's verursachen im dT-Spektrum den Bauch in der Mitte des Moduls, da dort die effektive Schwelle minimal ist, gemäß der Summenlichtausbeutekurve aus beiden Modulenden.

Die Überhöhungen im dT-Spektrum an den Modulrändern sind stärker ausgeprägt, als bei dem Modul mit 180°-Lichtumlenkung. Der effektive Modulrand verläuft beim Modul ohne Lichtleiter innerhalb des Moduls aufgrund „toter“ Stellen (Lichtausbeute(x,y) \approx 0) zwischen den PM. Dies führt zudem zu einer Ausweitung der Überhöhungen ins Modulinnere.

Die Asymmetrie des dT-Spektrums in Abb. 5.14.b ist durch eine unterschiedliche Verstärkung der beiden Modulenden bedingt.

5.2.5 Vergleich mit der Paddle-Messung

Um die Trigger-Paddle-Messung zur Bestimmung der Lichtausbeutekurven und der eff. Abschwächlänge durch die *free-running*-Messung zu ersetzen und somit die Meßzeit von Tagen auf Minuten zu reduzieren, ist die Äquivalenz beider Meßmethoden eine wichtige Voraussetzung.

Die Abb. 5.15 zeigt exemplarisch eine mit beiden Methoden gemessene Lichtausbeutekurve für das Modulende *Down* des 3,15 m langen Veto-Moduls mit 180°-Lichtumlenkung aus Abschnitt 5.1.2. Innerhalb der Fehler stimmen die beiden Kurven gut überein. Die jeweils über einen χ^2 -Fit für eine e-Fkt. ermittelten eff. Abschwächlängen sind ebenfalls innerhalb der Fehler miteinander verträglich⁹. Auffällig ist jedoch, daß der χ^2 -Fit bei den *free-running*-Werten eine größere eff. Abschwächlänge liefert, obwohl diese Lichtausbeutekurve am nahen Ende steiler verläuft als die Trigger-Paddle-Kurve. Dies rührt von den größeren Fehlern der *free-running*-Werte am nahen Ende, welche beim χ^2 -Fit geringer gewertet werden. Ein Likelihood-Fit mit MINUIT (alle Fehlergewichte = 1) würde dagegen ein umgekehrtes Ergebnis liefern. Die Werte der eff. Abschwächlänge sind somit auch von der Art des Fits abhängig. Im folgenden wird zur Vergleichbarkeit der Werte nur noch der χ^2 -Fit verwendet. Eine Gewichtung der Fehler ist bei den mit äußerst geringer Meßzeit durchgeführten *free-running*-Veto-Modultests sinnvoller als ein Likelihood-Fit.

⁸Nicht vermeidbare Übersprecher zwischen zwei getrennten *Logic Fan In/ Fan Out*-Bausteinen verursachen in der Mitte des dT-Spektrums eine elektronische Schwingung.

⁹Das reduzierte χ^2 ist bei der *free-running*-Messung „besser“ (näher bei 1), aufgrund der größeren Fehler der Meßpunkte. Dafür ist jedoch bei der Trigger-Paddle-Messung (höhere Statistik) der Fehler des Wertes der eff. Abschwächlänge geringer.

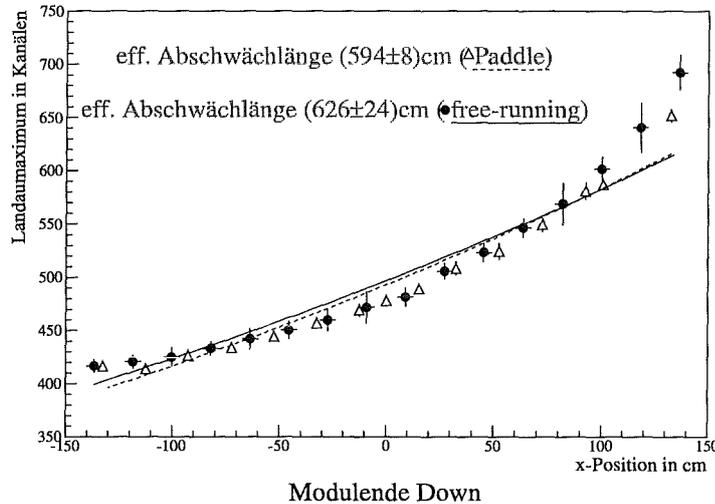


Abbildung 5.15: Vergleich der *free-running*-Messung mit der Trigger-Paddle-Messung anhand der Lichtausbeutekurve (eff. Abschwächlänge) längs eines 3.15 m BC-412 Veto-Moduls mit 180° -Lichtumlenkung.

5.2.6 Lichtausbeute einzelner Photomultiplier

Am nahen Modulende sind die Lichtausbeutekurven $L(y)$ für einzelne PM sehr inhomogen, wie die Paddle-Messung senkrecht zur Modullängsachse zeigt (s. Abschnitt 5.1.3). Bei der *free-running*-Messung geht jedoch die Ortsinformation der y -Position durch Verwenden der Differenzlaufzeit dT verloren. Die Verteilung der sichtbaren Energie setzt sich dann an jeder x -Position aus der Faltung der Landauverteilung mit der dazugehörigen Lichtausbeutekurve(y) zusammen. In Abb. 5.16 sind die über einzelne PM *free-running*-gemessenen Lichtausbeutekurven exemplarisch für ein 3,15 m langes Veto-Modul mit 180° -Lichtumlenkung dargestellt. Betrachtet man diese Lichtausbeute-Histogramme jeweils am nahen Modulende, so ist die Verschmierung der Landauverteilung kosmischer Myonen deutlich zu erkennen. Das Landaumaximum des Energieverlustes im Lichtleiter kann dabei nicht mehr aufgelöst werden. Im Bereich kurz vor dem Lichtleiter zeigt sich, daß die Verschmierung für einen äußeren PM (s. Abb. 5.16.a) stärker ausgeprägt ist als für einen inneren (s. Abb. 5.16.b). Dies entspricht auch der Erwartung, aufgrund der größeren Inhomogenität der Lichtausbeute $L(y)$ eines äußeren PM's.

Durch diese Verschmierung am nahen Ende verschlechtert sich beim Anlegen der elektronischen Schwelle auf die einzelnen PM die μ - γ -Trennung. Im Gegensatz dazu verschwindet die Verschmierung, wenn die vier PM einer Seite passiv addiert und mit nur einer Schwelle versehen sind. Denn die Lichtausbeutekurve(y) ist für die Summe konstant. Die μ - γ -Trennung ist somit bei der Auslese über passiv addierte PM besser als bei einzelnen ausgelesenen PM.

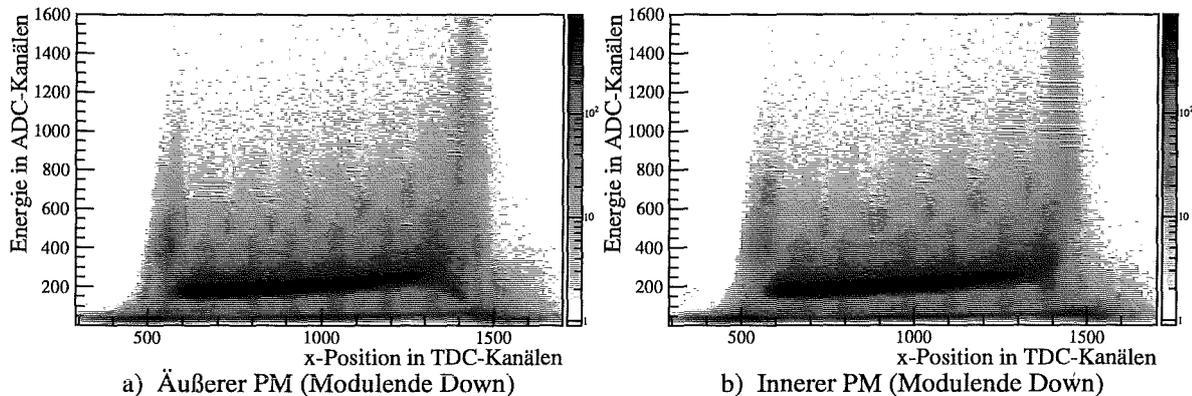


Abbildung 5.16: Mit einzelnen PM *free-running*-gemessene Lichtausbeutekurven eines 3.15 m langen BC-412 Veto-Moduls mit 180°-Lichtumlenkung (gleiches Modul wie in Abb. 5.10 - Meßzeit 100 min) :

- a) Auslese über einen äußeren PM am Modulende *Down* und
- b) über einen inneren PM (ebenfalls *Down*).

Mit einer erweiterten *free-running*-Messung wäre es möglich den Ereignisort im Modul 2-dimensional aufzulösen :

Es werden zwei Differenzlaufzeiten zwischen jeweils zwei sich gegenüberliegenden einzelnen PM gemessen. Aus dem Unterschied der beiden Differenzlaufzeiten läßt sich zusätzlich die y-Position des Ereignisses senkrecht zur Modullängsachse berechnen. Geometrisch gesehen wird der Schnittpunkt zweier Hyperbeln gebildet. Um einen möglichst großen Unterschied der Differenzlaufzeiten zu erhalten und damit die optimale Ortsauflösung der y-Position zu erzielen, wählt man zur Bildung der Differenzlaufzeiten jeweils die äußeren sich gegenüberliegenden PM des Moduls. Die Elektronik müßte für diese Messung lediglich um einen zusätzlichen TDC erweitert werden.

Kapitel 6

Optimierung der Konfiguration der Veto-Module

Die Simulation ist (v.a. unter Einbeziehung der spektralen Abschwächlänge des Szintillators) in der Lage, die ortsabhängige Lichtausbeute $L(x, y)$ in einem Veto-Modul korrekt zu beschreiben. Dies bestätigen die Paddle-Messungen der Lichtausbeutekurven $L(x)$ und $L(y)$. Es ist deshalb gerechtfertigt, die Lichtausbeute $L(x, y)$ als Antwortfunktion solcher großflächiger Plastiksintillatoren der Simulation zu entnehmen. Im nächsten Schritt ist es nun möglich, mit Hilfe von Simulationen unterschiedlicher Konfigurationen des Veto-Moduls, eine gezielte Optimierung der Konfiguration bezüglich der entscheidenden Größen vorzunehmen. Diese sind neben einer maximalen Lichtausbeute $L(x, y)$ und deren Homogenität eine möglichst große effektive Abschwächlänge. Der konfigurationsspezifischen eff. Abschwächlänge kommt deshalb eine große Bedeutung zu, weil die elektronische Schwelle jeweils auf die vier passiv addierten PM-Signale einer Seite eines Veto-Moduls wirkt. Dadurch verursacht eine zu geringe eff. Abschwächlänge eine über die Länge des Moduls deutlich unterschiedliche Schwelle und somit eine schlechtere μ - γ -Trennung. Das wichtigste Kriterium ist jedoch eine möglichst hohe Lichtausbeute $L(x, y)$, da sie direkt die Myonnachweiseffizienz des Veto-Moduls bestimmt. Die Homogenität der Lichtausbeute $L(y)$ senkrecht zur Modullängsachse ist eine Voraussetzung für die Veto-Module, weil über die Differenzlaufzeit dT lediglich der Ort entlang der Modullängsachse aufgelöst wird, nicht aber senkrecht dazu. Eine sehr schnelle Methode, die Simulationsergebnisse für die entscheidenden Größen experimentell zu verifizieren, erhält man durch die *free-running*-Messung. Dies ist notwendig, da zur Optimierung der Veto-Module der Einfluß der einzelnen Elemente durch eine Vielzahl unterschiedlicher Konfigurationen ermittelt werden muß. Bei der im Rahmen der Optimierung durchgeführten gezielten Variation der einzelnen Komponenten ergaben sich als relevante Konfigurationselemente :

- optische Ankopplung der PM: *Silikon-Pads* \leftrightarrow *Klebung mit optischem Zement*
- hochreflektierende *Aluminiumspiegelbleche* zwischen den PM an den unbedeckten Stellen des Lichtleiters (Luftspalt zwischen Szintillator und Spiegelblech)
- *Aluminiumfolie*: umgibt leicht zerknittert (Luftspalt für Totalreflektion) den Szintillator

Im folgenden wird der Einfluß dieser Konfigurationselemente auf die eff. Abschwächlänge, die Lichtausbeute $L(x, y)$ und deren Homogenität anhand von sechs ausgewählten Konfigurationen für ein 3,15 m langes Veto-Modul vorgestellt. Aus Rechenzeitgründen wurde bewußt das kürzeste Veto-Modul zum Vergleich der unterschiedlichen Konfigurationen herangezogen. Die Ergebnisse sind auf längere Module übertragbar. Um die Messungen mit den Simulationen möglichst gut miteinander vergleichen zu können, wurde in den Simulationen speziell die gemessene spektrale Abschwächlänge einer Szintillatorprobe der gleichen Charge¹ des für die Messungen benutzten Veto-Moduls verwendet. Die Werte für die eff. Abschwächlängen und die relativen Lichtausbeuten der zu vergleichenden Konfigurationen sind den Messungen entnommen, aufgrund deren besserer Statistik.

6.1 Vergleich Simulation-Messung für effektive Abschwächlänge

In diesem Abschnitt werden die sechs ausgewählten, unterschiedlichen Konfigurationen mit den jeweils resultierenden eff. Abschwächlängen exemplarisch mit Hilfe des 3,15 m langen Veto-Moduls (Auslese über die vier PM am Modulende Up) vorgestellt. Dabei wird zunächst die Richtigkeit der Simulationen über den Vergleich mit den Messungen gezeigt und der Einfluß der relevanten Konfigurationselemente diskutiert. Danach wird durch die Simulation des Moduls ohne 180°-Lichtumlenkung untersucht, ob und wie der Lichtleiter die eff. Abschwächlänge verändert.

6.1.1 Einfluß der Konfigurationselemente

Abb. 6.1 zeigt die Abhängigkeit der eff. Abschwächlänge von der Modulkonfiguration. Dargestellt sind die simulierten und gemessenen Lichtausbeutekurven $L(x)$ der sechs ausgewählten Konfigurationen für das Modulende Up . Die simulierten Kurven $L(x)$ sind auf den Wert der Messung in der Modulmitte der Summenlichtausbeute ($\bar{L}_{Sum}(-12cm \leq x \leq 12cm)$) für die Anordnung ohne Aluminiumfolie und ohne Spiegel zwischen den PM (lila Kurven in Abb. 6.8) normiert. Mit Hilfe dieser Minimalkonfiguration ist es auch möglich, den Wert für die relative Oberflächenebenheit des Szintillators bestimmen. Die Variation dieses einzigen freien Parameters in der Simulation der Minimalkonfiguration ergibt für $P_{Szintillator} = 97\%$ die beste Übereinstimmung mit der gemessenen Lichtausbeutekurve

¹engl.: *batch*

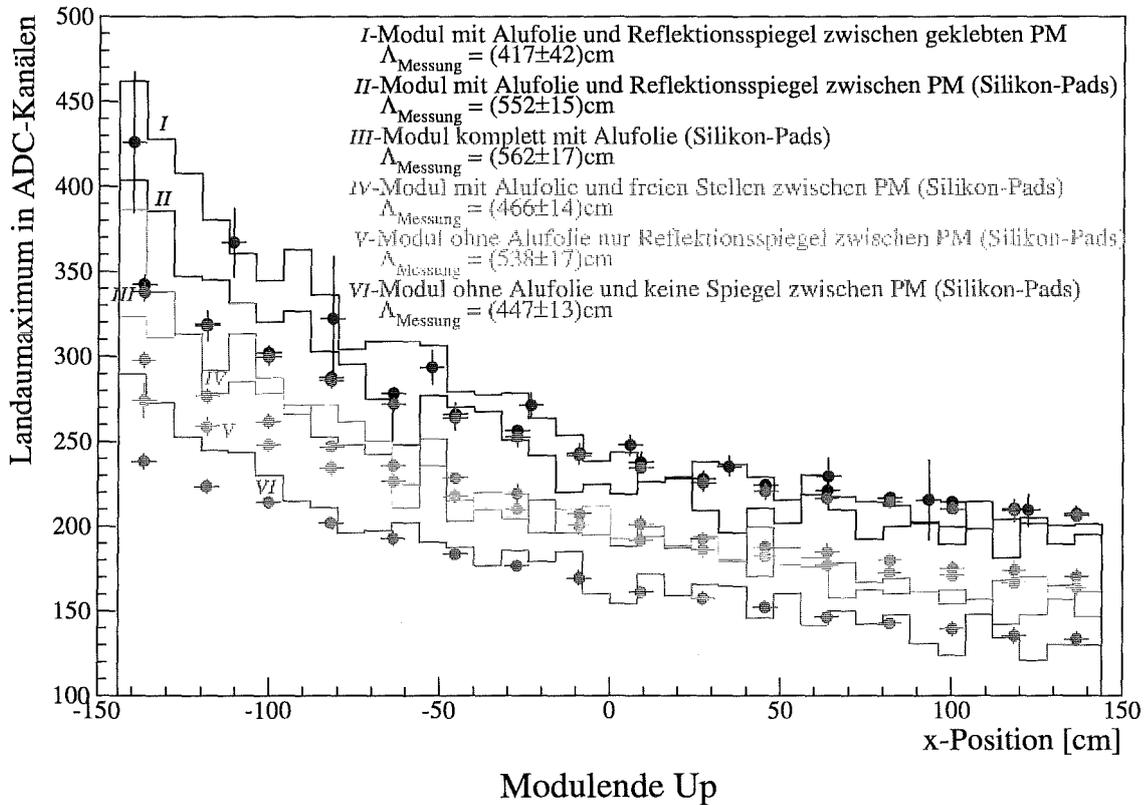


Abbildung 6.1: Abhängigkeit der eff. Abschwächlänge von der Modulkonfiguration: Vergleich zwischen Experiment (Punkte mit Fehlerbalken) und M.C.-Simulation (durchgezogene Kurven) für ein 3.15 m langes Modul mit 180° -Lichtumlenkung.

$L(x)$ in Abb. 6.2 und 6.1 (minimales reduziertes χ^2 beim Vergleich mit der Messung). Dieser Wert ist in allen weiteren und bereits vorgestellten Simulationen der Lichtausbeute $L(x, y)$ benutzt.

Betrachtet man nun in Abb. 6.2 und 6.1 die simulierte und die gemessene Lichtausbeutekurve $L(x)$ der Minimalkonfiguration ohne Alufolie und ohne Spiegel zwischen den PM (lila Kurven), so ergibt sich zwischen der Simulation und der Messung bis auf den Randbereich am nahen Modulende eine sehr gute Übereinstimmung. Die geringen Abweichungen am nahen Ende rühren daher, daß bei der Simulation keine elektronischen Pulsformen und *walk*-Effekte berücksichtigt sind. Deshalb kommt es bei der simulierten Lichtausbeutekurve zu keiner „Ausschmierung“ an den Modulenden. Durch die Messung des Ortes über die Differenzlaufzeit dT wirkt sich dort der *walk*-Effekt am stärksten aus. Aufgrund des steileren Verlaufs der Lichtausbeutekurve $L(x)$ am nahen Modulende sind die Abweichungen dort am ausgeprägten.

Der χ^2 -Fit für eine e-Funktion liefert für die gemessene Lichtausbeutekurve $L(x)$ der Mini-

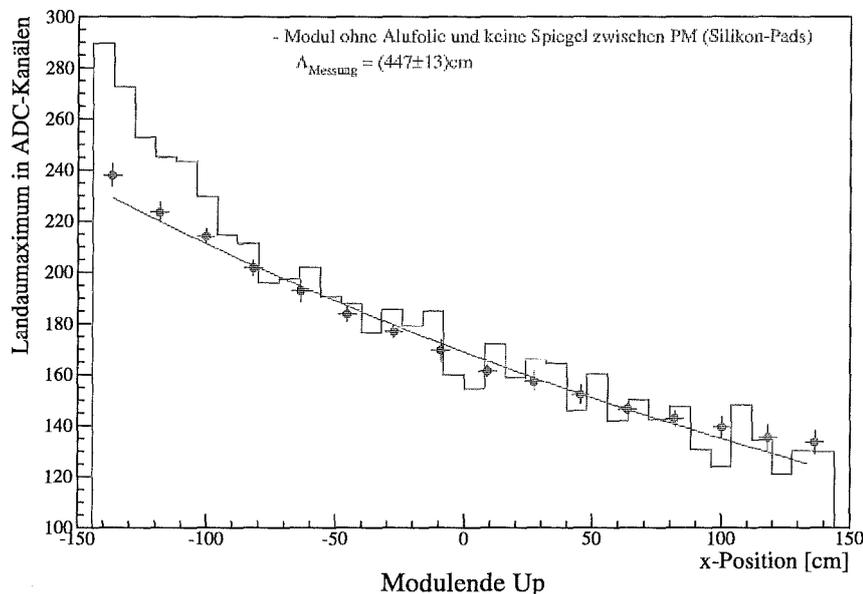


Abbildung 6.2: Vergleich zwischen Experiment (Punkte mit Fehlerbalken) und M.C.-Simulation (durchgezogene Kurven) für ein minimalkonfiguriertes 3.15 m langes Modul mit 180°-Lichtumlenkung (χ^2 -Fit für eine e-Funktion ist miteingezeichnet).

malkonfiguration eine eff. Abschwächlänge von (447 ± 13) cm ($\chi^2/ndf = 18,35/14 \approx 1,3$). Das reduzierte χ^2 zeigt, daß die Annahme eines einfachen, exponentiellen Gesetzes für diese Minimalkonfiguration noch berechtigt ist. Der Wert der eff. Abschwächlänge liegt mit 447 cm deutlich unter der Spezifikation von 600 cm des Herstellers BICRON. Die eff. Abschwächlänge ist jedoch eine geometrie- und konfigurationsspezifische Größe. Der mittlere Lichtweg ist in einem Veto-Modul um den Faktor² $\bar{l}/l = \frac{c_0}{n\bar{v}_x} \approx 1,356$ größer als seine Länge. Wird die gemessene eff. Abschwächlänge mit diesem Faktor skaliert, erhält man einen Wert von (606 ± 18) cm. Dieses Veto-Modul würde somit unter der Berücksichtigung des mittleren Lichtwegs bereits in seiner Minimalkonfiguration die Spezifikation erfüllen. Die mit dem Zweistrahlphotometer gemessene Szintillatorprobe der diesem Veto-Modul entsprechenden Charge weist am Emissionsmaximum bei 434 nm eine Abschwächlänge von 416 cm auf. Es ist nicht zulässig, den Wert der eff. Abschwächlänge von 447 cm mit diesem, aus der gemessenen spektralen Transparenz erhaltenen, direkt zu vergleichen. Hierzu muß der Wert der eff. Abschwächlänge von 606 cm unter Berücksichtigung des mittleren Lichtwegs gewählt werden. Beachtet man die Zunahme der spektralen Abschwächlänge mit der Wellenlänge (s. Abb. 4.5), wird die von der im Szintillator zurückgelegten Lichtstrecke abhängige Rotverschiebung des an den PM ankommenden Spektrums deutlich. Die eff.

² $n = 1.58$ und $\bar{v}_x = 14.0 \frac{cm}{ns}$

Abschwächlänge von 606 cm entspricht der spektralen Abschwächlänge bei 455 nm, was ca. 20 nm oberhalb des Emissionsmaximums liegt.

6.1.1.1 Einfluß der hochreflektierenden Aluminiumspiegel zwischen den PM

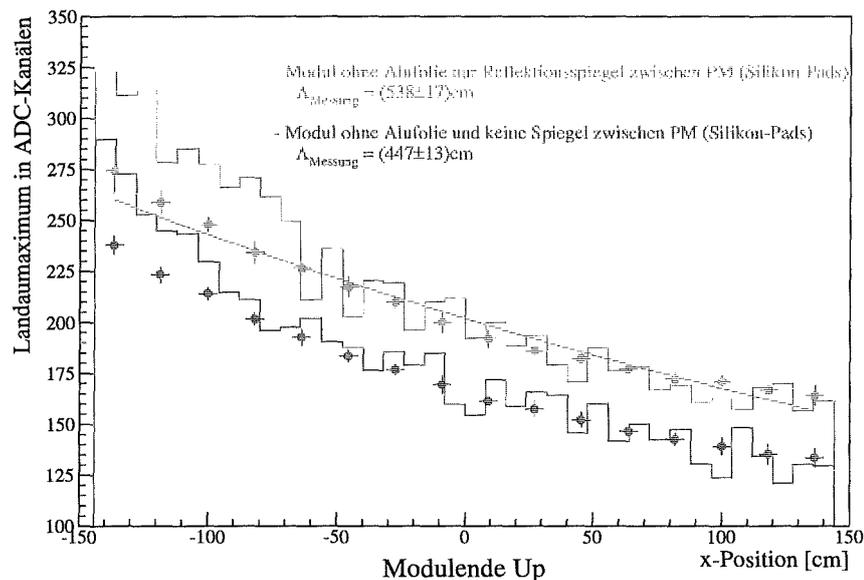


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen Experiment (Punkte mit Fehlerbalken) und M.C.-Simulation (durchgezogene Kurven) für die um Aluspiegel zwischen den PM erweiterte Minimalkonfiguration eines 3.15 m langen Moduls mit 180°-Lichtumlenkung (χ^2 -Fit für eine e-Funktion ist miteingezeichnet, ebenso der Vergleich für die Minimalkonfiguration).

Die Flächenbelegung durch die vier 2-inch-PM am 65 cm breiten und 6 cm hohen Lichtleiter beträgt lediglich 22 %. An den unbedeckten Stellen zwischen den PM treten Photonen aufgrund ihrer bevorzugt steilen Winkel zu dieser Fläche aus dem Szintillator heraus und werden nicht nachgewiesen. Eine Möglichkeit diese ungenutzte Nachweisfläche zu verwenden, wäre die Anbringung von sich verzweigenden Lichtleitern, welche die Photonen mit Hilfe von Totalreflektion jeweils auf die Photokathoden fokussieren. Pro Lichtumlenkung wären somit vier schmale, nebeneinander angeordnete zusätzliche „Paddle-Lichtleiter“ nötig. Aufgrund der aus geometrischen Gründen erforderlichen großen Länge dieser zusätzlichen „Paddle-Lichtleiter“ wäre allerdings der Verlust durch Absorption größer als beim gänzlichen Verzicht auf diese.

Die Verwendung eines sogenannten Wellenlängenschiebers verbietet die erforderliche Energie- und Zeitaufösung der Veto-Module. Ein Wellenlängenschieber ist ein durch einen Luft-

spalt vom Modul getrennter Plastiksintillator (z.B. Y-7), in welchem das ankommende Szintillationslicht absorbiert und wieder mit einer größeren Wellenlänge isotrop emittiert wird. Unter Totalreflektion werden diese reemittierten Photonen zu den PM an den Stirnenden dieses länglichen Wellenlängenschiebers transportiert. Dieser müßte geometrisch so ausgelegt sein, daß er die gesamte Auslesefläche am Lichtleiter des Moduls abdeckt. An den Stirnenden dieses Wellenlängenschiebers könnte jeweils nur ein 2-inch-PM angebracht werden. Dieser dürfte sich zudem nicht mit einem anderen PM eines unmittelbar benachbarten Moduls überschneiden. Die zeitlich verzögerte Absorption und Reemission der Photonen durch den Wellenlängenschieber ist für den Einsatz der Veto-Module nicht akzeptabel. Zudem verschlechtert die längliche räumliche Ausdehnung eines entsprechend konzeptionierten Wellenlängenschiebers die Ortsinformation im Modul. Entscheidender sind jedoch die enormen Lichtverluste durch einen Wellenlängenschieber (1. Transmissionsverlust durch Luftspalt, 2. Überlapp des Absorptions- und Emissionspektrums, 3. Raumwinkelverluste durch isotrope Emission, 4. Absorption beim Transport im Wellenlängenschieber und 5. geringere QE der PM im längerwelligen Spektralbereich). Die Lichtausbeute eines Veto-Moduls mit einem entsprechenden Wellenlängenschieber wäre aufgrund der zusätzlichen Verluste um etwa eine Größenordnung niedriger, trotz der fünfmal größeren Auslesefläche. Die Energieauflösung, welche die Güte der μ - γ -Trennung bestimmt, wäre damit viel zu schlecht, um den Einsatz der BC-412 Plastiksintillatoren mit deren hervorragenden optischen Eigenschaften zu rechtfertigen.

Die effektivste Möglichkeit die ungenutzte Fläche zwischen den PM am Lichtleiter zu nutzen, ist die Verwendung von hochreflektierenden Aluminiumspiegeln an den unbedeckten Stellen. Die Intension dieser Aluspiegelbleche zwischen den PM ist, einen Teil der dort austretenden Photonen wieder auf eine Photokathode zu führen. Dies kann durch Vielfachreflektionen zwischen diesen Aluspiegelblechen und dem Aluspiegel am abgewinkelten Modulende geschehen. Desweiteren ist wieder der Transport unter Totalreflektion im Lichtleiter möglich, durch eine Kombination einer Reflektion an einem dieser Aluspiegelbleche und einer Oberflächenunebenheit des Szintillators.

Die hellblauen Kurven in *Abb. 6.3* und *6.1* zeigen die simulierte und gemessene Lichtausbeute $L(x)$ für die um Aluminiumspiegelbleche zwischen den PM erweiterten Minimalconfiguration. Die Simulation und die Messung stimmen wieder bis auf die bereits diskutierten geringen Abweichungen am nahen Modulende gut überein. Die Lichtausbeute $L(x)$ ist mit den „lichtsammelnden“ Aluspiegeln über die gesamte Länge des Moduls hinweg um einen konstanten Betrag größer als bei der Minimalconfiguration. Deshalb ist die eff. Abschwächlänge für diese Konfiguration um fast 1 m größer als die der Minimalconfiguration und beträgt (538 ± 17) cm ($\chi^2/ndf = 20,38/14$). Dies bedeutet, daß die Aluminiumspiegel zwischen den PM nicht nur Photonen für die PM am Lichtleiter des nahen Modulendes „sammeln“, sondern auch im gleichem Maß für die PM am Lichtleiter des fernen Endes.

6.1.1.2 Einfluß der Aluminiumfolie

Die Aluminiumfolie wirkt wie in *Abschnitt 4.1.2* beschrieben, fast ausschließlich über den sekundären Lichttransport. Ohne die Alufolie koppeln 63 % aller isotrop emittierten Pho-

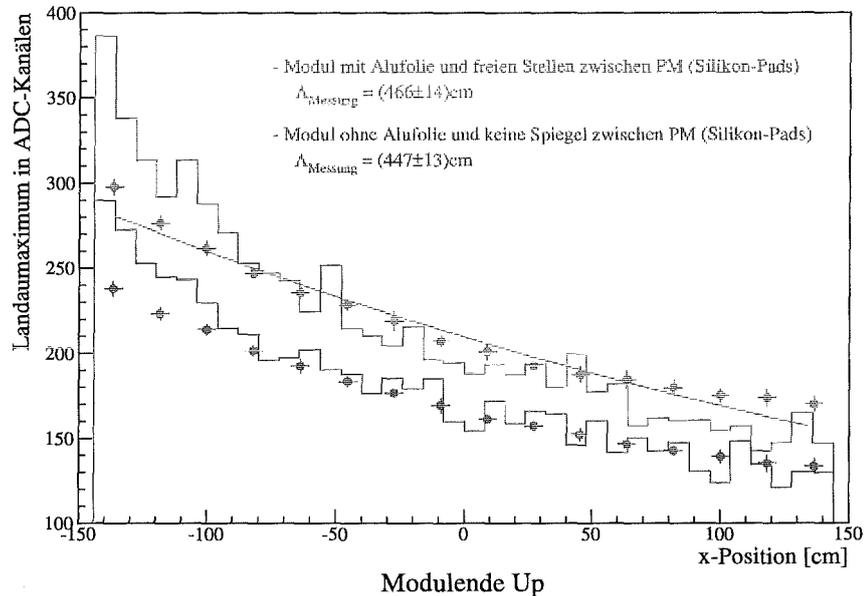


Abbildung 6.4: Vergleich zwischen Experiment (Punkte mit Fehlerbalken) und M.C.-Simulation (durchgezogene Kurven) für die um Aluminiumfolie erweiterte Minimalkonfiguration eines 3.15 m langen Moduls mit 180°-Lichtumlenkung (χ^2 -Fit für eine e-Funktion ist miteingezeichnet, ebenso der Vergleich für die Minimalkonfiguration).

tonen aus dem Szintillator und gehen für den Lichttransport unter Totalreflektion verloren. Durch das Zusammenspiel der Mikrooberflächenrauigkeit des Szintillators mit der Unebenheit der Aluminiumfolie und der Dicke des Luftspalts wird quasi der effektive Auskopplungsraumwinkelbereich der isotrop emittierten Photonen verkleinert. Denn mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit können Photonen eines bestimmten Emissionswinkels, der sie aus dem Szintillator treten läßt, doch noch unter Totalreflektion wieder innerhalb des Szintillators transportiert werden. Die Aluminiumfolie erhöht somit den Anteil der isotrop emittierten Photonen, die unter Totalreflektion im Szintillator transportiert werden. Dies bedeutet, daß durch die Alufolie an jedem Ort im Modul die Lichtausbeute $L(x, y)$ um einen konstanten Faktor erhöht wird. D.h. wiederum, daß die eff. Abschwächlänge, welche der Lichtausbeutekurve $const \cdot L_0(x)$ entnommen wird, sich durch die Aluminiumfolie nicht verändern sollte. In Abb. 6.4 und 6.1 ist jeweils die gemessene und simulierte Lichtausbeutekurve $L(x)$ der um die Aluminiumfolie erweiterten Minimalkonfiguration dargestellt (grüne Kurven). Die aus der gemessenen Lichtausbeute $L(x)$ ermittelte eff. Abschwächlänge beträgt $(466 \pm 14) \text{ cm}$ ($\chi^2/ndf = 41, 27/14$). Dieser Wert ist tatsächlich innerhalb der Fehler mit dem der eff. Abschwächlänge der Minimalkonfiguration ohne Alufolie (447 ± 13) verträglich. In der Simulation ist der Effekt einer konstanten Lichtausbeutezunahme durch die Aluminiumfolie deutlicher. Deshalb weichen die simulierten Werte auch am fernen Modulende geringfügig von den gemessenen ab und liegen dort et-

was unterhalb der Messung. Dies erklärt auch die Tendenz in der Messung, daß die Alufolie die eff. Abschwächlänge leicht erhöht.

6.1.1.3 Kombination der Aluminiumfolie mit den Aluspiegeln zwischen den PM

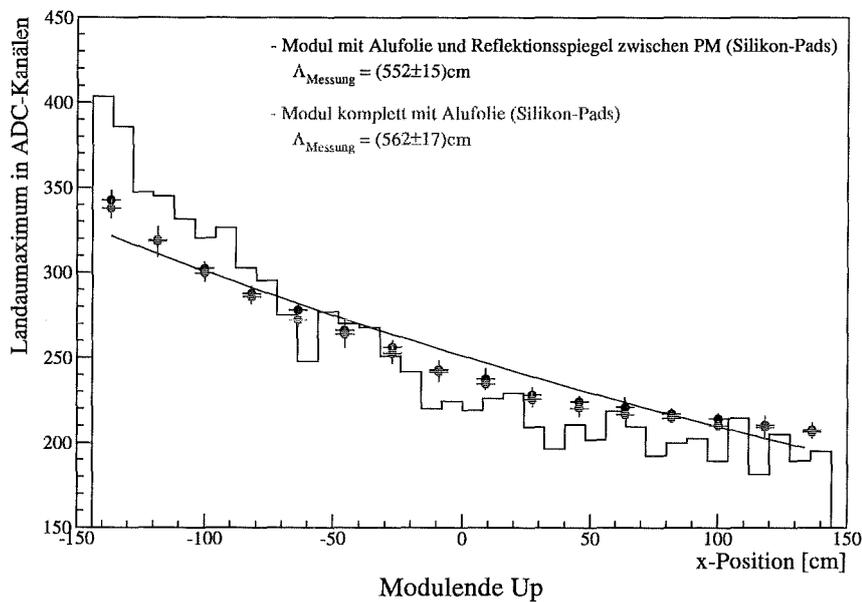


Abbildung 6.5: Vergleich zwischen Experiment (Punkte mit Fehlerbalken) und M.C.-Simulation (durchgezogene Kurven) für die kombinierte Konfiguration mit Alufolie und Aluspiegeln zwischen den PM eines 3.15 m langen Moduls mit 180°-Lichtumlenkung (χ^2 -Fit für eine e-Funktion ist miteingezeichnet, ebenso die Messung für ein komplett in Alufolie eingepacktes Modul).

Bei einer kombinierten Konfiguration mit Aluminiumfolie und Aluspiegeln zwischen den PM sollten sich die Zunahmen der Lichtausbeuten durch die jeweiligen Effekte addieren. Betrachtet man in Abb. 6.5 und 6.1 die gemessene und die simulierte Lichtausbeutekurven $L(x)$ der Konfiguration mit Aluminiumfolie und Aluspiegeln zwischen den PM (schwarze Kurven), so ist dies auch der Fall: Die gemessene eff. Abschwächlänge ist mit $(552 \pm 15) \text{ cm}$ ($\chi^2/ndf = 56, 23/14 \approx 4, 0$) um über 1 m größer als die der Minimal-konfiguration ($447 \pm 13 \text{ cm}$). Rückzuführen ist diese Erhöhung fast ausschließlich auf die „lichtsammelnden“ Aluspiegel zwischen den PM am nahen und fernen Modulende. Diese liefern zusammen einen über das gesamte Modul nahezu konstanten Mehrbetrag an Licht für das einzelne Modulende (Up). Die Tendenz einer leichten zusätzlichen Erhöhung der

eff. Abschwächlänge durch die Aluminiumfolie wird bestätigt. Die eff. Abschwächlänge dieser kombinierten Konfiguration ist größer als die der lediglich um Aluspiegel zwischen den PM erweiterten Minimalkonfiguration. Die Beeinflussung der Lichtausbeute durch die Aluspiegel und die Aluminiumfolie bedingen, daß die eff. Abschwächlänge eine mit jedem Eingriff sukzessiv schlechter werdende Beschreibung der Lichtausbeutekurve $L(x)$ liefert, wie das reduzierte χ^2 v.a. der Kombination aus beiden zeigt (χ^2/ndf : von 1,3 für Minimalkonfiguration \rightarrow 4,0 für kombinierte Konfiguration).

Die hochreflektierenden Aluminiumspiegelbleche zwischen den PM sind durch leicht zerknitterte Aluminiumfolie fast gleichwertig ersetzbar. Dies zeigt die Messung des komplett in Alufolie eingepackten Moduls in *Abb. 6.5* und *6.1* (rote Kurve), bei welchem die Alufolie auch anstelle der Aluspiegel zwischen den PM verwendet ist. Innerhalb der Fehler stimmt die gemessene eff. Abschwächlänge von (562 ± 17) cm mit der unter Verwendung von Aluspiegeln gewonnenen (552 ± 15) cm überein. Aus Isolationsgründen darf bei den Veto-Modulen jedoch keine schwer dauerhaft fixierbare Alufolie in unmittelbarer Nähe der Photokathoden angebracht sein. Das Risiko eines möglichen Kurzschlusses ist zu hoch, da an den Veto-Modulen nach ihrem Einbau innerhalb der Eisenabschirmung keine Reparaturen mehr durchgeführt werden können. Wegen diesen Vorsichtsmaßnahmen bedecken die Aluspiegel zwischen den PM lediglich 74 % der ungenutzten Fläche, aufgrund der benötigten Sicherheitsabstände zu den Photokathoden. Dies limitiert auch in begrenztem Umfang die Zunahme der Lichtausbeute $L(x)$ und der eff. Abschwächlänge durch die Aluspiegel.

6.1.1.4 Einfluß der geklebten PM (optischer Zement) im Vergleich zu Silikon-Pads

Verwendet man Silikon-Pads ($n = 1,45$) zum optischen Ankoppeln der PM an den Szintillator ($n = 1,58$), so sind die Reflektionsverluste durch den unterschiedlichen Brechungsindex der beiden Medien nicht zu vernachlässigen. Im Gegensatz dazu hat optischer Zement ($n_{NE580} = 1,56$) einen mit dem Szintillator fast identischen Brechungsindex. Bei geklebten PM sollten die Reflektionsverluste, welche überwiegend am nahen Modulende auftreten, aufgrund der von dort bevorzugt flacheren Einfallswinkel der Photonen verschwinden. Dies bestätigt der Vergleich für die Lichtausbeutekurven $L(x)$ in *Abb. 6.6* und *6.1* zwischen der endgültigen Konfiguration mit geklebten PM (dunkelblaue Kurven) und der entsprechenden mit Silikon-Pads (schwarze Kurven). Am fernen Modulende stimmen die Lichtausbeutekurven beider Konfigurationen überein. Zum nahen Ende hin wird bei der Konfiguration mit geklebten PM die Lichtausbeute $L(x)$ wie erwartet kontinuierlich größer als die der entsprechenden Konfiguration mit Silikon-Pads. Dies führt dazu, daß die Lichtausbeutekurve $L(x)$ mit geklebten PM steiler verläuft als diejenige mit Silikon-Pads. Deshalb ist die gemessene eff. Abschwächlänge für die endgültige Konfiguration mit Alufolie und Aluspiegeln zwischen geklebten PM mit (417 ± 42) cm ($\chi^2/ndf = 9,779/8$) um weit über 1 m geringer als die der entsprechenden mit Silikon-Pads. Obwohl die Reflektionsverluste durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der Medien mit Hilfe des optischen Zements vernachlässigbar sind, verschlechtert sich der Wert für die eff. Abschwächlänge. Dies verdeutlicht wieder, daß die eff. Abschwächlänge eine rein konfigurationsspezifische Größe ist und keine physikalische. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Mes-

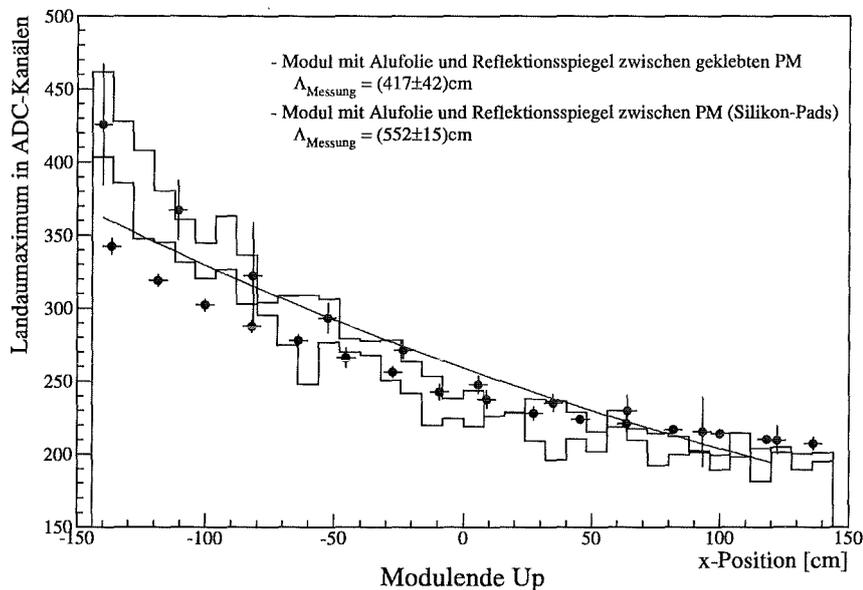


Abbildung 6.6: Vergleich zwischen Experiment (Punkte mit Fehlerbalken) und M.C.-Simulation (durchgezogene Kurven) für die endgültige Konfiguration mit geklebten PM eines 3.15 m langen Moduls mit 180° -Lichtumlenkung (χ^2 -Fit für eine e-Funktion ist miteingezeichnet, ebenso der Vergleich für die kombinierte Konfiguration mit Alufolie und Aluspiegeln zwischen den PM).

sung ist für die endgültige Konfiguration (blaue Kurven) besser als für die entsprechende mit Silikon-Pads (schwarze Kurven). Dies kann jedoch in der schlechteren Statistik der Messung der endgültigen Konfiguration begründet sein.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß die Simulation und das Experiment die gleichen Ergebnisse für die unterschiedlichen Einflüsse der einzelnen Konfigurationselemente auf die Lichtausbeutekurve $L(x)$ bzw. die eff. Abschwächlänge liefern. Die eff. Abschwächlänge ist nicht nur von der Geometrie des Moduls abhängig (Berücksichtigung des mittleren Lichtwegs), sondern auch im ganz entscheidenden Maß von einzelnen Konfigurationselementen. So gibt es kleine kritische Stellen am Modul an denen geringe Änderungen der Konfiguration eine große Auswirkung auf die eff. Abschwächlänge haben. Indem lediglich Aluspiegel oder Aluminiumfolie auf die ungenutzte, nichtausgelesene Fläche zwischen den PM am Lichtleiter angebracht wird, erhöht sich die eff. Abschwächlänge um mindestens 20 %. Umgekehrt sind durch die Verwendung von geklebten PM zwar die Reflektionsverluste durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der Medien vernachlässigbar, jedoch wird gerade durch diesen Lichtausbeutegewinn die eff. Abschwächlänge um 25 % reduziert. D.h. die unphysikalische eff. Abschwächlänge kann durch Eingriffe in die Konfiguration des Moduls sowohl erhöht als auch verringert werden. Solange die μ - γ -Trennung des Moduls durch eine

zu geringe eff. Abschwächlänge nicht merklich verschlechtert wird (wegen elektronischer ASTERIX-Schwelle), ist die physikalische Lichtausbeute $L(x)$ das bessere Kriterium zur Optimierung der optischen Eigenschaften der Veto-Module. Die endgültige Konfiguration, bei der alle lichtausbeutesteigernden Komponenten berücksichtigt sind, besitzt zwar die höchste Lichtausbeutekurve $L(x)$ (s. dunkelblaue Kurven in Abb. 6.1) weist aber die geringste eff. Abschwächlänge aller vorgestellten Konfigurationen auf. Die Wirkung der leicht zerknitterten Aluminiumfolie, in welche der Szintillator eingepackt ist, beschränkt sich hauptsächlich auf die Steigerung der Lichtausbeute $L(x)$. Die leichte Erhöhung der eff. Abschwächlänge ist unwesentlich.

6.1.2 Modul ohne 180°-Lichtumlenkung

Unter der trivialen Annahme, daß die Lichtumlenkung an den Stirnenden des Moduls die Photonen unabhängig von ihrer Wellenlänge, ihren bevorzugten Winkeln und ihrem Entstehungsort im Modul immer mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit um 180° umlenkt, dürfte sich die eff. Abschwächlänge nicht verändern. In Abb. 6.7 sind die simulierten Lichtausbeutekurven $L(x)$ eines 3,15 m langen Moduls mit sowie ohne 180°-Lichtumlenkung exemplarisch für das Modulende *Up* dargestellt (kombinierte Konfiguration mit Aluspiegeln zwischen den PM (Silikon-Pads) und Aluminiumfolie um Szintillator). Der Wert der

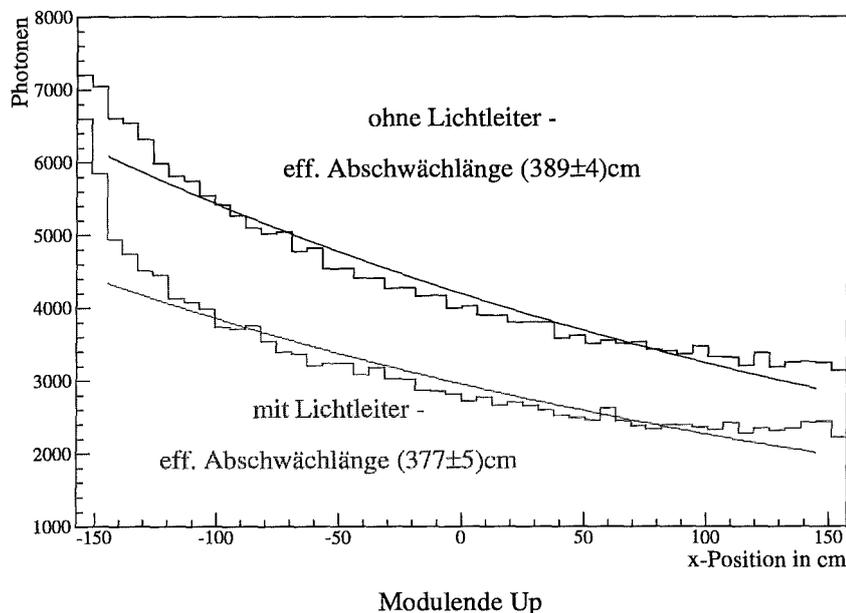


Abbildung 6.7: Vergleich der simulierten eff. Abschwächlängen für ein 3.15 m langes Modul mit und ohne 180°-Lichtumlenkung (Kombinierte Konfiguration mit Aluminiumfolie um Szintillator und Aluspiegeln zwischen den über Silikon-Pads optisch angekoppelten PM).

eff. Abschwächlänge beträgt für die Simulation ohne 180° -Lichtumlenkung (389 ± 4) cm und für die Simulation mit Lichtleiter (377 ± 5) cm (Bereiche der Lichtleiter an den Modulenden sind beim Fit ausgespart). Beide Werte stimmen innerhalb der Fehler fast überein. Dies bedeutet, daß durch die Lichtumlenkung an jedem Ort x des Moduls die Lichtausbeute $L(x)$ um einen konstanten Bruchteil reduziert wird. Damit wird die zuvor erläuterte triviale Annahme bestätigt, daß die 180° -Lichtumlenkung keinen Einfluß auf die eff. Abschwächlänge hat.

6.2 Vergleich Simulation-Messung für Lichtausbeute

Die ortsabhängige Lichtausbeute ist wie bereits gezeigt ein sehr viel besseres Kriterium zur Beschreibung der optischen Güte eines Veto-Moduls als die unphysikalische eff. Abschwächlänge. Deshalb ist bei der Optimierung der Konfiguration der Veto-Module die

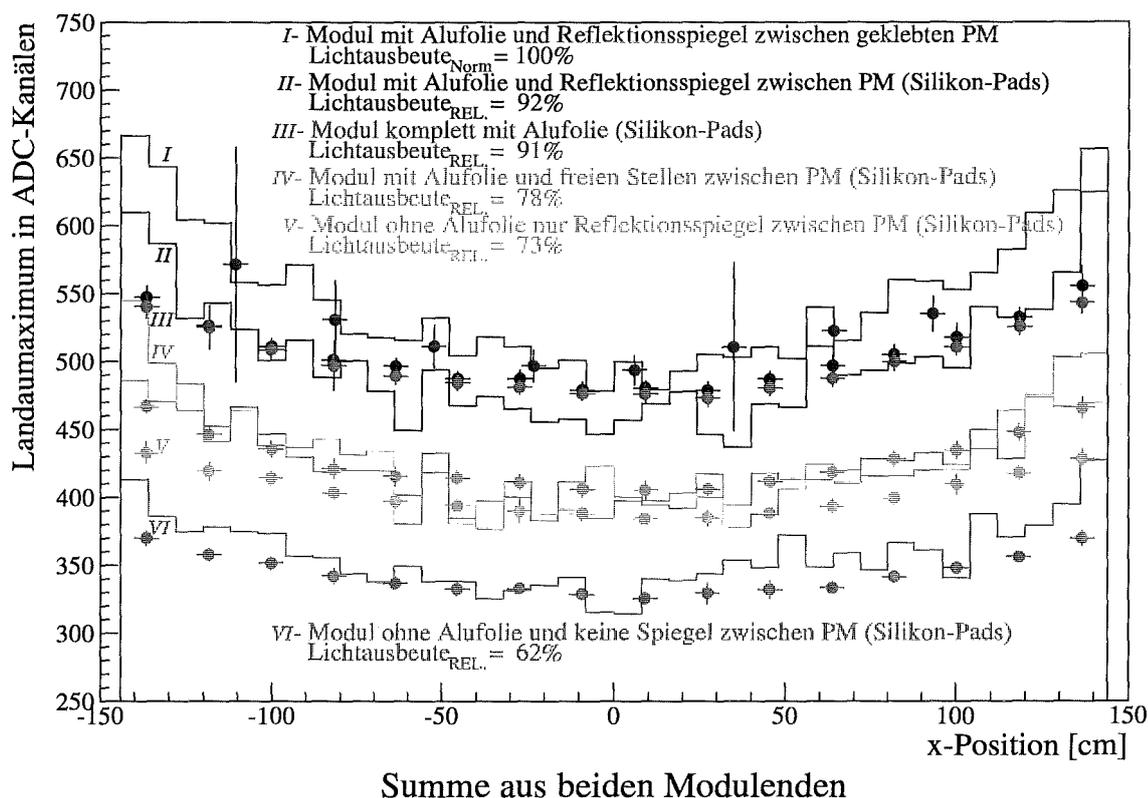


Abbildung 6.8: Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Modulkonfiguration: Vergleich zwischen Experiment (Punkte mit Fehlerbalken) und M.C.-Simulation (durchgezogene Kurven) für ein 3.15 m langes Modul mit 180° -Lichtumlenkung.

Lichtausbeute stärker zu gewichten als die eff. Abschwächlänge. Da die Lichtausbeute die Myonachweiseffizienz der Veto-Module bestimmt, ist sie der wichtigste Optimierungsparameter. Im folgenden werden die simulierten und gemessenen Summenlichtausbeutekurven $L_{Sum}(x)$ (Auslese über alle acht PM beider Enden) der sechs ausgewählten Konfigurationen des 3,15m langen Veto-Moduls vorgestellt. Dabei werden die simulierten Lichtausbeutekurven $L_{Sum}(x)$ mit den experimentellen verglichen und die Lichtausbeute der jeweiligen Konfiguration relativ zu der Lichtausbeute der endgültigen Konfiguration aus den Messungen mit 1 % Genauigkeit ermittelt. In einer Simulation wird weiterhin der Lichtverlust durch die 180°-Lichtumlenkung bestimmt.

6.2.1 Lichtausbeutegewinn einzelner Komponenten

Abb. 6.8 zeigt die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Modulkonfiguration. Dargestellt sind die simulierten und gemessenen Summenlichtausbeutekurven $L_{Sum}(x)$ (Summe aus beiden Modulenden) der sechs ausgewählten Konfigurationen. Die simulierten Kurven $L_{Sum}(x)$ sind auf den Wert der Messung in der Modulmitte der Summenlichtausbeute ($\bar{L}_{Sum}(-12cm \leq x \leq 12cm)$) für die Minimalkonfiguration ohne Aluminiumfolie und ohne Spiegel zwischen den PM (lila Kurven in Abb. 6.8) normiert. Um die Werte der Lichtausbeuten der unterschiedlichen Konfigurationen mit der endgültigen zu vergleichen, wird das Verhältnis der Summenlichtausbeutekurven der einzelnen Konfigurationen zu der der endgültigen über die gesamte Länge des Moduls gemittelt. Für die Minimalkonfiguration (lila Kurven in Abb. 6.8) ergibt sich somit eine Lichtausbeute von 62 % relativ zur endgültigen Konfiguration. Die relative Lichtausbeute erhöht sich auf 73 % für die um Aluspiegel zwischen den PM erweiterten Minimalkonfiguration. Dies ist nicht die maximal mögliche Lichtausbeute, da aus Isolationsgründen nur 74 % der ungenutzten Fläche am Lichtleiter zwischen den PM durch Aluspiegel abgedeckt ist. Vergleicht man die simulierte Lichtausbeutekurve mit der gemessenen (hellblaue Kurven in Abb. 6.8), so ist die Übereinstimmung bis auf die äußeren Randbereiche, an denen die Simulation eine etwas höhere Lichtausbeute vorhersagt, recht gut. Betrachtet man nun die um Aluminiumfolie erweiterte Minimalkonfiguration (grüne Kurven in Abb. 6.8), so ist dieser Lichtausbeutegewinn von 78 % durch die Alufolie größer als der durch die Aluspiegel zwischen den PM. Mit Hilfe des Vergleichs der simulierten mit dieser gemessenen Lichtausbeutekurve $L_{Sum}(x)$ ist es möglich, die zwei freien Parameter in der Simulation der Alufolie zu bestimmen. Dazu werden in der Simulation die Unebenheit der Alufolie $P_{Alufolie}$ und deren Abstand zum Szintillator variiert. Für einen Abstand von 0,1 mm und $P_{Alufolie} = 50 \%$ wird die gemessene Lichtausbeutekurve am besten reproduziert (minimales χ^2). Dabei erweisen sich die Oberflächenrauigkeit des Szintillators im Zusammenspiel mit dem Abstand der Alufolie als entscheidende Parameter. Bei einer ideal planen Szintillatortoberfläche hätte die Alufolie keinen Einfluß auf die Lichtausbeute. Die Alufolie kann sogar in begrenztem Umfang die Verluste durch eine erhöhte Oberflächenrauigkeit des Szintillators kompensieren. Die kombinierte Konfiguration aus Aluminiumfolie und Aluspiegeln zwischen den PM (Silikon-Pads) weist eine Lichtausbeute von 92 % relativ zur endgültigen Konfiguration auf. Dieser aus der Messung gewonnene Wert ist etwas höher als die Summe der einzelnen Beiträge der beiden Komponenten zur Steigerung der Lichtausbeute. Beim Vergleich der Messung

mit der Simulation für diese kombinierte Konfiguration (schwarze Kurven in *Abb. 6.8*) ist die Übereinstimmung bis auf die Modulmitte sehr gut. Dort liefert die Simulation eine leicht geringere Lichtausbeute. Dies ist möglicherweise auf geringe Schwankungen der an verschiedenen Tagen unter verschiedenen äußeren Bedingungen gemessenen Lichtausbeute rückzuführen. Die Aluspiegelbleche zwischen den PM sind auch unter dem Gesichtspunkt der Lichtausbeute fast gleichwertig durch Aluminiumfolie zwischen den PM ersetzbar. Die gemessene Lichtausbeute relativ zur endgültigen Konfiguration ist mit 91 % für ein komplett in Alufolie eingepacktes Modul (rote Kurve in *Abb. 6.8*) fast identisch mit derjenigen der entsprechenden kombinierten Konfiguration (92 %). Die endgültige Konfiguration, bei der die kombinierte Konfiguration um geklebte PM erweitert ist, weist mit 100 % die höchste Lichtausbeute auf. Die Übereinstimmung zwischen der simulierten und der gemessenen Summenlichtausbeutekurve $L_{Sum}(x)$ ist für diese Konfiguration (dunkelblaue Kurven in *Abb. 6.8*) am besten. Dies könnte jedoch in der schlechteren Statistik dieser Messung begründet sein.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß durch die Aluminiumfolie der größte Lichtausbeutegewinn erzielt wird. Diese erhöht die Lichtausbeute gegenüber der Minimalkonfiguration um über ein Viertel. Die Aluminiumspiegel zwischen den PM liefern einen ähnlich großen Zugewinn von fast einem Fünftel. Müßte der Isolationsaspekt nicht berücksichtigt werden, wäre der Lichtausbeutegewinn durch leicht vergrößerte Aluspiegelbleche etwas höher. Durch die Klebung der PM läßt sich die Lichtausbeute um fast ein Zehntel steigern. Kombiniert man alle drei lichtausbeutesteigernden Komponenten zu der endgültigen Konfiguration, so läßt sich eine gegenüber der Minimalkonfiguration um 61 % höhere Lichtausbeute realisieren. Der erreichte Lichtausbeutegewinn durch diese gezielte Optimierung ist somit in der gleichen Größenordnung wie die Lichtausbeute selbst.

6.2.2 Modul ohne 180°-Lichtumlenkung

Eine platzsparende 180°-Lichtumlenkung ist immer mit erheblichen Lichtverlusten verbunden. Deshalb wurden die Winkel an den Modulenden, welche mit hochreflektierenden Aluminiumspiegelblechen bestückt sind, für die 180°-Lichtumlenkung in einer Simulation auf maximale Lichtausbeute optimiert [Hoe95]. Als weitere Maßnahme bestehen die beiden Lichtleiter ebenfalls aus Szintillator, um Transmissionsverluste durch unterschiedliche Brechungsindizes zu vermeiden. Die *Abb. 6.9* zeigt das Verhältnis der beiden simulierten Summenlichtausbeutekurven $L_{Sum}(x)$ mit und ohne 180°-Lichtumlenkung (für ein 3,15 m langes Modul in der kombinierten Konfiguration mit Alufolie und Aluspiegeln zwischen den PM). Mit Hilfe eines χ^2 -Fits für eine Konstante ergibt sich ein über die Länge des Moduls (ohne Bereiche der Lichtleiter) gemittelt Photonverhältnis (mit / ohne Lichtleiter) von 70 %. Dies bedeutet, daß die 180°-Lichtumlenkung mit einem Lichtverlust von nur 30 % verbunden ist. Dieser Lichtverlust wird sogar aufgrund des Lichtausbeutegewinns von 61 % durch die Optimierung der Konfiguration der Veto-Module mehr als kompensiert.

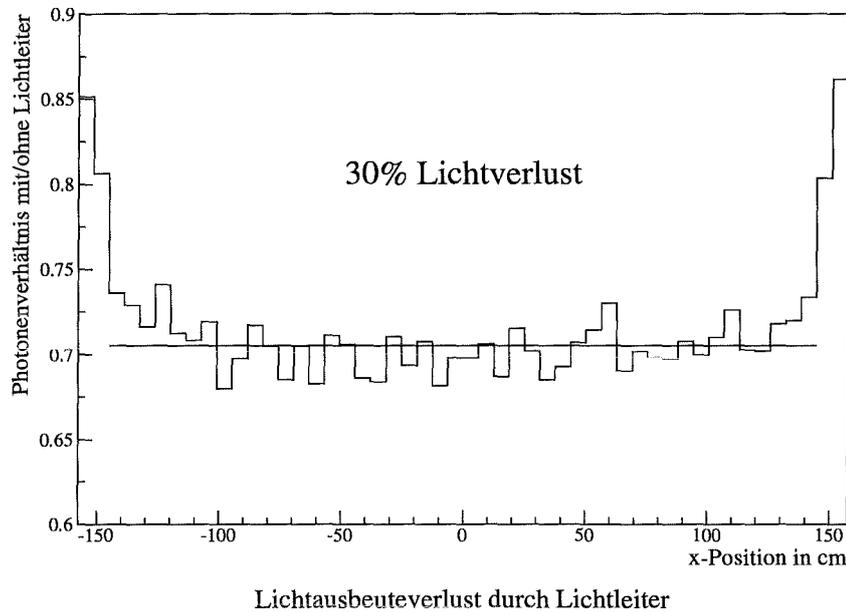


Abbildung 6.9: Verhältnis der simulierten Lichtausbeuten zwischen einem 3.15 m langen Modul mit und ohne 180°-Lichtumlenkung (kombinierte Konfiguration mit Aluminiumfolie und Aluspiegeln zwischen den über Silikon-Pads optisch angekoppelten PM).

6.3 Homogenität

Nachdem die Homogenität der Lichtausbeute $L(x)$ längs des Moduls unter dem Aspekt der eff. Abschwächlänge (Auslese über die vier PM eines Modulendes) bereits diskutiert wurde, widmet sich dieser Abschnitt v.a. der Lichtausbeute $L(y)$. Wie bereits erwähnt ist die Homogenität der Lichtausbeute $L(y)$ senkrecht zur Modullängsachse eine wichtige Voraussetzung der Veto-Module, da über die Differenzlichtlaufzeit dT nur der Ort längs des Moduls aufgelöst wird. Die Lichtausbeute $L(y)$ kann nur unter Verwendung von Trigger-Paddlen zeitintensiv gemessen werden. Deshalb wurden die Einflüsse der verschiedenen Konfigurationselemente auf die Lichtausbeute $L(y)$ und deren Homogenität mit Hilfe der entsprechenden Simulationen bestimmt. Um die einzelnen Effekte am besten hervorheben zu können, werden die simulierten Lichtausbeutekurven $L(y)$ exemplarisch am nahen Modulende für einen äußeren PM diskutiert, da dort die Inhomogenitäten am stärksten ausgeprägt sind. Als weiterer wichtiger Punkt wird mit Hilfe der Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute $L(x, y)$ für ein Modul ohne 180°-Lichtumlenkung der Einfluß des Lichtleiters auf die Homogenität untersucht. Zuletzt wird noch im Rahmen zweier Simulationen mit extrem unterschiedlichen PM-Positionen deren Einfluß auf die Homogenität gezeigt.

6.3.1 Einfluß verschiedener Komponenten

Die Abb. 6.10.a zeigt die simulierten Lichtausbeutekurven $L(y)$ exemplarisch anhand von vier ausgewählten Konfigurationen eines über einen äußeren PM ausgelesenen, 3,15 m lan-

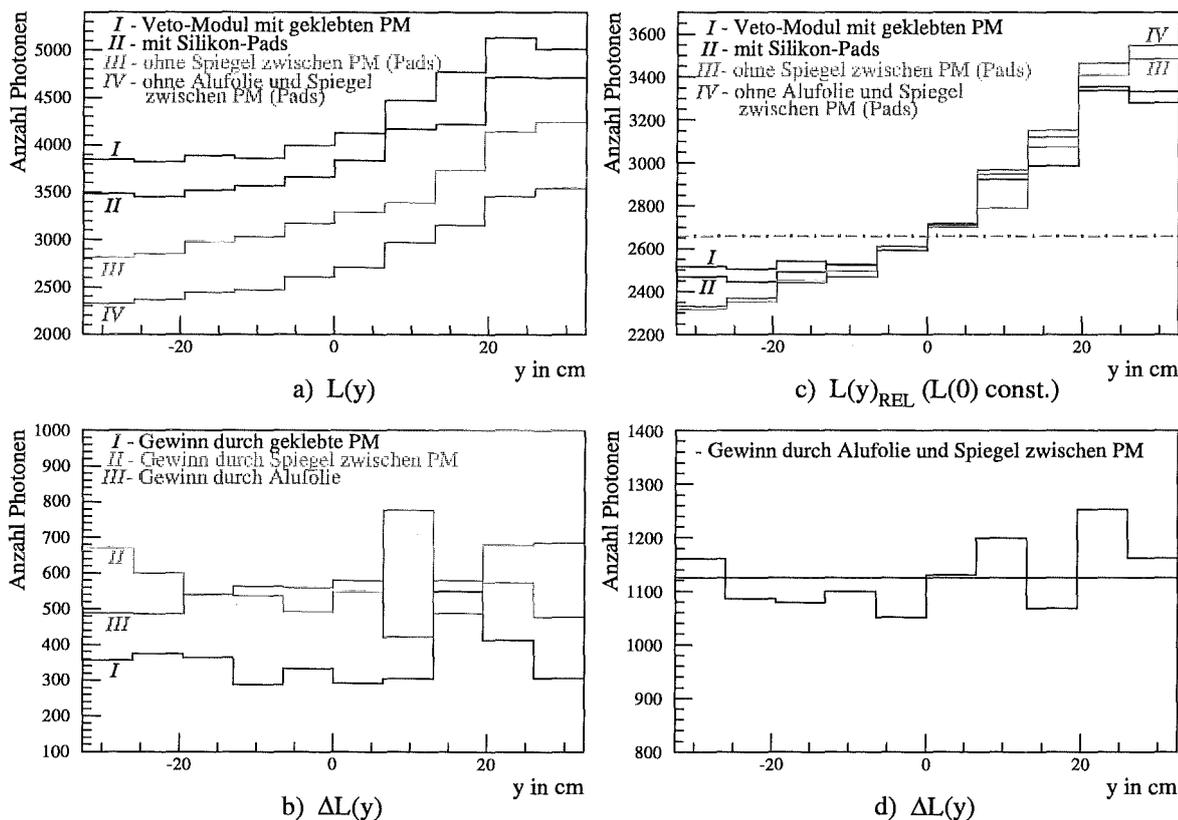


Abbildung 6.10: Für unterschiedliche Konfigurationen simulierte Lichtausbeute $L(y)$ am nahen Ende eines, über einen äußeren PM ($\bar{y}_{PM} = 24,1 \text{ cm}$) ausgelesenen, 3,15 m langen Moduls mit 180° -Lichtumlenkung ($-129.5 \text{ cm} < x - \text{Position} < -112.5 \text{ cm}$):

- Lichtausbeutekurven $L(y)$
- Differenz $\Delta L(y)$ zwischen den einzelnen $L(y)$ bzw. Homogenität der Lichtausbeutegewinne $\Delta L(y)$ durch einzelne Konfigurationselemente.
- Vergleich der Homogenität: Alle $L(y)$ sind normiert auf den Wert $L(0)$ der Simulation ohne Alufolie und ohne Spiegel zwischen den PM.
- Homogenität des Lichtausbeutegewinns $\Delta L(y)$ durch Alufolie um Szintillator und Spiegel zwischen den PM: Dabei ist $\Delta L(y)$ die Differenz zwischen der Simulation der kombinierten Konfiguration und der Minimalkonfiguration ohne diese beiden Elemente (χ^2 -Fit für konstanten Lichtausbeutegewinn $\Delta L(y)$ ist miteingezeichnet).

gen Veto-Moduls mit 180° -Lichtumlenkung. Um zu klären, ob der Lichtausbeutegewinn $\Delta L(y)$ durch einzelne Konfigurationselemente senkrecht zur Modullängsachse konstant ist, muß die Lichtausbeutekurve $L(y)$ der Minimalkonfiguration von den einzelnen Kurven subtrahiert werden. In *Abb. 6.10.b* ist die Homogenität der Lichtausbeutegewinne $\Delta L(y)$ der drei einzelnen Konfigurationselemente dargestellt. Die Aluminiumfolie (lila Kurve in *Abb. 6.10.b*) weist die Tendenz auf, v.a. in räumlicher Nähe des PM's zusätzlich Photonen nachzuweisen. Dagegen „sammeln“ die Aluspiegel zwischen den PM bevorzugt Photonen von entfernteren Orten. Darauf deutet die entgegengesetzt verlaufende Kurve des Lichtausbeutegewinns $\Delta L(y)$ durch die Aluspiegel zwischen den PM hin (grüne Kurve in *Abb. 6.10.b*). Der Lichtausbeutegewinn $\Delta L(y)$ durch geklebte PM (dunkelblaue Kurve in *Abb. 6.10.b*) ist senkrecht zur Modullängsachse sehr homogen (bis auf zwei Bins in unmittelbarer Nähe des PM's). Genaue quantitative Aussagen über bevorzugte Orte (y) des Lichtausbeutegewinns durch die einzelnen Konfigurationselemente lassen sich aufgrund der zu schlechten Statistik nicht machen. Relevanter ist jedoch die Homogenität des kombinierten Lichtausbeutegewinns $\Delta L(y)$ durch Alufolie und Aluspiegel zwischen den PM, wie in *Abb. 6.10.d* dargestellt. Der χ^2 -Fit für eine Konstante liefert (1126 ± 11) Photonen mit $\chi^2/ndf = 3,6/10 = 0,36$. Der Wert des reduzierten χ^2 bestätigt somit die Homogenitätshypothese. In *Abb. 6.10.c* sind die Lichtausbeutekurven $L(y)$ der vier ausgewählten Konfigurationen auf den Wert der Lichtausbeute $L(0)$ der Minimalkonfiguration in der Mitte normiert. Diese Darstellung verdeutlicht, daß mit jedem zusätzlichen Konfigurationselement die Lichtausbeute $L(y)$ sukzessive von der Minimalkonfiguration (lila Kurve) bis hin zur endgültigen Konfiguration (dunkelblaue Kurve) homogener wird.

6.3.2 Einfluß der 180° -Lichtumlenkung

Die *Abb. 6.11* zeigt die simulierte ortsabhängige Lichtausbeute $L(x, y)$ in einem 3,15 m langen Modul ohne 180° -Lichtumlenkung für unterschiedliche PM-Nachweisanordnungen (Auslese über a) einen äußeren PM, b) einen inneren PM, c) vier PM an einem Ende und d) alle acht PM beider Enden). Im Gegensatz zum entsprechenden Modul mit 180° -Lichtumlenkung (s. *Abb. 4.8*), sind die Inhomogenitäten an den Modulenden sehr viel stärker ausgeprägt. Es gibt sogar „tote“ Stellen im Modul von denen keine Photonen nachgewiesen werden. Diese „tote“ Stellen sind bei der Auslese über einen äußeren PM am weitesten ausgedehnt (s. *Abb. 6.11.a*). Am nahen Modulende gibt es senkrecht versetzt zur Position des äußeren PM's eine ganze Fläche, von der kein Licht nachgewiesen wird. Entscheidend ist jedoch die PM-Nachweisanordnung der Veto-Module. Diese werden über die vier passiv addierten PM jeweils eines Modulendes ausgelesen. Betrachtet man die simulierte Lichtausbeute $L(x, y)$ der entsprechenden PM-Nachweisanordnung in *Abb. 6.11.c*, so sind die „toten“ Stellen zwar reduziert, aber am nahen Modulende dennoch vorhanden (in den Zwischenräume der PM und am Rand). Dies bedeutet, daß ein Veto-Modul ohne 180° -Lichtumlenkung an den Stirnenden drastische Einbrüche der Myonnachweiseeffizienz aufweist und somit für den Einsatz als Veto-Zähler nicht akzeptabel ist (ganz abgesehen von der mechanischen Unterbringung der PM und den geometrischen Lücken zwischen benachbarten Modulen). Deutlicher zu sehen ist dies in der *Abb. 6.12.a*. Diese zeigt für die Fläche am nahen Ende dieses Moduls ohne Lichtleiter die simulierten Startorte der über

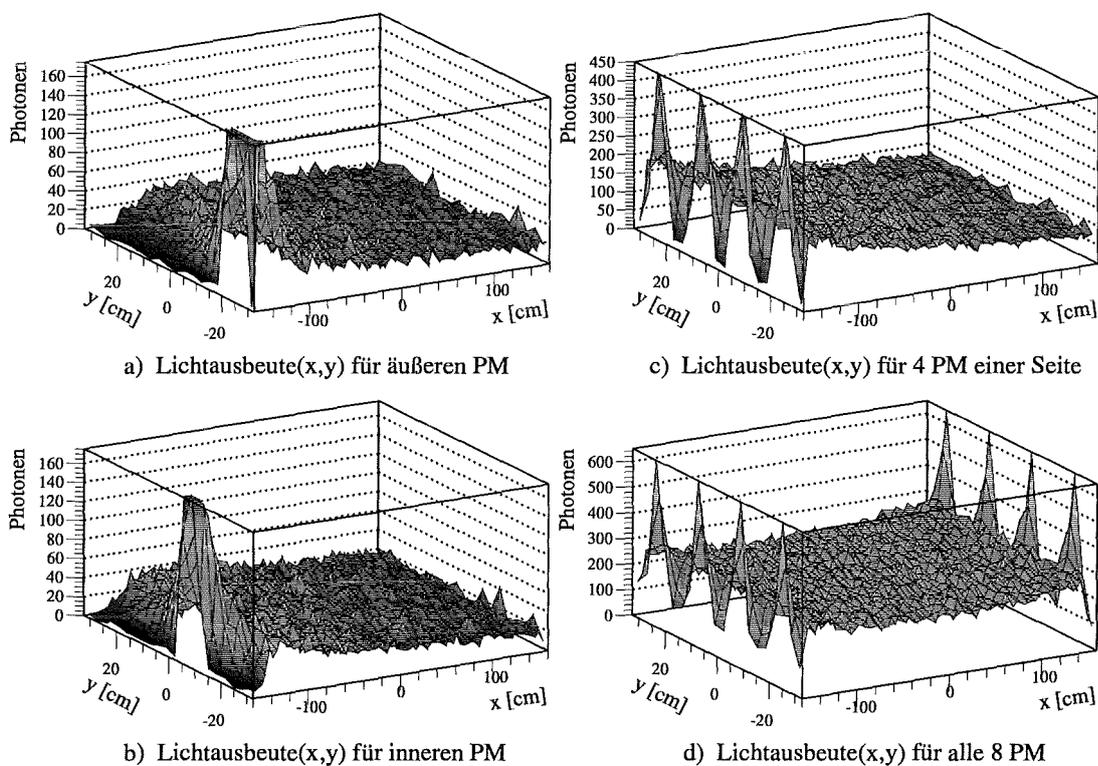


Abbildung 6.11: Simulierte ortsabhängige Lichtausbeute in einem 3,15 m langen Modul ohne 180°-Lichtumlenkung für unterschiedliche PM-Nachweisanordnungen:

- a) Modul nur über einen äußeren PM ausgelesen (Position $\bar{y}_{PM} = -24,1 \text{ cm}$),
 - b) Modul nur über einen inneren PM ausgelesen (Position $\bar{y}_{PM} = -7,6 \text{ cm}$),
 - c) Modul über die vier PM an einem Ende ausgelesen und
 - d) Modul über alle acht PM beider Enden ausgelesen
- (Konfiguration mit Alufolie aber ohne Aluspiegel zwischen den mit Silikon-Pads optisch angekoppelten PM).

die vier PM nachgewiesenen Photonen. Die „toten“ Stellen am nahen Modulende (in den Zwischenräumen der PM und am Rand) erstrecken sich mindestens 5 cm vom Stirnende ins Modul hinein. D.h. an den beiden Stirnenden des Moduls ohne Lichtleiter ist dieser Randbereich für die benötigte Myonnachweiseffizienz unbrauchbar. Betrachtet man im Gegensatz dazu die entsprechende Anordnung mit der 180°-Lichtumlenkung in *Abb. 6.12.b*, verschwinden diese „toten“ Stellen vollständig. Dies demonstriert eindrucksvoll, daß der Lichtleiter nicht nur eine platzsparende und effiziente 180°-Lichtumlenkung ermöglicht, sondern darüberhinaus die wichtige Funktion besitzt, die Lichtausbeute $L(y)$ homogen zu gestalten.

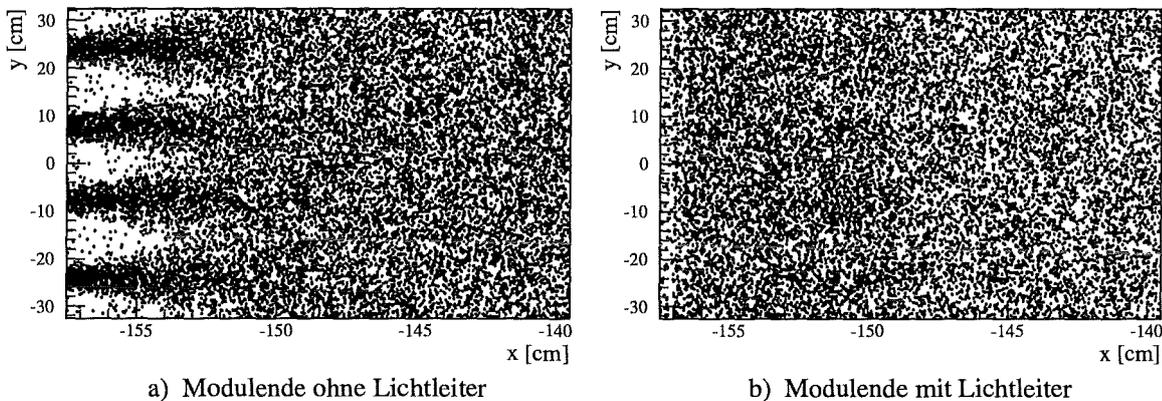


Abbildung 6.12: Simulierte Startorte der über die vier PM eines Modulendes nachgewiesenen Photonen :

- a) In einem 3.15 m langen Modul ohne Lichtleiter und
- b) In einem 3.15 m langen Modul mit 180°-Lichtumlenkung (Konfiguration mit Alufolie aber ohne Aluspiegel zwischen den mit Silikon-Pads optisch angekoppelten PM).

6.3.3 Photomultiplierpositionen

Aus der Homogenitätsbedingung der Summe der einzelnen Lichtausbeutekurven $L(y)$ (der vier PM am Modulende) ergibt sich zwangsläufig die bezüglich der Mitte symmetrische Positionierung der PM. Diese sind jedoch an den beiden Lichtleitern des Veto-Moduls nicht exakt äquidistant angeordnet. Ihre Positionen am Lichtleiter sind in Richtung Mitte leicht eingerückt. Die inneren PM sind dabei räumlich am dichtesten zusammen. Diese nicht äquidistanten PM-Positionen wurden in einer Simulation bezüglich gleicher Pulshöhe der PM-Signale optimiert [Hoe95]. Zur Demonstration der Abhängigkeit der Homogenität der Lichtausbeute $L(x, y)$ von den PM-Positionen sind in *Abb. 6.13* die Simulation der Lichtausbeute $L(x, y)$ für zwei extrem unterschiedliche Positionierungen der PM dargestellt. Die *Abb. 6.13.a* zeigt die simulierten Startorte der über die vier äquidistant angeordneten PM

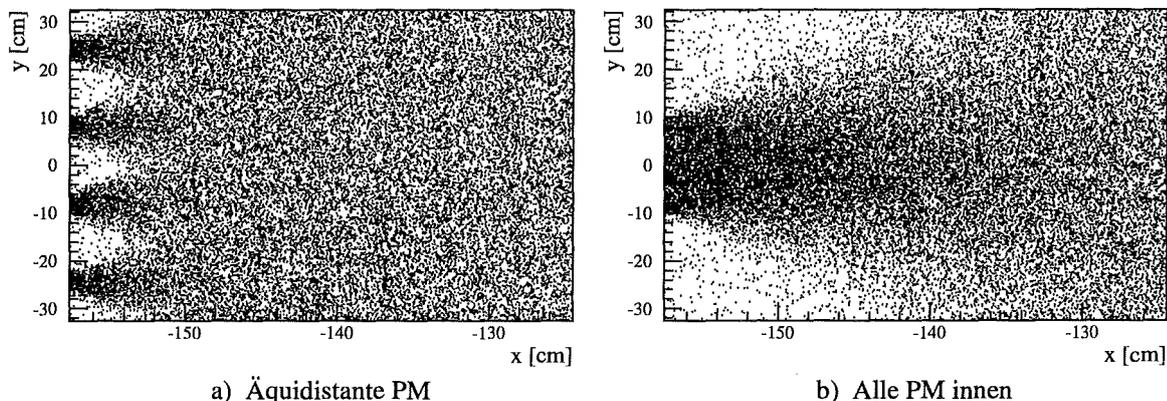


Abbildung 6.13: Für zwei unterschiedliche PM-Positionen simulierte Startorte der über die vier PM eines Modulendes nachgewiesenen Photonen (in einem 3,15 m langen Modul ohne Lichtleiter):

a) Äquidistante PM-Positionen

b) Alle PM sind innen angeordnet

(Konfiguration mit Alufolie aber ohne Aluspiegel zwischen den mit Silikon-Pads optisch angekoppelten PM).

nachgewiesenen Photonen (in einem 3,15 m langen Modul ohne 180°-Lichtumlenkung). Für ein Modul ohne Lichtleiter ergeben sich wie besprochen am nahen Modulende (in den Zwischenräumen der PM sowie am Rand) „tote“ Stellen, von denen so gut wie keine Photonen nachgewiesen werden. Vergleicht man die räumliche Ausdehnung dieser „toten“ Stellen mit denen aus *Abb. 6.13.b*, bei welcher alle PM innen nebeneinander angeordnet sind, wird der Einfluß der PM-Positionen auf die Homogenität der Lichtausbeute $L(x, y)$ deutlich. Sind alle PM innen angeordnet, so erstrecken sich die „toten“ Flächen mindestens 20 cm vom Stirnende aus bis ins Modulinnere. Im Gegensatz dazu sind bei äquidistant positionierten PM diese Ausfallflächen wesentlich kleiner und ihr Bereich dehnt sich lediglich 5 cm ins Modulinnere aus. Dieser Vergleich zeigt, daß die PM-Positionen nicht willkürlich variiert werden können, sondern mit Hilfe von Simulationen optimiert werden müssen.

6.4 Optimierte Konfiguration

Ausgehend von der Minimalkonfiguration des Veto-Moduls mit einer platzsparenden und effizienten 180°-Lichtumlenkung ist es möglich, diese Konfiguration bezüglich der eff. Abschwächlänge, der Lichtausbeute und deren Homogenität gezielt mit Hilfe von M.C.-Simulationen zu optimieren. Das wichtigste Kriterium zur Optimierung der Konfiguration des Veto-Moduls ist die Lichtausbeute, aufgrund der durch ihr bestimmten Myon-nachweiseffizienz. Aus diesem Grund werden in der endgültigen optimierten Konfiguration alle lichtausbeutesteigernden Konfigurationselemente berücksichtigt: Das endgültige Veto-Modul ist deshalb in leicht zerknitterte Aluminiumfolie eingepackt und besitzt hoch-

reflektierende Aluspiegel zwischen den PM, welche mit optischem Zement an den Szintillator gekoppelt sind. Der Einsatz aller drei Konfigurationselemente erhöht nicht nur die Lichtausbeute, sondern auch deren Homogenität (für einzelne PM) senkrecht zur Modulängsachse. Dies ist trotz der für passiv addierte PM konstanten Lichtausbeute $L(y)$ wichtig, da kleine Unterschiede in der Verstärkung *gematchter* PM die Homogenität der Lichtausbeute $L(y)$ einer Seite reduzieren. Die drei Konfigurationselemente unterstützen somit die Funktion des Lichtleiters, welcher neben der Umlenkung des Lichts um 180° auch die Inhomogenitäten der Lichtausbeute $L(y)$ beseitigt. Die endgültige Konfiguration weist zwar eine geringere eff. Abschwächlänge auf als die Minimalkonfiguration, dennoch ist diese hinreichend groß, um trotz der elektronischen ASTERIX-Schwelle die benötigte μ - γ -Trennung zu ermöglichen. Die unphysikalische eff. Abschwächlänge ist nicht nur von der Geometrie des Moduls abhängig (Berücksichtigung des mittleren Lichtwegs), sondern auch von einzelnen Konfigurationselementen. Dabei kann die eff. Abschwächlänge gezielt erhöht bzw. verringert werden und ist damit kein physikalisches Kriterium für die optische Güte eines Moduls. Die Gewichtung der eff. Abschwächlänge als Optimierungsparameter ist somit vom Anwendungszweck abhängig. Abschließend läßt sich festhalten, daß durch die gezielte Optimierung des Veto-Moduls die Lichtausbeute der endgültigen Konfiguration um 61 % gegenüber der Minimalkonfiguration gesteigert werden konnte.

Kapitel 7

Modultests beim Einbau im KARMEN-Detektor

Bevor die 136 Veto-Module in der optimierten Konfiguration zusammengebaut wurden, mußte die Erfüllung der Spezifikationen der Firma BICRON überprüft werden. Leicht zu verifizieren sind die geometrischen Abmessungen, welche nur sehr geringe Toleranzen aufweisen dürfen (aufgrund der Abstandsminimierung zwischen benachbarten Modulen u.a. mechanischer Anforderungen des Veto-Zählers innerhalb der Eisenabschirmung). Schadhafte Module oder Szintillatoren, deren Oberflächenbeschaffenheit Anlaß gibt, an der Erfüllung der spezifizierten effektiven Abschwächlänge von 600 cm zu zweifeln, wurden schon vorab in Spezialmessungen genauer untersucht.

Beim Einbau der Veto-Zähler im KARMEN-Detektor wurden die Module zuvor auf ihre Funktion überprüft. Mit *free-running*-Testmessungen wurde dann die μ - γ -Trennung eines jeden Moduls verifiziert und dessen eff. Abschwächlänge(n) ermittelt.

Diese Tests wurden nach dem Setzen der ersten Brammenlage der 7000 t Eisenabschirmung wiederholt, da nach deren weiterem Aufbau keinerlei mechanische Zugriffsmöglichkeit auf die Module mehr besteht.

7.1 Meßprinzip

Funktionsüberprüfung :

- Um den korrekten Anschluß der PM eines Veto-Moduls zu prüfen, wird der Ohm'sche Widerstand der jeweils vier passiv addierten PM einer Modulseite gemessen. Beim Ausfall eines PM's weicht dieser deutlich von 50Ω ab (*s. dazu Anhang D.2*). Zusätzlich wird entlang der PM am Lichtleiter eine radioaktive ^{60}Co -Quelle senkrecht zur Modullängsachse verschoben. Dabei wird das Ansteigen der Signale vor jedem der vier PM überprüft.

- Zum Test der Lichtdichtigkeit eines Veto-Moduls werden die erzeugten PM-Signale auf einem Analog-Oszillographen (Leuchtintensität \sim Rate) betrachtet.

Free-running-Testmessung :

Im wesentlichen wird der bereits in *Abb. 5.7* vorgestellte Versuchsaufbau zur *free-running*-Messung verwendet. Die PM werden jedoch nicht einzeln ausgelesen: Jeweils vier PM einer Moduleseite sind passiv addiert. Ferner wird nicht nur ein Modul gemessen, sondern drei bzw. sechs Veto-Zähler gleichzeitig. Getriggert wird das Gate (220 ns) zur Auslese der datenaufnehmenden CAMAC-Einheiten deshalb von der ODER-Verknüpfung der drei bzw. sechs möglichen logischen Koinzidenzen aus den jeweils beiden Seiten eines Moduls.

Um insbesondere die Güte der μ - γ -Trennung richtig beurteilen zu können, wird auf die Moduleseiten eine niedrige elektronische Schwelle angelegt. Die Meßzeit beträgt je nach Rate 20 – 40 min. Eine Variation der Rate ergibt sich aus Unterschieden in der PM-Verstärkung der Module und der Dicke der Eisenabschirmung.

Bei der anschließenden Auswertung wird zunächst die μ - γ -Separation der gemessenen Veto-Module visuell qualitativ geprüft. Danach wird die individuelle Differenzlaufzeit dT über den Abstand der beiden Lichtleiter geeicht und die effektiven Abschächlängen bestimmt.

7.2 Untersuchung schadhafter Module

Im Gegensatz zu Pilzbefall, der bei einigen Modulen nach unsachgemäßem Transport (Feuchtigkeit) aufgetreten war und welcher problemlos mit einer verdünnten Seifenwasserlösung entfernbar ist, stellen Module mit schadhafte Oberflächenbeschaffenheiten ein genauer zu untersuchendes Problem dar. Die Oberfläche solcher Module ist irreversibel durch Fehler beim Polymerisationsprozeß beschädigt. Diese kritischen Module werden in Spezialmessungen mit Einzelphotomultiplierauslese und Silikon-Pads mit der *free-running*-Methode gemessen. Nachfolgend werden die Ergebnisse dieser Untersuchungen anhand von drei ausgewählten typischen Vertretern vorgestellt :

- **Turtle-shell-Modul** : Leicht unebene, „schildkrötenpanzerartige“ Oberfläche
- eff. Abschwächlänge: (626 ± 24) cm *Up* bzw. (591 ± 20) cm *Down*
- **Bubble-surface-Modul**¹ : Teilweise sind an der Oberfläche Luftblasen eingeschlossen
- eff. Abschwächlänge: (583 ± 28) cm *Up* bzw. (600 ± 24) cm *Down*
- **Hollow-Modul**² : Teilweise leichte Einsenkungen der Oberfläche
- eff. Abschwächlänge: (545 ± 21) cm *Up* bzw. (537 ± 16) cm *Down*

¹ Veto-Modul SB06

² Veto-Modul SB01

Die eff. Abschwächlängen liegen bei allen drei Modulen im Bereich der Spezifikation. Bei allen drei funktioniert auch die μ - γ -Trennung hervorragend. Aus diesem Grund sind diese Module als Veto-Zähler voll einsatzfähig und diese Arten von schadhafte Oberflächen unkritisch. Die gemessenen Werte verdeutlichen nochmals die auch im Rahmen der M.C.-Simulation gewonnene Erkenntnis, daß die optischen Eigenschaften der Veto-Module im wesentlichen durch die Transporteigenschaften des Szintillators (*bulk*-Material) festgelegt werden.

Ein Lichtleiter des *Turtle-shell-Moduls* wurde mit dem optischen Zement NE-580 neu geklebt (Transportschaden). Durch das Verwenden von, immer an der gleichen Position platzierten, Referenzphotomultipliern bei den Spezialmessungen, ist die Lichtausbeute der verschiedenen Module untereinander vergleichbar. Aus diesem Vergleich geht hervor, daß die Klebung des Lichtleiters mit NE-580 für diese Seite zu einer ca. 10% höheren Lichtausbeute führt. Der optische Zement von NE ist damit effizienter als der von BICRON.

7.3 Ergebnis

Die μ - γ -Separation konnte mit Hilfe der *free-running*-gemessenen Lichtausbeute-Histogramme für alle 136 Veto-Module überprüft werden. Aus den Lichtausbeutekurven sind pro Modul zwei eff. Abschwächlängen bestimmt (*Up*- und *Down*-Seite). *Abb. 7.1.a* zeigt die Verteilung der fehlergewichteten gemessenen eff. Abschwächlängen der Veto-Module. Das Maximum dieser gaußförmigen Verteilung liegt bei (595 ± 10) cm. Die Anforderungen bezüglich der eff. Abschwächlänge (600 cm ohne Berücksichtigung des mittleren Lichtwegs) sind somit von BICRON erfüllt.

Die ebenfalls gaußförmige Verteilung der, zur *dT*-Eichung jedes Moduls benötigten, mittleren Longitudinalgeschwindigkeitskomponente des Szintillationslichtes ist in *Abb. 7.1.b* dargestellt. Das Maximum dieser Verteilung liegt bei $(14,0 \pm 0,1) \frac{cm}{ns}$. Dies entspricht 74% der Lichtgeschwindigkeit im Szintillator ($\frac{c_0}{1,58} = 19,0 \frac{cm}{ns}$) und damit einem mittleren Lichtweg von 570 cm in einem 4 m langen Veto-Modul.

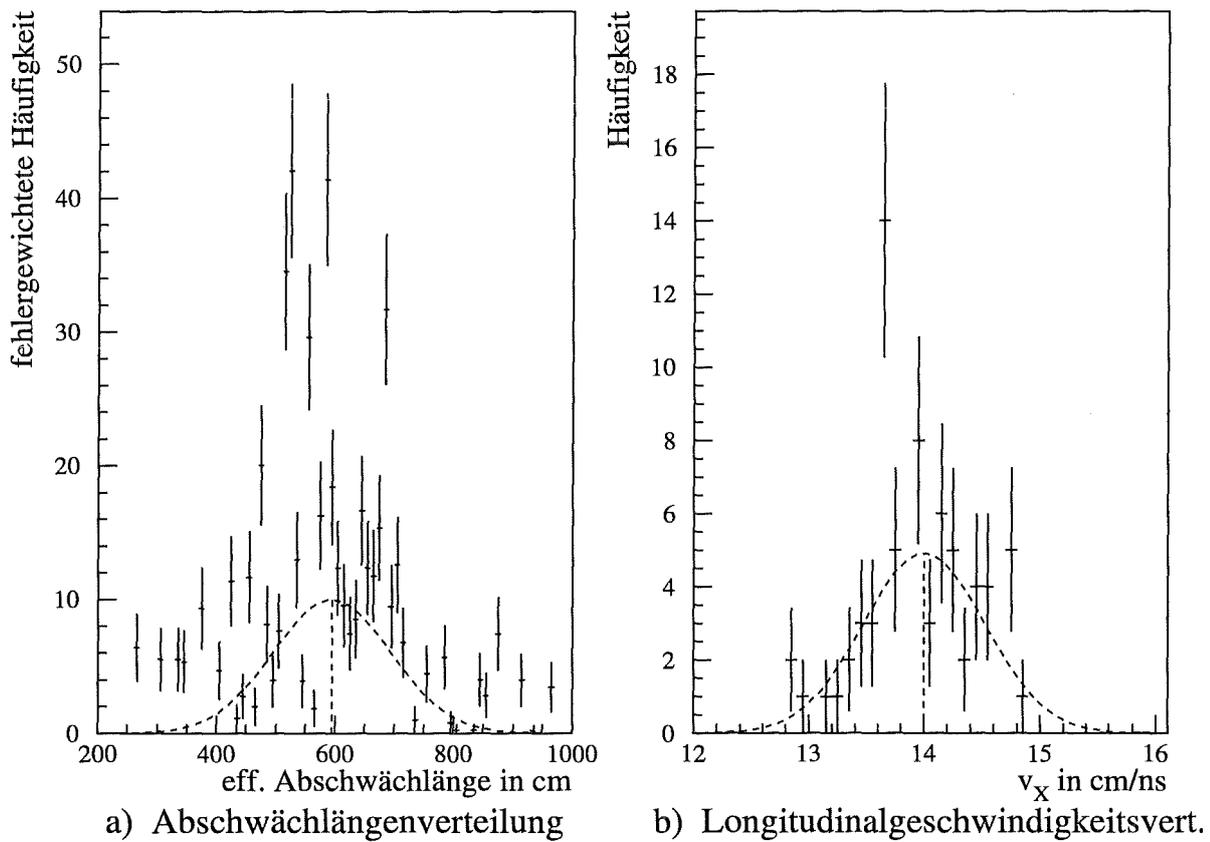


Abbildung 7.1: Ergebnis der Testmessungen der Veto-Module :

- Verteilung der gemessenen eff. Abschwächlängen und
- Verteilung der gemessenen mittleren Lichtgeschwindigkeiten in Längsrichtung der Veto-Module.

Kapitel 8

Myonnachweiseffizienz des Veto-Zählers

Die 136 einzelnen Module bilden zusammen den Veto-Zähler mit einer Gesamtfläche von ca. 300 m^2 . Da bisher die Veto-Module als eigenständige Systeme besprochen wurden, wird in diesem Kapitel die Nachweiseffizienz des gesamten Veto-Zählersystems für kosmische Myonen betrachtet. Diese wird zum einen von der rein geometrischen Myonleckrate durch die Lücken zwischen den Modulen bestimmt und zum anderen liefern sogenannte „Myonstreifschüsse“ durch die Modulränder einen erheblichen Beitrag zur Leckrate. Myonen werden als Streifschuß angesehen, wenn ihre im Modul verlaufende Spur kleiner ist als die Dicke des Moduls von 5 cm. Sind die Spurlängen dieser Streifschüsse zu kurz, dann ist je nach elektronischer Schwelle die deponierte Energie zu gering, um das Myon in dem Modul nachweisen zu können. Um den kosmischen Untergrund für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsreaktion auf das geforderte Maß reduzieren zu können, darf jedoch die relative Myonleckrate der getrennten Veto-Seiten (*Upstream, Downstream, Left, Right, Top* und *Bottom*) höchstens im Bereich von einigen Tausendstel sein.

8.1 Geometrische Leckrate

Aus dem Weltraum erreichen sehr hochenergetische geladene Teilchen (insbesondere p und andere Kerne mit kinetischen Energien im GeV- bis TeV-Bereich) die obere Erdatmosphäre und wechselwirken mit den dortigen Teilchen tiefinelastisch. Dabei werden neben Kaonen und Hyperonen hauptsächlich Pionen produziert, welche wiederum ausgedehnte Teilchenschauer aus Gammas, Elektronen und Myonen erzeugen. Diese kosmisch induzierte Strahlung läßt sich in drei Hauptkomponenten unterteilen:

- myonische Komponente (μ^+ , μ^-)
- elektromagnetische Komponente (e^+ , e^- , γ)
- hadronische Komponente (v.a. p, n)

Die myonische und die elektromagnetische Komponente werden hauptsächlich durch Pionzerfälle ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) gebildet. Aufgrund ihrer mittleren Lebensdauer von $2,2 \mu s$ tragen die Myonen mit relativistischen Energien zu einem Großteil der kosmischen Strahlung auf Meereshöhe bei. Diese myonische Komponente ist für einen oberirdischen Detektor mit vertretbarem technischen Aufwand nicht vollständig abzuschirmen. Deshalb müssen in Kombination dazu Myonantizähler zur Reduktion dieses Untergrundes verwendet werden. Die Intensität I kosmischer Myonen¹ ist vom Zenitwinkel θ abhängig [All84]:

$$I(\theta) = I(0^\circ) \cdot \cos^{n(E)} \theta \quad \text{mit} \quad \overline{n(E)} = 1.85 \pm 0,10 \quad (8.1)$$

Die totale Intensität J_0 durch eine horizontale Einheitsfläche ergibt sich durch Integration über die gesamte Hemisphäre und ist wie folgt definiert:

$$J_0 = \int I(\theta) \cos \theta d\Omega = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I(0^\circ) \cos^{n(E)+1} \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (8.2)$$

Der gemessene energiemittelte Wert ergibt für $J_0 = (1,44 \pm 0,09) \cdot 10^{-2} \text{ Hz/cm}^2$.

Mit dem im folgenden vorgestellten Verfahren ist es auf einfache Weise möglich, die geome-

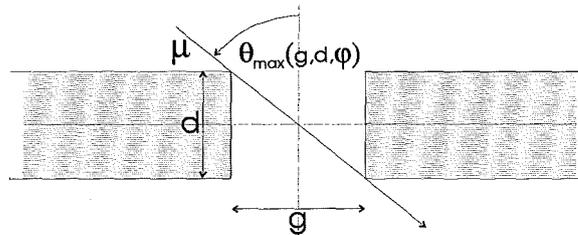


Abbildung 8.1: Querschnitt durch einen Längsspalt (x-Spalt) zwischen zwei horizontalen Modulen. $\theta_{max}(g, d, \varphi)$ ist der maximale Zenitwinkel unter dem die Spuren kosmischer Myonen nicht durch einen der beiden Szintillatoren verlaufen (Skizze nicht maßstäblich).

trische Leckrate durch einen Spalt (Breite g) zwischen zwei benachbarten Modulen (Dicke d) abzuschätzen. Betrachtet wird zunächst exemplarisch die Mitte des Längsspalts (x-Spalt) zwischen zwei horizontalen Modulen. Der Querschnitt durch einen solchen Spalt ist

¹Ladungsverhältnis kosmischer Myonen ist energieabhängig. Die Energie variiert ihrerseits mit dem Zenitwinkel.

in Abb. 8.1 dargestellt. Der maximale Zenitwinkel $\theta_{max}(g, d, \varphi)$ unter dem die Myonenspur durch die Mitte des Spalts verlaufen, ohne Energie in einem der beiden Szintillatoren zu deponieren beträgt:

$$\theta_{max}(g, d, \varphi) = \arctan\left(\frac{g}{d \cdot \cos \varphi}\right) \quad (8.3)$$

Mit der Näherung $\overline{n(E)} \approx 2$ ergibt sich für die Intensität $J_{1,Spalt}$ durch den Spalt:

$$J_{1,Spalt} = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta_{max}(g,d,\varphi)} I(0^\circ) \cos^3 \theta \sin \theta \, d\varphi \, d\theta \quad (8.4)$$

Die geometrische Myonleckrate $R_{x,hor.}$ durch diesen Längsspalt (Länge l) definiert sich wie folgt:

$$R_{x,hor.} = J_0 \cdot g \cdot l \cdot \frac{J_{1,Spalt}}{J_{1,ges}(\theta_{max} = \pi/2)} \quad \text{mit} \quad J_{1,ges}(\theta_{max} = \pi/2) = \frac{\pi}{2} \cdot I(0^\circ) \quad (8.5)$$

Damit beträgt die maximale Leckrate durch einen x-Spalt zwischen zwei horizontalen Modulen²:

$$R_{x,hor.} = J_0 \cdot g \cdot l \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} (1 - \cos^4(\arctan(\frac{g}{d \cdot \cos \varphi}))) \, d\varphi \quad (8.6)$$

Es gibt jedoch (v.a. zu den Modulrändern hin) Myonspuren mit kleinerem Zenitwinkel als $\theta_{max}(g, d, \varphi)$, welche in einem der beiden Szintillatoren Energie deponieren. Deshalb wurde in der hier durchgeführten Abschätzung jeder Punkt auf der horizontalen Achse, von der Mitte zu den Modulrändern hin, gesondert betrachtet. Abb. 8.2 zeigt exemplarisch für drei unterschiedliche Spalte die mit dieser Methode numerisch berechnete Abhängigkeit der geometrischen Myonleckrate von der Spaltbreite. Zum einen für den Längsspalt (x-Spalt) und den y-Spalt (Lichtleiter) zwischen zwei 3,75 m langen, horizontalen Modulen (Veto-Top) und zum anderen für den Längsspalt (x-Spalt) zwischen zwei 3,15 m langen, vertikalen Modulen innerhalb eines Montagerahmens (Veto-Right). Aus dem Verlauf der Kurven ist ersichtlich, daß die Leckrate stark mit der Spaltbreite zunimmt. Dies bedeutet, daß es von größter Wichtigkeit ist, die Module so dicht wie nur möglich nebeneinander zu platzieren. Durch andere Parameter wie z.B. der Mechanik, dem Sicherheitsabstand (thermische Ausdehnung) und der Verpackung (Aluminiumfolie und lichtdichte PE-Folie) ist die minimale Spaltbreite bereits vorgegeben. Diese beträgt zwischen den Veto-Top-Modulen 7 mm für deren Längsspalt und 6 mm für den y-Spalt (Lichtleiter), während bei den Seitenzählermodulen (Veto-Right) innerhalb eines Montagerahmens eine Breite des Längsspalts von nur 1,5 mm erreicht wird (s. Abb. 2.9). Könnte die Längsspaltbreite zwischen den Veto-Top-Modulen ebenfalls von 7 mm auf 1,5 mm verringert werden, so wäre diese geometrische Myonleckrate um eine ganze Größenordnung kleiner (s. Abb. 8.2). Die relative Gesamtleckrate des Veto-Top-Zählers beträgt 0,122 % und ist nahezu gleich derjenigen der Veto-Right-Seite (0,114 %). Die Veto-Top-Leckrate³ wird durch den Längsspalt

²Für x-Spalt zwischen vertikalen Modulen gilt entsprechend:

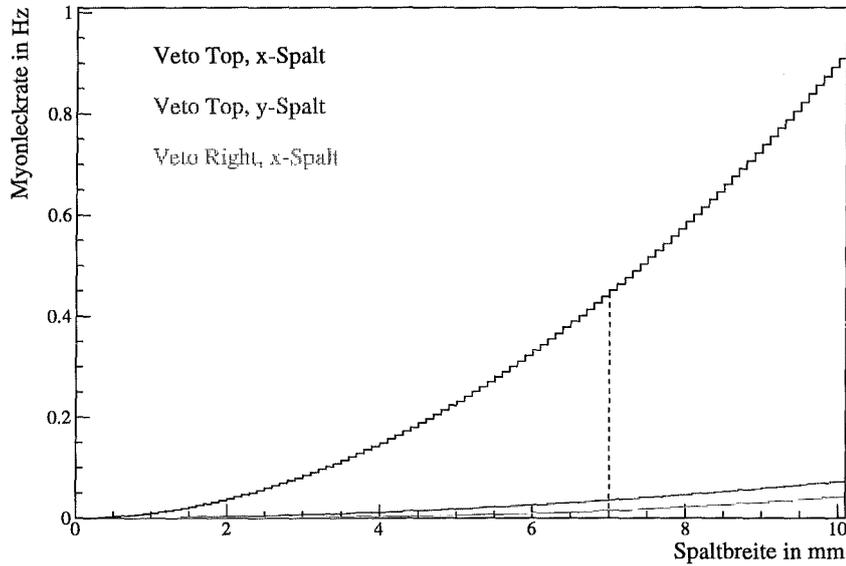
$$R_{x,ver.} = 57,6\% \cdot J_0 \cdot d \cdot l \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \cos^4(\arctan(\frac{d}{g \cdot \cos \varphi})) \, d\varphi$$

³Myonleckraten ohne Abschirmung:

$$28 \times R_{x,VT,7mm} = 0,45 \text{ Hz}, \quad 15 \times R_{y,VT,6mm} = 0,03 \text{ Hz},$$

$$21 \times R_{x,VR,1.5mm} = 0,0002 \text{ Hz}, \quad 6 \times R_{x,VR,1.8mm} = 0,23 \text{ Hz}, \quad 3 \times R_{x,VR,3.8mm} = 1,47 \text{ Hz},$$

$$22 \times R_{y,VR,1.0mm} = 0,04 \text{ Hz}$$



Leckrate als Funktion der Spaltbreite

Abbildung 8.2: Abhängigkeit der geometrischen Myonleckrate von der Spaltbreite zwischen zwei Modulen. Exemplarische Darstellung für einen Längsspalt (x-Spalt) und einem y-Spalt (Lichtleiter) zwischen zwei horizontalen, 3.75 m langen Veto-Top-Modulen sowie für einen Längsspalt zwischen zwei vertikalen, 3.15 m langen Veto-Right-Modulen (Myonleckraten ohne Abschirmung mit $J_0 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ Hz/cm}^2$).

dominiert (Leckrate durch y-Spalt ist um eine Größenordnung kleiner, aufgrund der Höhe und Breite des Lichtleiters) während die Veto-Right-Leckrate überwiegend durch die drei 38 mm breiten Längsspalte zwischen den 2'er und 3'er Montagerahmen bestimmt wird (s. Abb. 2.9). Da allerdings der Myonfluß durch den Veto-Top-Zähler am größten ist (10,6 kHz Myonrate ohne Abschirmung im Vergleich zu 3,8 kHz für die Veto-Right-Seite) stellt der Veto-Top-Zähler die Veto-Seite mit der höchsten absoluten Myonleckrate dar.

Betrachtet man Abb. 2.9, dann ist zu erkennen, daß der Großteil der geometrischen Lücken des gesamten Veto-Zählersystems nicht durch die Spaltbreiten zwischen einzelnen Veto-Modulen bestimmt wird, sondern durch die baulich bedingten großen Lücken zwischen den einzelnen Veto-Seiten. Die Myonleckrate des gesamten Veto-Zählersystems wird hauptsächlich durch die nicht vermeidbaren großen geometrischen Lücken zwischen dem Downstream-Zähler und den angrenzenden Veto-Seiten verursacht. Um diese Leckrate zu verringern, ist deshalb die Fläche des Veto-Top-Zählers so groß gewählt, daß er über die anderen Wandzähler hinausragt und somit eine Schattenwirkung für diese Lücken erzielt wird.

8.2 Leckrate durch unerkannte Myonstreifschüsse

Im Gegensatz zur geometrischen Myonleckrate, welche durch den vom Zenitwinkel abhängigen Fluß kosmischer Myonen und der Geometrie der Lücken zwischen den Veto-Zählern festgelegt ist, wird die Leckrate durch unerkannte Myonstreifschüsse von den optischen Eigenschaften der Module bestimmt. In einer Simulation wird zunächst der Anteil der Streifschüsse an der Gesamtmyonrate sowie ihre Energieverteilung in den Modulen ermittelt. Mit Hilfe von Testmessungen wird die Schwellenabhängigkeit dieser Leckrate untersucht, um die elektronische Schwelle bezüglich der Myonnachweiseffizienz optimieren zu können.

8.2.1 Simulierte Raten und Energien in einzelnen Modulen

Zur recheneffizienten Generierung der kosmischen Myonen wird um das Modul ein einhüllender Zylinder gelegt [Han91]. Auf der oberen Stirnfläche des Zylinders liegt eine so große

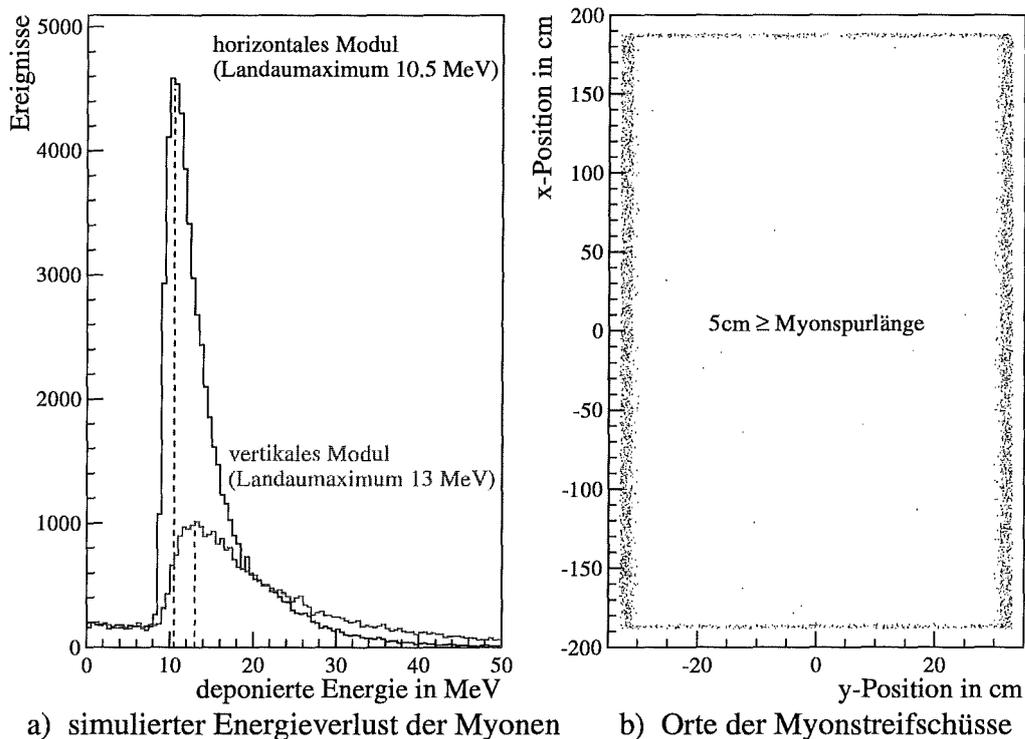


Abbildung 8.3: Energieverteilung und Orte der Myonstreifschüsse:

- Simulierte Energieverluste kosmischer Myonen in einem 3.75 m langen, horizontalen bzw. vertikalen Veto-Modul und
- Orte der Myonstreifschüsse (Spurlänge $\leq 5\text{ cm}$) in dem horizontalen Modul.

Fläche auf, daß Myonenspuren vom Rand dieser Fläche den Zylinderboden ausreichend flach treffen können. Im Zylinder weisen die generierten Myonen der auf dieser Fläche gestarteten kosmischen Myonen das richtige Ladungsverhältnis, die Energieverteilung und die vom Zenitwinkel abhängige Intensität auf. Zur Simulation des Energieverlustes im Szintillator werden nur Myonen gestartet, die den Mantel des Zylinders treffen. Durch die extrem flache Geometrie der Veto-Module muß dabei mit hoher Rechengenauigkeit gearbeitet werden. *Abb. 8.3.a* zeigt die simulierten Energieverluste in einem horizontalen und vertikalen 3,75 m langen Modul. Die beiden Energieverteilungen sind über die effektive Myonstartfläche normiert. Es zeigt sich, daß die Myonrate des vertikalen Moduls nur 57,6% der Rate im horizontalen Modul beträgt. Die Maxima der Landauverteilungen der minimalionisierenden kosmischen Myonen liegen im horizontalen Modul bei 10,5 MeV und im vertikalen bei 13,0 MeV, entsprechend dessen größerer mittlerer Spurlänge unter dem Zenitwinkel des totalen Intensitätsmaximums bei etwa 30° . Beide Energieverteilungen weisen eine zusätzliche konstante, niederenergetische Komponente auf, die von Myonstreifschüssen herrührt. In *Abb. 8.3.b* sind exemplarisch für das horizontale Modul die Orte der Ereignisse mit Spurlängen kleiner als der Dicke der Module von 5 cm dargestellt. Diese Streifschüsse befinden sich alle wie erwartet am Modulrand innerhalb eines Randabstandes von nicht mehr als 5 cm (bis auf seltene gestoppte Myonen). Festzuhalten gilt, daß diese Myonstreifschüsse eine konstante Energieverteilung liefern bis hinab zu nicht mehr meßbaren Energieverlusten. Der Anteil der Streifschüsse an der gesamten Myonrate ist mit 9% für das vertikale Modul und mit 5% für das horizontale sehr hoch und nicht zu vernachlässigen.

8.2.2 Gemessene Streifschüsse durch Längsspalt zwischen zwei Modulen

Die Messung der gemeinsamen Myonstreifschüsse ist prinzipiell mit zwei Verfahren möglich:

- *Hardware-Koinzidenz*: Zwei benachbarte Veto-Module werden durch ein logisches UND verknüpft. Hierbei werden nur gemeinsame Myonstreifschüsse durch den Spalt zwischen den beiden Modulen gemessen.
- *Software-Koinzidenz*: Drei nebeneinander angeordnete Veto-Module werden durch ein logisches ODER verknüpft. In einem der drei Module nachgewiesene Myonen (aber auch γ 's) triggern die Messung. Bei der Auswertung der Daten wird die Modulmultiplizität M der Ereignisse bestimmt und die in jeweils zwei Modulen gemeinsamen Streifschüsse ($M = 2$) selektiert. Hierbei ist es für das mittlere Modul möglich, in einer Messung gleichzeitig die Streifschüsse durch zwei Spalte zu bestimmen.

Abb. 8.4.a zeigt exemplarisch die Ortskorrelation gemeinsamer Myonstreifschüsse durch einen Längsspalt. Diese sind über eine Hardware-Koinzidenz zwischen zwei längsseitig benachbarten, 375 cm langen, horizontalen Modulen des Veto-Top-Zählers gemessen. Die Ortskorrelation verläuft wie für gemeinsame Streifschüsse erwartet linear, da die Spur des streifenden Myons in beiden Modulen räumlich korreliert ist. Bestätigt wird diese Aussage

durch ihre nahezu konstante Ortsdifferenz (s. Abb. 8.4.c). Die Betrachtung der „hyperbelförmigen“ Energieantikorrelation dieser gemeinsamen Streifschüsse läßt darauf schließen, daß sich ihre in den beiden Modulen deponierte Energien komplementär verhalten (s. Abb. 8.4.b). Dies bestätigt die addierte Summenenergie der gemeinsamen Streifschüsse, welche wiederum eine landauähnliche Verteilung liefert (s. Abb. 8.4.d). Mit Hilfe der Addition der durch ein Myon in beiden Modulen deponierten Energien kann die im einzelnen Modul konstante Energieverteilung der Streifschüsse (s. Abschnitt 8.2.1) wieder zu einer Landauverteilung rekonstruiert werden (s. Anhang B).

Abb. 8.5 zeigt die mit einem a) horizontalen und b) vertikalen Veto-Modul gemessene Landauverteilung kosmischer Myonen unter der Eisenabschirmung. Durch die Abschirmung des KARMEN-Bunkers ist die elektromagnetische Komponente der kosmischen

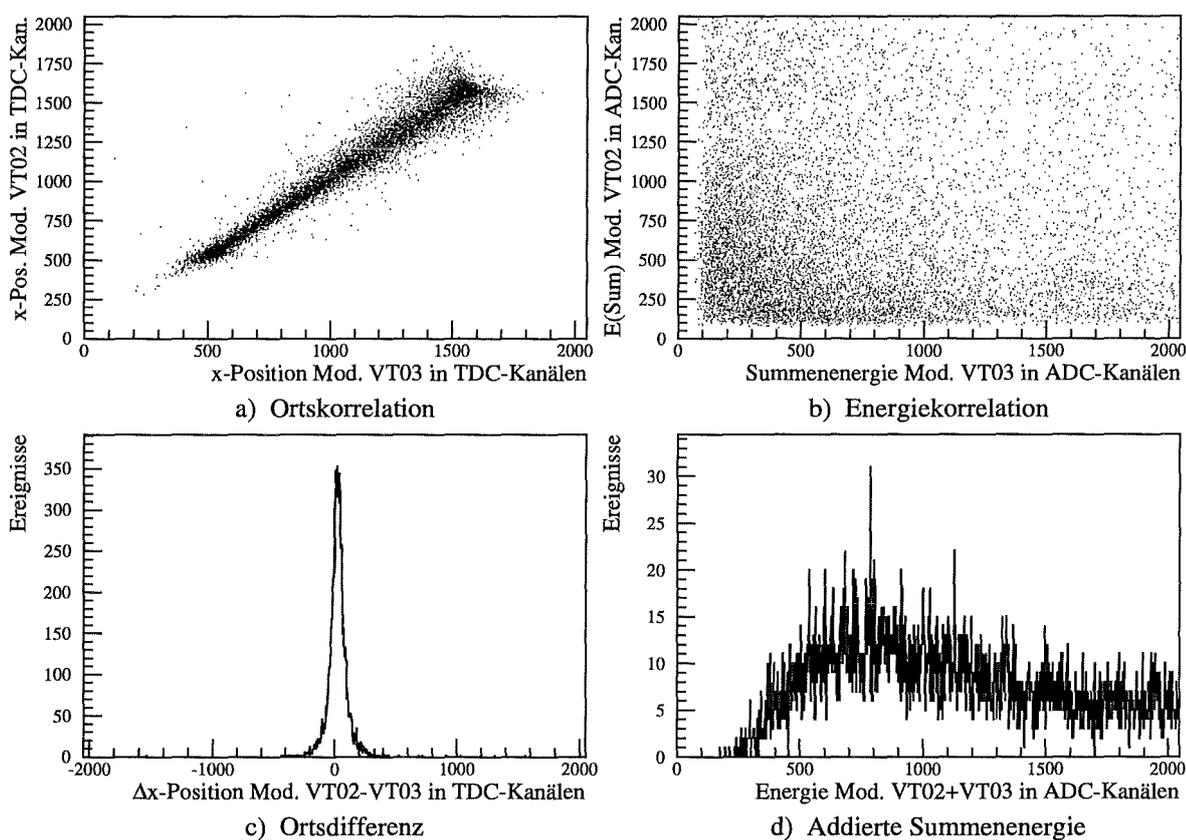


Abbildung 8.4: Gemessene gemeinsame Myonstreifschüsse durch den Längsspalt zwischen zwei 375 cm langen, horizontalen, benachbarten Modulen (Hardware-Koinzidenz der Module VT02&VT03):

- Orts- und b) Energiekorrelation
- Ortsdifferenz ($dT_{VT02} - dT_{VT03}$)
- Aus beiden Modulen addierte Summenenergie

Strahlung nicht mehr vorhanden. Deshalb bleibt in beiden Modulen im niederenergetischen Bereich zwischen typischen γ -Energien und dem „Fuß der Landaus“ lediglich die konstante Energieverteilung der Myonstreifschüsse übrig (s. Anhang A). Wegen der exzellenten μ - γ -Trennung der Module erstreckt sich dieser Bereich von 2 – 8 MeV sichtbarer Energie. Die Streifschußenergieverteilung ist aufgrund der nicht über der gesamten Modullänge konstanten Summenlichtausbeutekurve $L_{Sum}(x)$ ebenfalls nicht exakt konstant und wächst zu kleinen Energien hin an (Faltung mit $L_{Sum}(x)$ und PM-Statistik). Der Großteil der Myonstreifschüsse in einem Modul wird durch seine beiden Längsspalte verursacht. Dies verdeutlichen die miteingezeichneten, über eine Software-Koinzidenz zu den längsseitig benachbarten Modulen gemessenen, Streifschußenergieverteilungen $E_{Streif,x-Spalt1}$ und $E_{Streif,x-Spalt2}$ ($E_{Streif,x-Spalte} = E_{Streif,x-Spalt2} + E_{Streif,x-Spalt1}$).

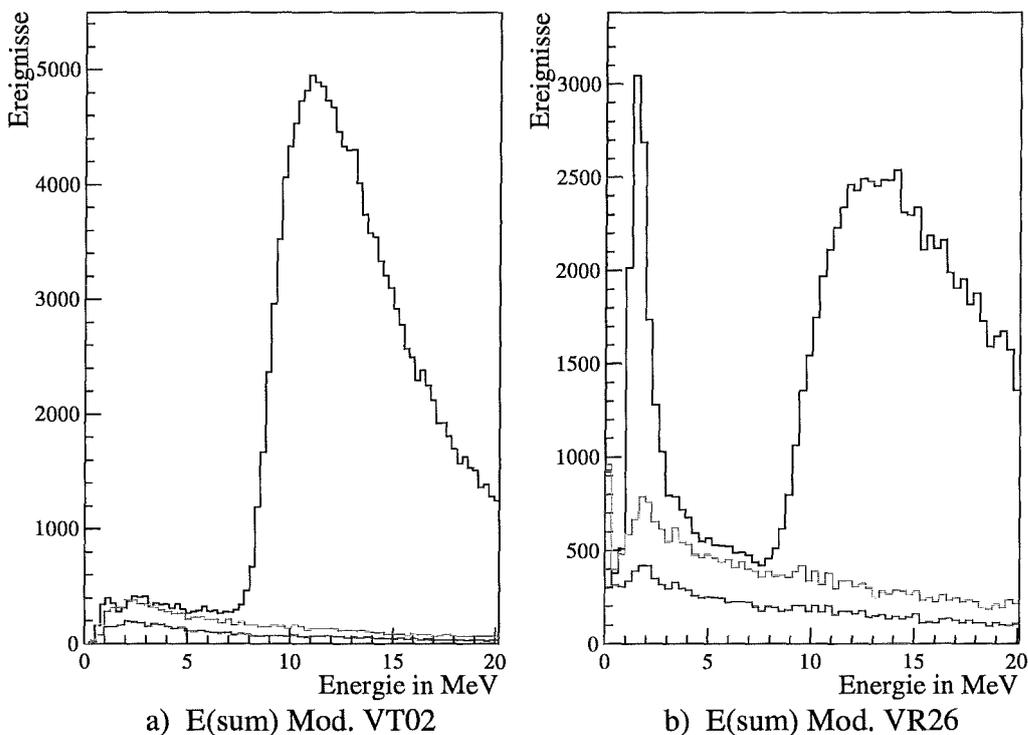
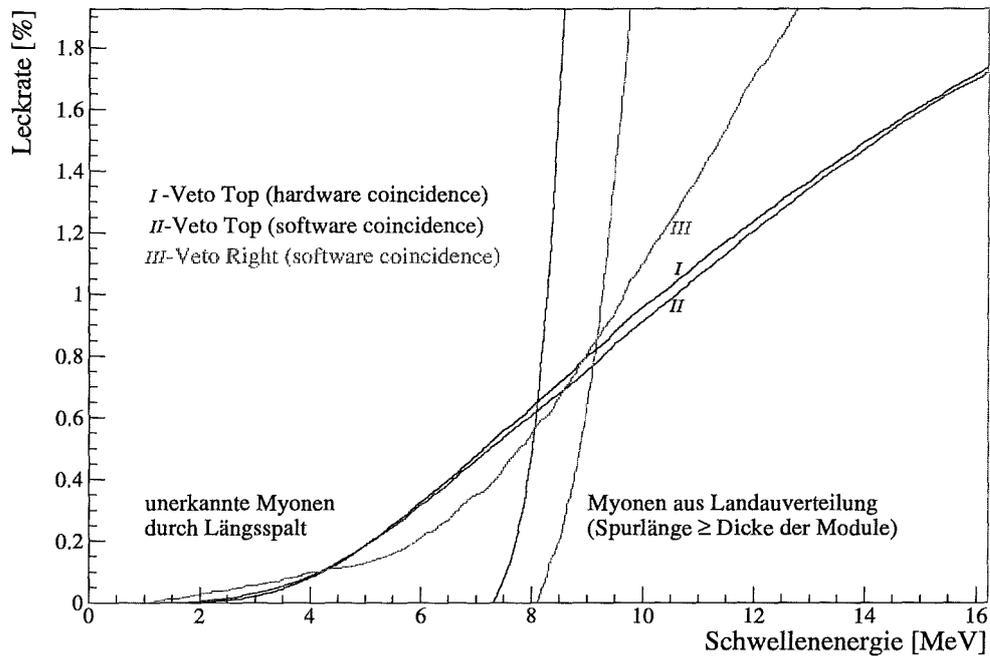


Abbildung 8.5: Mit Eisenabschirmung gemessene Landauverteilung kosmischer Myonen mit den über eine Software-Koinzidenz (jeweils drei längsseitig benachbarter Module) gemessenen Myonstreifschußenergien durch die beiden Längsspalte des Veto-Moduls:

- Für ein 375 cm langes, horizontales Veto-Top-Modul
- Für ein 315 cm langes, vertikales Veto-Right-Modul (zusätzlich γ 's aufgrund niedrigerer eff. elektronischer Schwelle durch höhere PM-Verstärkung des VR-Moduls)

8.2.3 Schwellenabhängigkeit der Leckrate

Für eine maximale Myonnachweffizienz muß die elektronische Schwelle minimal sein, um möglichst alle niederenergetischen Myonstreifschüsse nachzuweisen. Wie bereits gezeigt, verhalten sich die durch Streifschüsse in den beiden Modulen deponierten Energien komplementär. Wenn im einen Modul ein gemeinsamer Streifschuß nicht nachgewiesen wird, ist im anderen Modul die Wahrscheinlichkeit groß, daß in ihm eine über der Schwelle liegende Energie deponiert wird. Zum Ermitteln der Schwellenabhängigkeit der Myonleckrate durch Streifschüsse müssen die Energien in beiden, den Spalt begrenzenden, Modulen berücksichtigt werden. Entscheidend ist deshalb die Rate der in beiden Modulen unerkannten Myonstreifschüsse. Zum Abschätzen der Schwellenabhängigkeit dieser unerkannten Streifschüsse läßt man eine variable ideale Software-Schwelle auf die Energien in beiden Modulen wirken. Die relative Rate der bei einem bestimmten Schwellenwert in beiden Modulen unerkannten Myonstreifschüsse ist in *Abb. 8.6* exemplarisch für horizontale und vertikale Module (Längsspalt) dargestellt. Im für die elektronische Schwelle des Veto-Zählers in Frage kommenden Bereich von 3 – 8 MeV nehmen die schwellenabhängi-



Abhängigkeit der Leckrate von der Schwelle

Abbildung 8.6: Abhängigkeit der Leckrate durch unerkannte Myonstreifschüsse von der angelegten Schwelle. Zum Vergleich ist die Schwellenabhängigkeit der Leckrate durch unerkannte Myonen der Landauverteilung miteingezeichnet. (Exemplarische Messungen für ein 375 cm langes, horizontales Veto-Top-Modul und für ein 315 cm langes, vertikales Veto-Right-Modul.)

gen Leckraten stark zu. Bei der momentanen elektronischen Schwelle der Veto-Module im laufenden KARMEN-Experiment von 100 mV, welche einer Energieschwelle von 4,2 MeV entspricht, sind die relativen Leckraten für horizontale und vertikale Module nahezu gleich und betragen etwa 0,1 %. Wäre die Schwelle bei 5 MeV, so würden die horizontalen Module bereits die doppelte Leckrate aufweisen, während die vertikalen Module eine unwesentlich größere Leckrate besäßen. Die Kenntnis dieser Schwellenabhängigkeiten der Leckrate sind zum optimalen Einstellen der elektronischen Schwelle unabdinglich, denn aus Totzeitgünden sollte diese andererseits so hoch wie möglich sein.

Die rein geometrische Leckrate, verursacht durch die Spalte zwischen den gemessenen Modulen, entspricht der Leckrate durch unerkannte Myonstreifschüsse bei einer Schwelle von 4,5 – 4,8 MeV.

8.3 Veto-Effizienz

Die geometrische Myonleckrate durch die Spalte zwischen den Modulen nimmt stark mit der Spaltbreite zu. Aufgrund der höchsten Myonrate des Veto-Top-Dachzählers und dessen 7 mm (z. Vgl. 1,5 mm minimal) breiten Längsspalte zwischen den Modulen, weist diese Veto-Seite die größte Myonleckrate auf. Die gesamte geometrische Myonleckrate wird jedoch hauptsächlich durch die großen Lücken zwischen dem Veto-Downstream-Zähler und den angrenzenden Veto-Seiten verursacht, trotz der Schattenwirkung des überstehenden Veto-Top-Dachzählers. Die genaue geometrische Myonleckrate des Veto-Zählers kann nur in einer ausführlichen Simulation des gesamten KARMEN-Detektors mit Abschirmung bestimmt werden.

Der Anteil der Streifschüsse an der Gesamtmyonrate eines Veto-Moduls ist mit bis zu 9 % im vertikalen Modul nicht zu vernachlässigen. Die Myonstreifschüsse weisen eine niederenergetische, konstante Energieverteilung unterhalb des „Fußes“ der Landauverteilung auf. Aufgrund der hervorragenden μ - γ -Trennung der Veto-Module ist es mit einer minimalen elektronischen Schwelle möglich, den Großteil dieser Myonstreifschüsse nachzuweisen. Die hiermit erzielte Leckrate ist im Bereich der geometrischen Myonleckrate durch die Spalte zwischen den jeweiligen Modulen.

Eine Messung der Veto-Effizienz ergab, daß der Veto-Zähler 99,4 % aller kritischen kosmischen Myonen nachweist und somit die Anforderungen zur Reduzierung des kosmischen Untergrundes für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsreaktion erfüllt [Arm97]. Durch eine geschickte Signaladdition der Veto-Module ist die gleiche Veto-Effizienz mit einer höheren elektronischen Schwelle erzielbar. Aufgrund der ebenfalls in den Veto-Modulen nachgewiesenen, niederenergetischen, strahlkorrelierten Neutronen, ist mit der höheren Schwelle dafür die strahlkorrelierte Totzeit des Detektors um etwa ein Drittel geringer (s. Anhang B und [Rei97]).

Kapitel 9

Resümee

Das Ziel dieser Arbeit war es, im Rahmen des KARMEN-Upgrades die optischen Eigenschaften großflächiger Plastiksintillatoren zu untersuchen, um optimal konfigurierte Module für den neuen Veto-Zähler bereitzustellen. Zum Bau der Module standen zu Beginn dieser Arbeit die Plastiksintillatoren BC-412 der Firma BICRON sowie NE-110A von *Nuclear Enterprises* zur Auswahl. Die absolute Lichtausbeute und die spektrale Abschwächlänge wurden zunächst als intrinsische optische Eigenschaften für beide Szintillatoren gemessen. Dabei wies NE-110A mit 8,1 Photonen pro keV deponierter Energie (55 % relativ zu Anthrazen) im Vergleich zu BC-412 mit $7,1 \frac{Phot}{keV}$ (48 % rel. zu Anthrazen) die höhere absolute Lichtausbeute auf. Die Messung der spektralen Abschwächlänge mit einem Zweistrahlaserphotometer ergab dagegen für BC-412 eine bessere spektrale Transparenz: Am Emissionsmaximum bei 434 nm besitzt BC-412 eine Abschwächlänge von 378 cm im Vergleich zu 323 cm von NE-110A. Anhand eines Gütefaktors, welcher neben den beiden für die Szintillatoren gemessenen Größen auch die extrem lange und großflächige Geometrie der Module berücksichtigt, wurde die Entscheidung zugunsten von BC-412 gefällt. Aufgrund der bis zu 4 m langen Veto-Module war die größere spektrale Abschwächlänge von BC-412 ausschlaggebend, trotz einer etwas schlechteren absoluten Lichtausbeute.

Die gemessene spektrale Abschwächlänge und die absolute Lichtausbeute dienten als wichtige Eingangsparameter für die Monte-Carlo-Simulation der ortsabhängigen Lichtausbeute $L(x, y)$ in einem Veto-Modul. Unter Berücksichtigung der Geometrie und weiterer physikalischer Größen wie dem Emissionsspektrum des Szintillators, der spektralen Quanteneffizienz der PM sowie Brechungsindizes, Oberflächenunebenheiten und Absorptionskoeffizienten der verwendeten Materialien war es möglich, die ortsabhängige Lichtausbeute zu simulieren. Dies bestätigten die Modulmessungen mit Myon-Trigger-Paddlen, welche die Simulation reproduzierten. Mit Hilfe weiterer Simulationen konnte die Konfiguration der Veto-Module bezüglich der eff. Abschwächlänge, der Lichtausbeute $L(x, y)$ und deren Homogenität gezielt optimiert werden. Als herausragendes Resultat dieser Optimierung ist die Summenlichtausbeute $L_{Sum}(x)$ als wichtigster Parameter quantitativ zu erwähnen. Diese konnte durch die Anwendung von lichtausbeutesteigernden Konfigurationselementen um 61 % gegenüber der Minimalkonfiguration des Veto-Moduls erhöht werden. Als lichtaus-

beutesteigernde Konfigurationselemente erwiesen sich a) die leicht zerknitterte Aluminiumfolie, in welche der Szintillator eingepackt wird, desweiteren b) die hochreflektierenden Aluminiumspiegelbleche an den kritischen Stellen zwischen den PM am Lichtleiter und c) die Klebung der PM mit optischem Zement. Die geometrie- und konfigurationsspezifische eff. Abschwächlänge wurde in der Optimierung gemäß der elektronischen Anforderungen (ASTERIX-Schwelle wirkt auf ein Modulende) berücksichtigt. Der Lichtleiter aus Szintillator ermöglicht nicht nur eine besonders effiziente 180° -Lichtumlenkung, sondern hat zudem die Funktion, Inhomogenitäten der Lichtausbeute $L(y)$ senkrecht zur Modullängsachse zu verringern und „tote“ Stellen¹ zu beseitigen. Die endgültige, optimierte Konfiguration der Veto-Module weist eine exzellente μ - γ -Trennung auf, wie Modulmessungen mit der *free-running*-Methode zeigten.

Mit Hilfe der *free-running*-Messung konnten die 136 Veto-Module vor und während dem Einbau in den KARMEN-Detektor effizient auf ihre optische Güte und ihre Funktion überprüft werden. Das Ergebnis dieser Testmessungen zeigte, daß alle Veto-Module die geforderte hervorragende μ - γ -Trennung aufwiesen. Dies galt selbst für Module mit einer leicht schadhafte Oberfläche.

Zuletzt wurde im Rahmen dieser Arbeit die Myonnachweiseffizienz des gesamten Veto-Zählersystems betrachtet. Es zeigte sich, daß neben der rein geometrischen Leckrate sogenannte „Myonstreifschüsse“ (Spurlänge kleiner als die Dicke des Szintillators) eine in der Größenordnung vergleichbare, jedoch sehr von der angelegten elektronischen Schwelle abhängige Leckrate verursachen. Aufgrund der herausragenden μ - γ -Separation der Veto-Module konnte mit Hilfe einer optimierten elektronischen Schwelle die erforderliche Myonnachweiseffizienz des gesamten Veto-Zählersystems von 99,4% erreicht werden. Die Anforderungen an die Reduzierung des kosmischen Untergrundes für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsreaktion sind somit erfüllt. Die laufenden Messungen des KARMEN-Detektors bestätigen, daß durch den zusätzlichen Veto-Zähler der kosmisch induzierte Untergrund für diese Reaktion nahezu eliminiert werden konnte. Die hiermit erreichte Sensitivität des KARMEN-Experiments für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation ermöglicht es, nach einer Meßzeit von drei Jahren die positive Evidenz des LSND-Experiments ausschließen oder bestätigen zu können.

Darüberhinaus wurde in dieser Arbeit ein Konzept vorgestellt, wie durch eine geschickt verbesserte Signaladdition der Module ein Großteil der „Myonstreifschüsse“ trotz einer höheren Schwelle noch nachgewiesen werden können. Dies ist im Hinblick auf die Totzeit wichtig, welche in erheblichem Umfang durch ebenfalls in den Veto-Zählern nachgewiesenen, niederenergetischen, strahlkorrelierten Neutronen verursacht wird. Aufgrund der in dieser Arbeit gegebenen Anregung wird im nächsten *shut-down* von ISIS (September 1997) eine neue elektronische Summierstufe eingebaut. Diese ermöglicht die gleiche benötigte Myonnachweiseffizienz bei einer höheren elektronischen Schwelle. Dadurch kann die Gesamttozeit um etwa ein Drittel reduziert werden.

¹ Stellen, von denen kein Licht über die PM nachgewiesen werden kann.

Anhang A

Einfluß der elektromagnetischen Komponente der kosmischen Strahlung

Die hervorragende μ - γ -Trennung der Veto-Module erlaubt es, den Einfluß der elektromagnetischen Komponente der kosmischen Strahlung näher zu betrachten. *Abb. A.1* zeigt die in jeweils einem horizontalen und vertikalen Veto-Modul a) ohne und b) mit Eisenabschirmung gemessene Landauverteilung kosmischer Myonen. Durch den KARMEN-Bunker wird die elektromagnetische Komponente vollständig abgeschirmt. Dies bedingt, daß im Bereich zwischen sehr niederenergetischen γ 's aus dem Untergrund und dem „Fuß“ der Landauverteilung der Myonen lediglich die konstante Energieverteilung der Myonstreifschüsse übrig bleibt. Aus dem Vergleich ohne und mit Abschirmung kann die elektromagnetische Komponente aus der Subtraktion der Spektren bestimmt werden. Der gemessene Energieverlust der elektromagnetischen Komponente im Veto-Modul nimmt exponentiell zur Energie ab. Das Resultat eines Exponentialfits ergibt, daß nach $(4,46 \pm 0,01)$ MeV die Intensität der elektromagnetischen Komponente in einem horizontalen Modul auf den Bruchteil $1/e$ abgefallen ist.

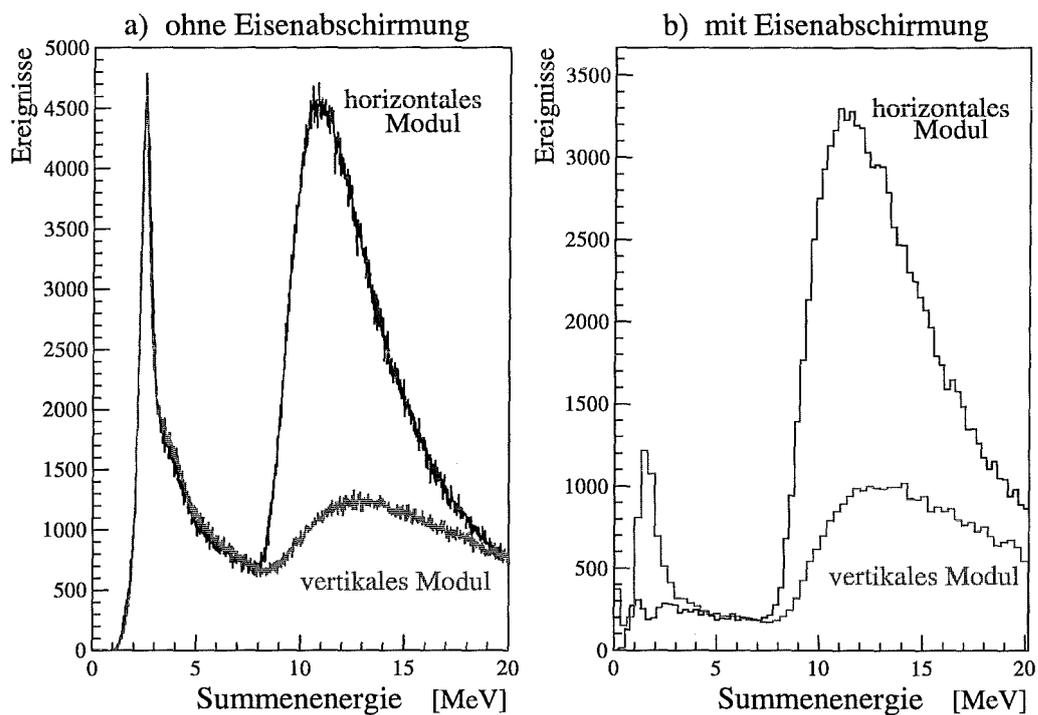


Abbildung A.1: Einfluß der durch den KARMEN-Bunker vollständig abschirmbaren elektromagnetischen Komponente der kosmischen Strahlung:
a) Ohne Eisenabschirmung in einem horizontalen und vertikalen 315 cm langen Veto-Modul gemessene Landauverteilung kosmischer Myonen.
b) Mit Eisenabschirmung in einem horizontalen 375 cm langen und vertikalen 315 cm langen Veto-Modul gemessene Landauverteilung kosmischer Myonen.

Anhang B

Totzeitreduzierung durch zusätzliche Signaladdition von Veto-Modulen

Um die geforderte hohe Myon-Veto-Effizienz zu erreichen, ist die elektronische Schwelle auf einen möglichst niedrigen Wert eingestellt. Doch gerade dadurch verursachen niedere-energetische strahlkorrelierte (sog. „langsame“) Neutronen eine große Totzeit. Zur Unterdrückung strahlkorrelierter (n, γ)-Ereignisse sollen die Signale der längsseitig benachbarten Veto-Module addiert werden, um die in zwei Modulen deponierte Energie von Myonstreifschüssen aufzusummieren. Die hier durchgeführte Abschätzung zeigt, daß die Signaladdition eine Erhöhung der Schwelle auf einen Wert erlaubt, der bei gleicher Myon-nachweiseffizienz die Gesamtzeit um etwa ein Drittel reduziert.

Aufgrund der hervorragenden Myon-Gamma-Separation der Veto-Module ist es mit einer akzeptablen Ansprechrate möglich, eine sehr niedrige elektronische Schwelle von nur 100 mV (entspricht ca. 4 MeV *s. Abb. B.3.a*) anzulegen. Dies garantiert den Nachweis eines Großteils der Myonstreifschüsse durch die Modulränder, welche durch die kürzeren Spurlängen eine konstante Energieverteilung von 0 – 8 MeV liefern (*s. Kap. 8.2.1*). Die momentane Schwelle entspricht dabei in etwa dem Mittelwert dieser Energieverteilung. Dies hat zur Folge, daß Myonstreifschußenergien unterhalb dieser Schwelle mit großer Wahrscheinlichkeit trotzdem im benachbarten Modul, in welchem im Idealfall die Komplementärenergie zur Landauverteilung deponiert wird, nachgewiesen werden. Somit wird eine Myon-Veto-Effizienz des gesamten Vetozählersystems von 99,4 % erreicht. Allerdings muß nach jedem alleinigem Ansprecher des Vetos bei der Auswertung eine 17 μ s lange Totzeit angelegt werden, da während der minimalen Hardware-Totzeit von 400 ns andere kosmische Myonen unerkannt eindringen können. Dies ist erforderlich, da beim Abstoppen eines unerkannten Myons im Zentraldetektor das nachfolgende Michelelektron bzw. das Bremsstrahlungsgamma eine weitere Untergrundquelle darstellt.

Die lange Totzeit nach Vetoansprechen führt aufgrund der hohen zusätzlichen Rate an

langsamen Neutronen bei niedriger Schwelle (v.a. in den Dachvetozählermodulen) zu einem starken Anwachsen der Totzeit. Das Ziel ist es nun, durch die Signaladdition längsseitig benachbarter Veto-Module (s. Abb. B.1) die sichtbaren Energien von Myonstreifschüssen durch deren Längsspalt zusammenzufassen. Die summierte Energie aus beiden Modulen liefert wieder eine Landauverteilung, so daß es möglich ist, die Schwelle zu erhöhen, ohne Verluste in der Myon-Veto-Effizienz zu erhalten. Mit der höheren elektronischen Schwelle verringert sich die Totzeit, da die Rate, der in den Veto-Modulen nachgewiesenen langsamen Neutronen abnimmt.

Im folgenden wird mit Hilfe von drei ausgewählten Dachzählermodulen (s. Abb. B.1) die prinzipielle Funktionsweise der Totzeitreduktion durch Signaladdition bestätigt und eine Abschätzung des Verringerungseffektes durchgeführt.

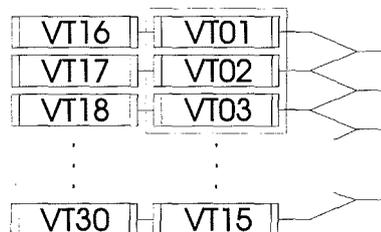


Abbildung B.1: Skizze der Dachvetozählermodule für die zusätzliche spaltenweise Signaladdition längsseitig benachbarter Module (free-running-Testmessung mit den Modulen VT01/VT02/VT03).

Eine Voraussetzung für die Signaladdition längsseitig benachbarter Module ist in hohem Maße die Uniformität ihrer Lichtausbeutekurven. Diese ist für die Dachvetozählermodule erfüllt, da die maximale Abweichung der effektiven Abschwächlänge vom Mittelwert weniger als 17 % beträgt. Des weiteren darf sich die Energieauflösung beim Addieren der Module (aufgrund einer leicht unterschiedlichen Signalverstärkung, Lichtausbeute oder spektralen Abschwächlänge) nicht merklich verschlechtern. Vergleicht man in Abb. B.2.a die Energieverteilung aller aufaddierten 30 Dachzählermodule (jeweils beide Enden *Up/Down* einzeln ausgelesen) mit der Landauverteilung eines Moduls (nur *Down*), so läßt sich keine Verschlechterung der Energieauflösung feststellen.

Bislang werden in der HSSU¹ die Modulsignale nur zeilenweise (stirnseitig benachbarte Module) addiert. Damit eine zusätzliche spaltenweise (längsseitig benachbarte Module) Signaladdition eine höhere elektronische Schwelle erlaubt, muß die Energieverteilung der aus zwei benachbarten Modulen aufaddierten gemeinsamen Myonstreifschußenergie wieder die im Einzelmodul erwartete „normale“ Landauverteilung kosmischer Myonen ergeben. In einer free-running-Messung der targetnächsten längsseitig benachbarten Dachzählermodule (VT01/VT02/VT03) weisen Myonereignisse mit 2-fach Koinzidenzen (Modul VT01 und VT02 oder VT02 und VT03) wieder eine Landauverteilung auf (s. Abb. B.2.b). Die prinzipielle Funktionsweise einer Erhöhung der Myonstreifschußenergie durch Signaladdi-

¹ High Speed Summing Unit

tion ist somit bestätigt.

Die Energieverteilung ist jedoch aufgrund der Bevorzugung flacherer Einfallswinkel der Myonstreifschüsse und somit einer anderen Spurlängenverteilung stark verbreitert. Dies bedingt, daß ein gewisser Teil dieser addierten Streifschüsse unterhalb der minimalen Energie (S_2) der Landauverteilung eines Einzelmoduls liegt.

Streifschüsse, welche durch die Stirnenden der Module gehen oder die lediglich in einem Modul Energie deponieren, können trotz der zusätzlichen Signaladdition ebenfalls nicht nachgewiesen werden. Die Energieverteilung dieser Ereignisse ist in Abb. B.2.c exemplarisch dargestellt.

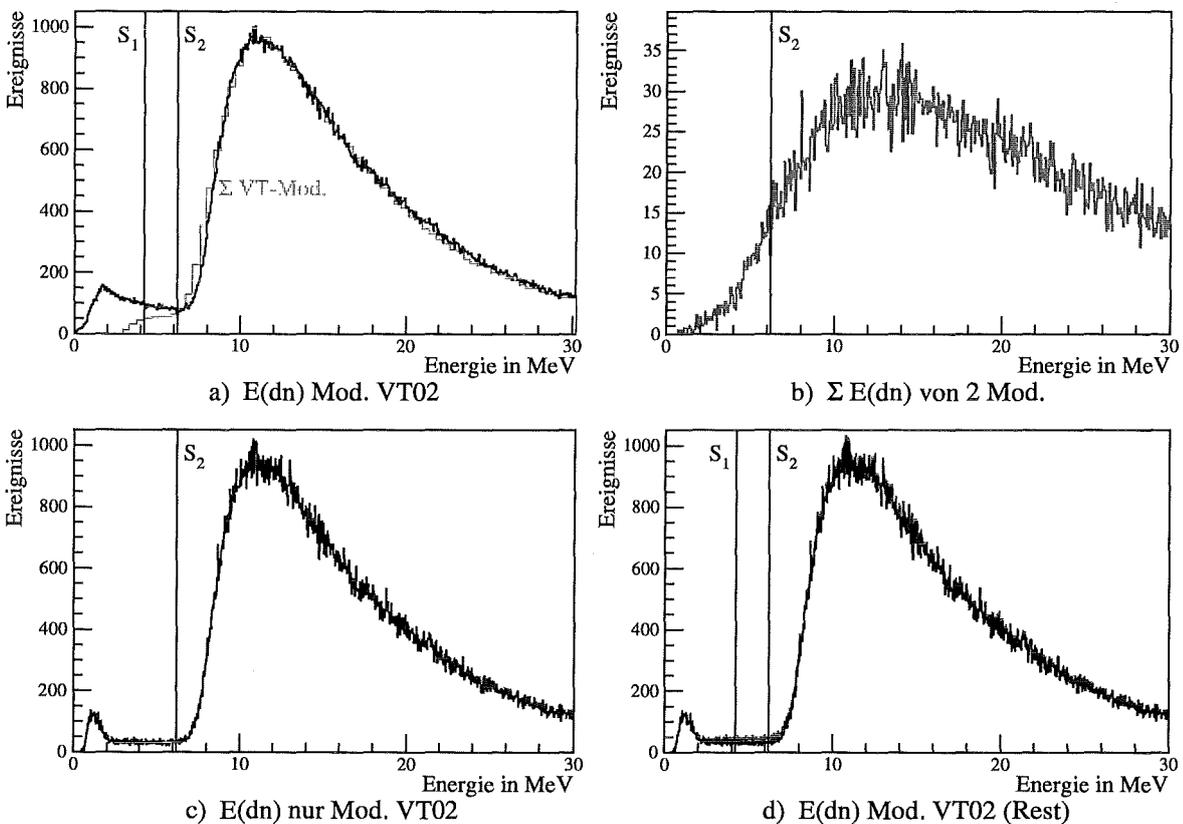


Abbildung B.2: Gemessene Energieverteilungen von kosmischen Myonen in Dachvetozählermodulen :

- a) „free-running“ mit einem (schwarz) bzw. allen (grau) Dachvetozählern,
- b) addierte Myonstreifschüsse (Koinzidenzen) durch Längsspalte,
- c) nur in einem Modul nachgewiesene Myonen und
- d) nach Signaladdition.

Miteingezeichnet sind jeweils die Energieschwellen S_1 (derzeit) und S_2 („Fuß“ der Landauverteilung).

risch für das mittlere Modul (VT02) dargestellt. Die Abb. B.2.c verdeutlicht, daß Myonstreifschüsse, die nur in einem Modul detektiert werden (Multiplizität $M = 1$), im wesentlichen das gleiche Energiespektrum wie „free-running“ Module (z.B. B.2.a) aufweisen. Eine Erhöhung der Schwelle führt in diesem Falle also zu einer Verringerung der Nachweiseffizienz. Derartige $M = 1$ Ereignisse sind überwiegend auf den 7 mm dicken Spalt zwischen den längsseitig benachbarten Dachvetozählermodulen zurückzuführen. Bei dem 1,5 mm Spalt der Seitenzähler ist die Wahrscheinlichkeit geringer, daß ein Myonstreifschuß nur in einem Modul Energie deponiert, was sich wiederum günstiger auf die Totzeitreduktion auswirkt.

Entscheidend für die Variation der Schwelle mit Hilfe der paarweisen Signaladdition ist der relative Anteil der Ereignisse in der konstanten Energieverteilung in einem Einzelmodul. Zur Betrachtung wird der Energiebereich von der momentan anliegenden 100 mV-Schwelle S_1 bis zu dem Wert S_2 , welcher der minimalen Energie der „normalen“ Landauverteilung entspricht, gewählt (s. Abb. B.2.a). Vergleicht man in diesem Bereich den Anteil der Er-

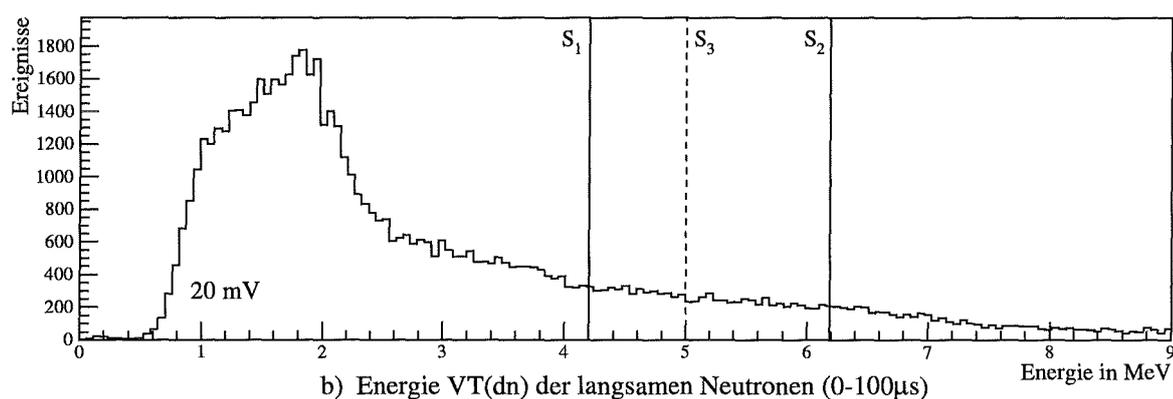
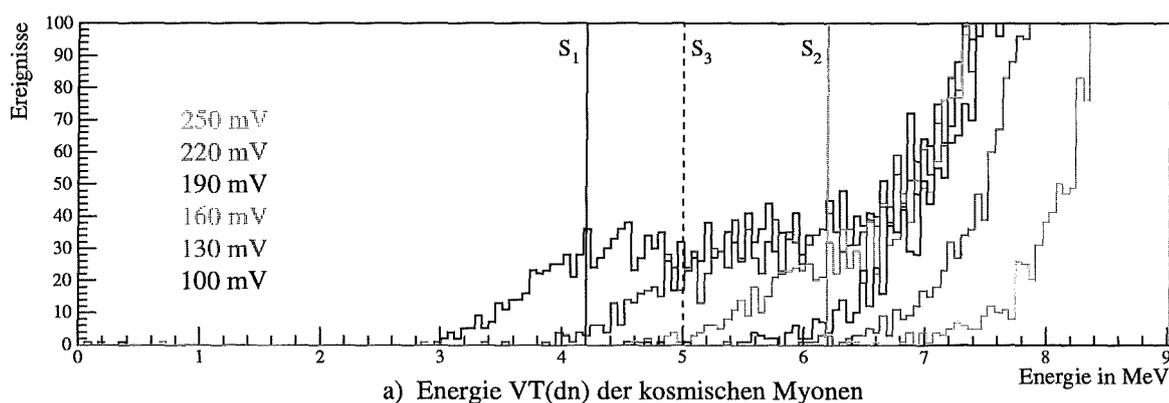


Abbildung B.3: a) Energieverteilung der Myonstreifschüsse bei Variation der Schwelle und
b) im Vergleich zu der Energieverteilung langsamer Neutronen bei *beam-on-target*.

eignisse vor der Signaladdition (s. Abb. B.2.a) mit dem der danach noch verbleibenden Myonstreifschüsse² (s. Abb. B.2.d), so ergibt sich durch die Signaladdition eine Reduktion der Streifschüsse um 40 %. Dies bedeutet, daß die momentane Schwelle von 100 mV (S_1) auf 125 mV (S_3) erhöht werden kann, ohne Verluste in der Myonnachweiseffizienz zu erhalten (s. Abb. B.3.a). Im Bereich von $S_1 = 100$ mV bis $S_2 = 160$ mV nimmt die Anzahl der nachgewiesenen Myonstreifschüsse linear mit zunehmender Schwelle ab. Die Erhöhung der Schwelle von derzeit 100 mV ($S_1 \cong 4,2$ MeV) auf 125 mV ($S_3 \cong 5,0$ MeV) reduziert die langsamen Neutronen überproportional um 45 %, da das Neutronenenergiespektrum zu höheren Energien hin abfällt (s. Abb. B.3.b).

Die langsamen Neutronen verursachen bei der aktuellen Abschirmkonfiguration (Stand Mai 1997) etwa 80 % der strahlkorrelierten Totzeit [Arm97]. Eine Reduktion dieser Neutronen um 45 % durch eine höhere Schwelle (bei gleicher Myonnachweiseffizienz) aufgrund der Signaladdition längsseitig benachbarter Veto-Module verringert die strahlkorrelierte Totzeit um 36 %.

Genau quantitative Aussagen zur Totzeitreduktion durch Signaladdition können allerdings nur Spezialmessungen ergeben, bei denen zum einen die Schwelle variiert wird und zum anderen die Module nicht mehr zeilenweise in der HSSU addiert werden, sondern je zwei Module spaltenweise. Hierfür werden keine zusätzlichen elektronischen Additionsstufenelemente benötigt und durch die Reduktion der nicht nachgewiesenen Myonstreifschüsse in jedem zweiten Längsspalt ergibt sich theoretisch die halbe mögliche Erhöhung der Schwelle auf einen Wert mit gleicher Myon-Veto-Effizienz.

Anmerkung : Würde die Asterix-Schwelle nicht auf die Energie aus einem Modulende (*Up/Down*) wirken, sondern auf die Summenenergie aus beiden, so wäre die Totzeitreduktion größer, da dann aufgrund der besseren Energieauflösung in der Summenenergie die minimale Energie der Landauverteilung kosmischer Myonen bei etwa 8 MeV läge (vgl. dazu Schwelle S_2 in Abb. B.3.a). Die Energieauflösung einer Einzelseite ist schlechter als die der Summenenergie, da die Landauverteilung für die Einzelenden mit einer e-Funktion (Lichtausbeutekurve) gefaltet wird, während die Summenenergie über die gesamte Länge des Moduls weitestgehend flach ist (Faltung mit Summe der gegenläufigen e-Funktionen aus beiden Modulenden). Die resultierende Landauverteilung der Summenenergie ist deshalb schmaler als die der Einzelseiten. Aus diesem Grund sollte für spektroskopische Aussagen immer die Summenenergie benutzt werden.

²Summe aus Streifschüssen mit Multiplizität eins (s. Abb. B.2.c) und Koinzidenzen (B.2.b).

Anhang C

Photomultipliertests

Die Signale der vier PM an den beiden Stirnseiten jedes der 136 Veto-Module werden passiv addiert. Es ist deshalb für eine über die gesamte Modulfläche möglichst homogene Lichtausbeute von elementarer Wichtigkeit, daß die Abweichung in der Verstärkung der addierten PM minimiert wird. Dazu müssen die Verstärkungen der insgesamt 1088 PM in dem dynamischen Betriebsspannungsbereich von 1400 – 2000 V gemessen und in Vierergruppen sortiert werden. Das sogenannte *matching* sieht vor, daß die Verstärkungen G der vier PM bei -1500 V und -1900 V (HV) nicht mehr als 10 % voneinander abweichen dürfen ($G = const. \cdot HV^{Index}$) [Eit96].

Meßprinzip und Versuchsaufbau des PM-Teststands [Wol96] :

In einer lichtdichten Kiste werden auf zwei Kreisscheiben jeweils 16 zu testende 2-inch-PM angebracht (s. Abb. C.1). Um jeden der 32 PM gleichmäßig auszuleuchten, sind die dazu benutzten grünen LED's in der Mitte der Symmetrieachse befestigt. Das Licht der LED1 (bzw. LED3) wird im, mit weißer Farbe bestrichenen, Konus auf eine sandgestrahlte Sammellinse geführt. Dies ist notwendig, um eine homogene Bestrahlung der PM mit diffusem Licht zu garantieren. Bei zehn verschiedenen negativen Spannungen im Bereich von 1400 – 2000 V wird die Verstärkung der PM gemessen. Dazu werden die durch die beiden LED-Lichtpulse (LED1 und LED3) erzeugten 32 PM-Signale vier 12Bit VME Q-ADC's des Typs LeCroy 1182 zugeführt. Über einen VME/LYNX OS (MVME147) Computer¹ wird am *HV-Crate* (LeCroy 1440) die Hochspannung für die PM eingestellt und kontrolliert, die LED-Treiber angesteuert sowie die Q-ADC's getriggert und ausgelesen. Um Fluktuationen v.a. in den Intensitäten der beiden LED's zu eliminieren, werden pro Spannungswert 100 LED-Pulse aufgenommen und auf zwei Referenzphotomultiplier normiert.

Zur Messung des SES (*Single-Electron Spectrum*) wird das über Glasfaserkabel abgeschwächte Licht der LED2 und LED4 benutzt. Mit dem Abstand (d) der beiden Kabel von den LED's kann die Intensität variiert werden. Die PM werden zur Aufnahme ihrer

¹UNIX Realtime System und POSIX kompatibel.

SES mit einer Spannung von -2000 V betrieben (s. Abb. 4.4.b).

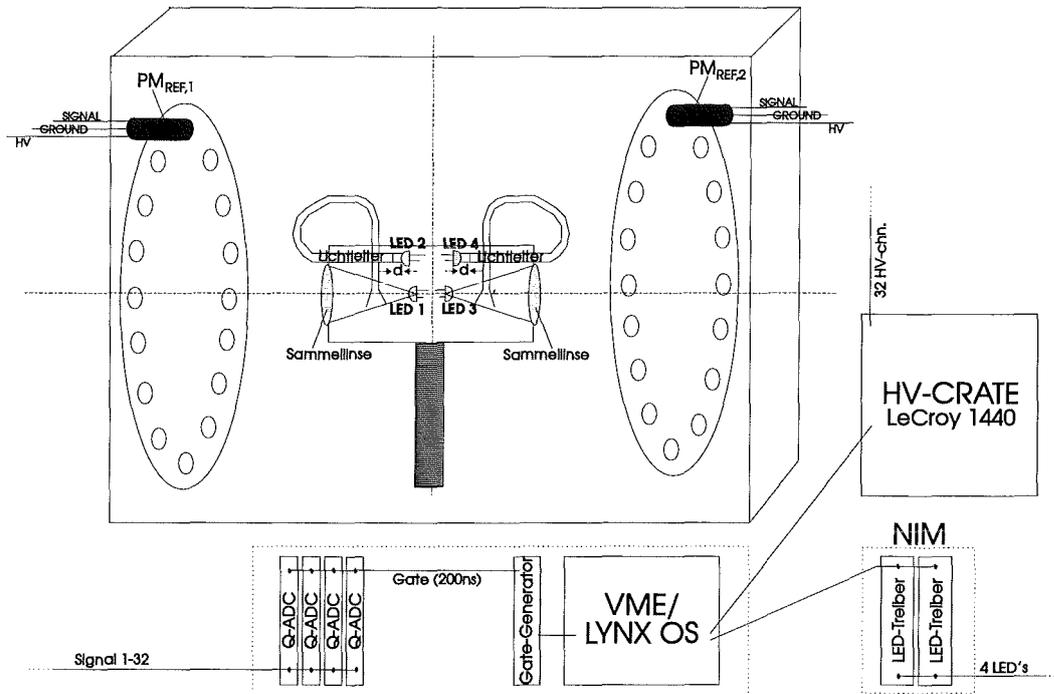


Abbildung C.1: Versuchsanordnung zur Messung der Verstärkung und des SES (*Single-Electron Spectrum*) von 32 2-inch-Photomultipliern (Darstellung nicht maßstäblich).

Ergebnis :

Abb. C.2 zeigt a) die Verteilung der Verstärkungen ($\bar{G} = 4,4 \cdot 10^6$) bei -1500 V und b) die Variation der Hochspannungsindizes ($\text{Index} = 9,56$) aller gemessenen 1088 PM. In Abb. C.3 sind die spannungsabhängigen Verstärkungen von *gematchten* PM exemplarisch dargestellt.

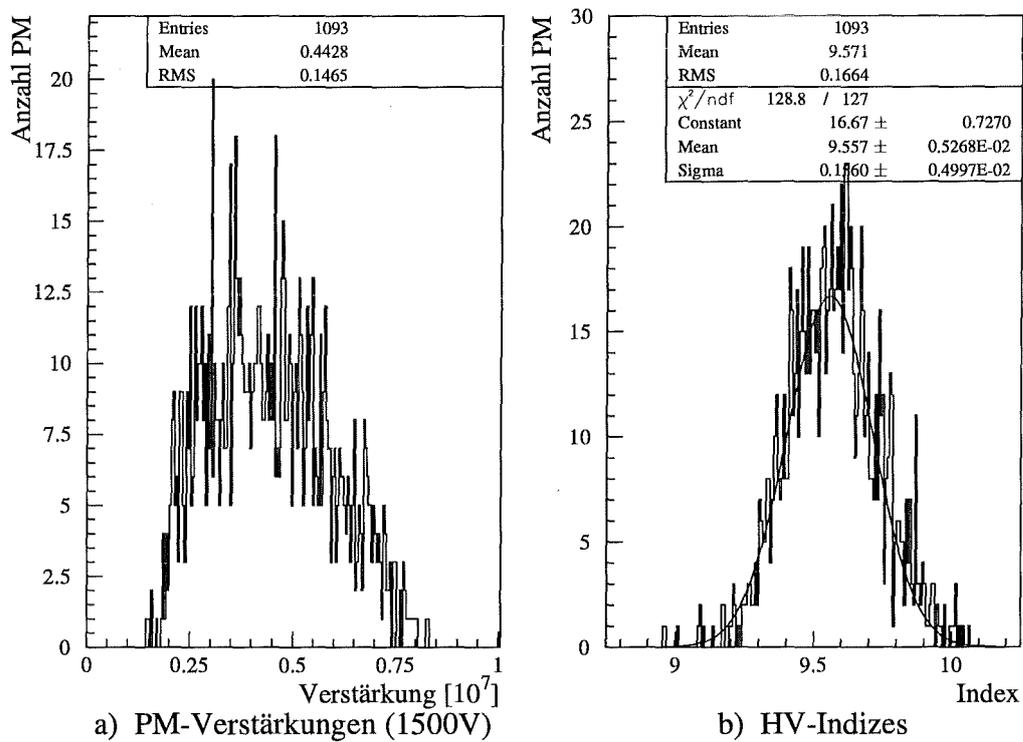


Abbildung C.2: a) Verteilung der PM-Verstärkungen bei -1500 V und
 b) Verteilung der Hochspannungsindizes
 (Sample aus 1064 Philips Valvo XP2262/PA und 24 EMI 9814/SA Photomultipliern plus fünf Ersatz-PM).

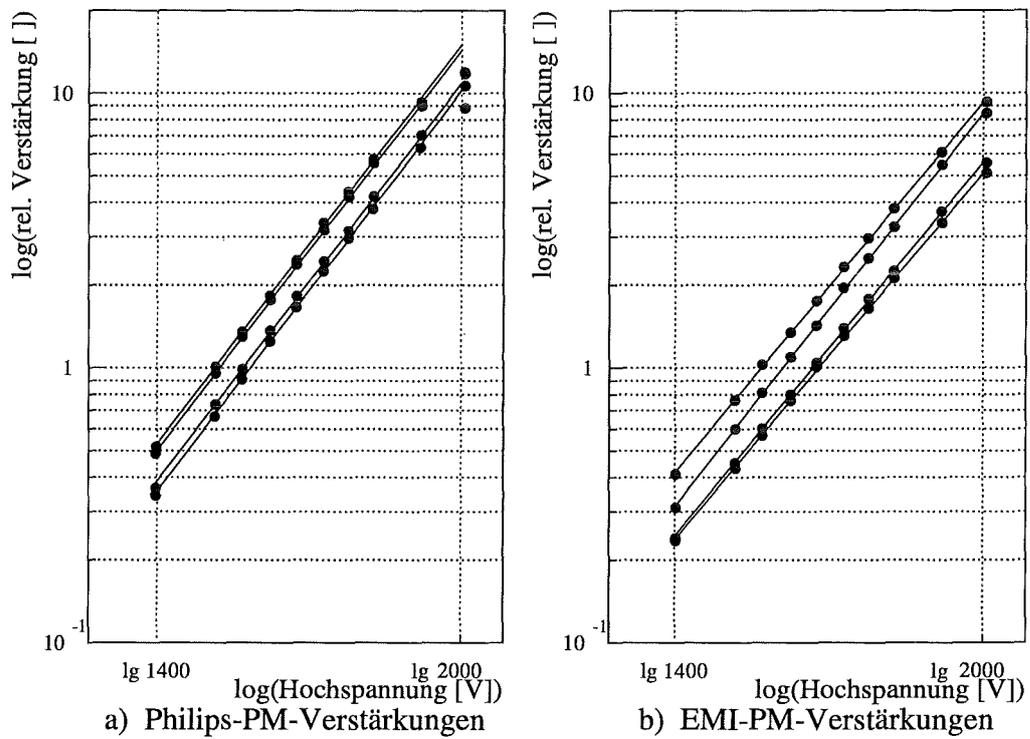


Abbildung C.3: Verstärkungen von vier *gematchten* PM im Bereich 1400 – 2000 V für
 a) Philips Valvo XP2262/PA und
 b) EMI 9814/SA PM.

Anhang D

Spezielle "free-running-Modultests"

D.1 μ - γ -Separation durch hohe elektronische Schwelle

Die *Abbildung D.2* zeigt die 2-dimensionalen Lichtausbeute-Histogramme exemplarisch für das 3.15 m lange BC-412 Veto-Modul aus *Kap. 5.2.2*. Die Verstärkung der PM ist genau doppelt so groß gewählt und die elektronischen Schwellen sind auf einen Maximalwert eingestellt, bei welchem nur Myonen aus der Landauverteilung nachgewiesen werden (*s. Abb. D.1*). Betrachtet man die Lichtausbeute-Histogramme (*Abb. D.2*), so ist festzustellen, daß die reale elektronische Schwelle im Vergleich zur gestrichelt miteingezeichneten Idealschwelle nicht konstant über die gesamte Länge des Moduls wirkt. Die effektive Schwelle ist

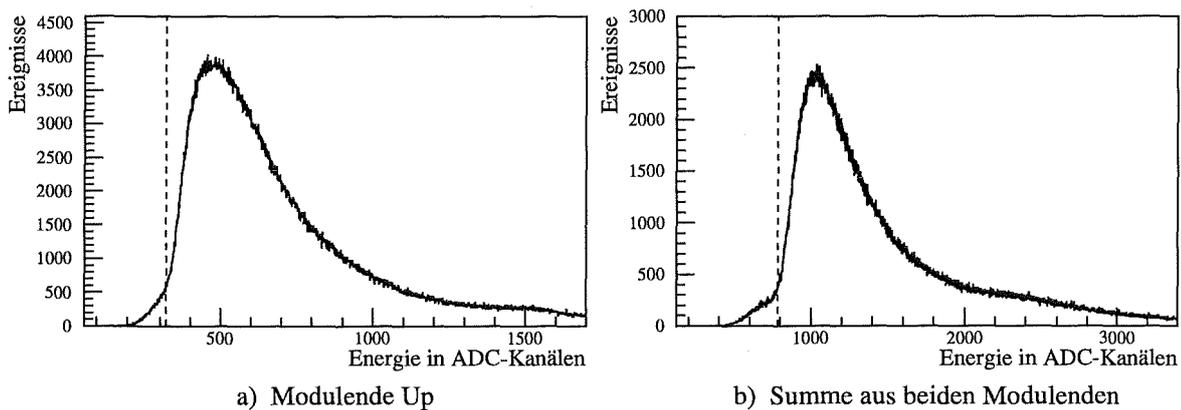


Abbildung D.1: Unter Anlegen einer elektronischen Maximalschwelle *free-running*-gemessene sichtbare deponierte Energien in einem horizontalen, 3.15 m langen BC-412 Veto-Modul mit 180°-Lichtumlenkung :

a) Auslese über vier PM am Modulende *Up*

b) Summe aus beiden Modulenden.

(Maximale ideale Schwelle ist gestrichelt miteingezeichnet.)

in der Modulmitte am niedrigsten, gemäß der Lichtausbeutekurve der Summe aus beiden Modulenden, welche aufgrund der Koinzidenzbedingung aus beiden Seiten entscheidend ist.

An den Enden des Moduls ist der *Walk-Effekt* deutlich zu sehen, welcher durch die hohe angelegte elektronische Schwelle der *leading-edge*-Diskriminatoren verstärkt wird (\leftrightarrow *constant-fraction*-Diskriminatoren).

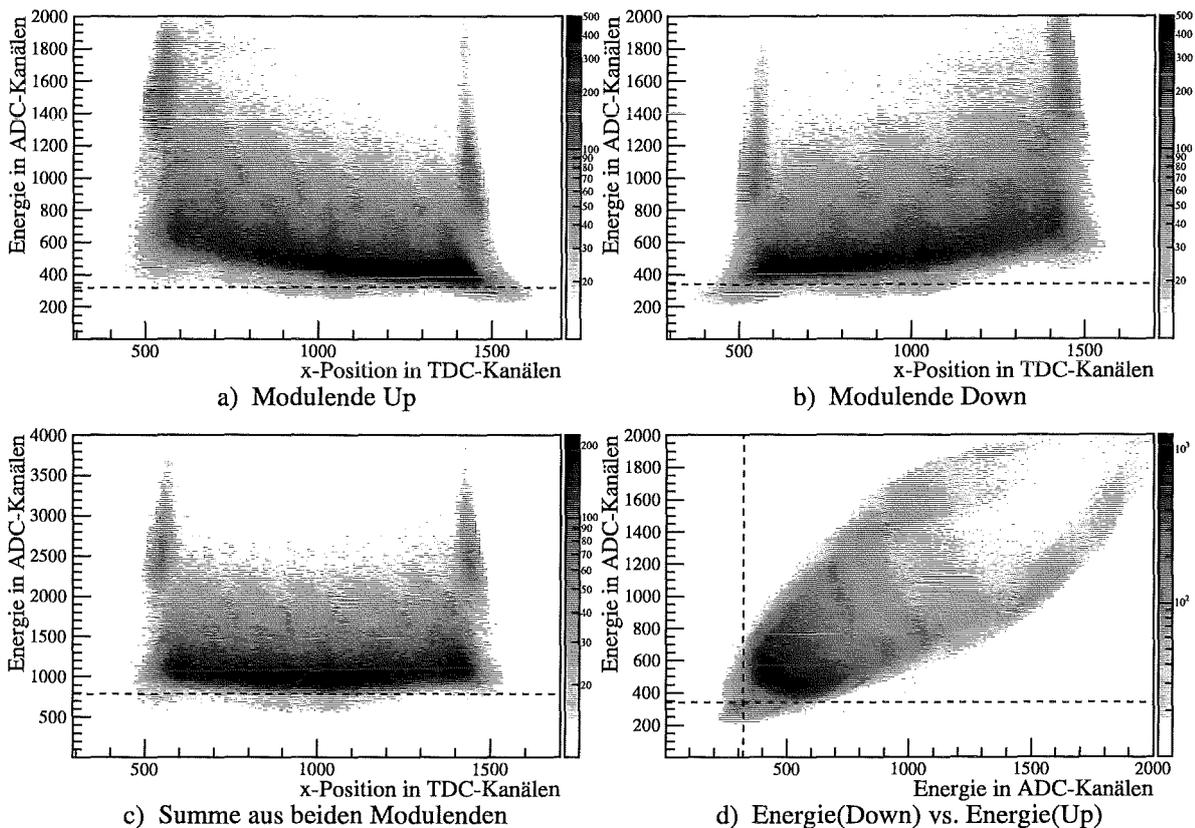


Abbildung D.2: Unter Anlegen einer elektronischen Maximalschwelle *free-running*-gemessene Lichtausbeutekurven eines horizontalen, nicht abgeschirmten, 3.15 m langen BC-412 Veto-Moduls mit 180°-Lichtumlenkung (Meßzeit 100 min) :

- a) Auslese über vier PM am Modulende *Up* und b) am Modulende *Down*.
 - c) Summenenergie bei der Auslese über alle acht PM an beiden Modulenden.
 - d) Energiekorrelation beider Enden *Up* (a) und *Down* (b)
- (ideale elektronische Schwellen sind gestrichelt miteingezeichnet. Die realen Schwellen betragen -190 mV bei -1630 V PM-Spannung.)

D.2 Ausfall eines Photomultipliers

Da die Veto-Module nach ihrem Einbau innerhalb der passiven Eisenabschirmung des KARMEN-Bunkers nicht mehr zugänglich sind, können keinerlei Reparaturen oder Änderungen durchgeführt werden. Deshalb ist es von großem Interesse zu testen, wie die optischen Eigenschaften eines Moduls nach dem Ausfall eines PM's sind.

In Abb. D.3 ist exemplarisch für ein 4 m langes Veto-Modul der Vergleich zwischen einer Messung mit einem ausgefallenen PM (innerer PM auf Seite *Up*) und der eines vollfunktionsfähigen Moduls dargestellt. Der Vergleich bestätigt die triviale Erwartung, daß die

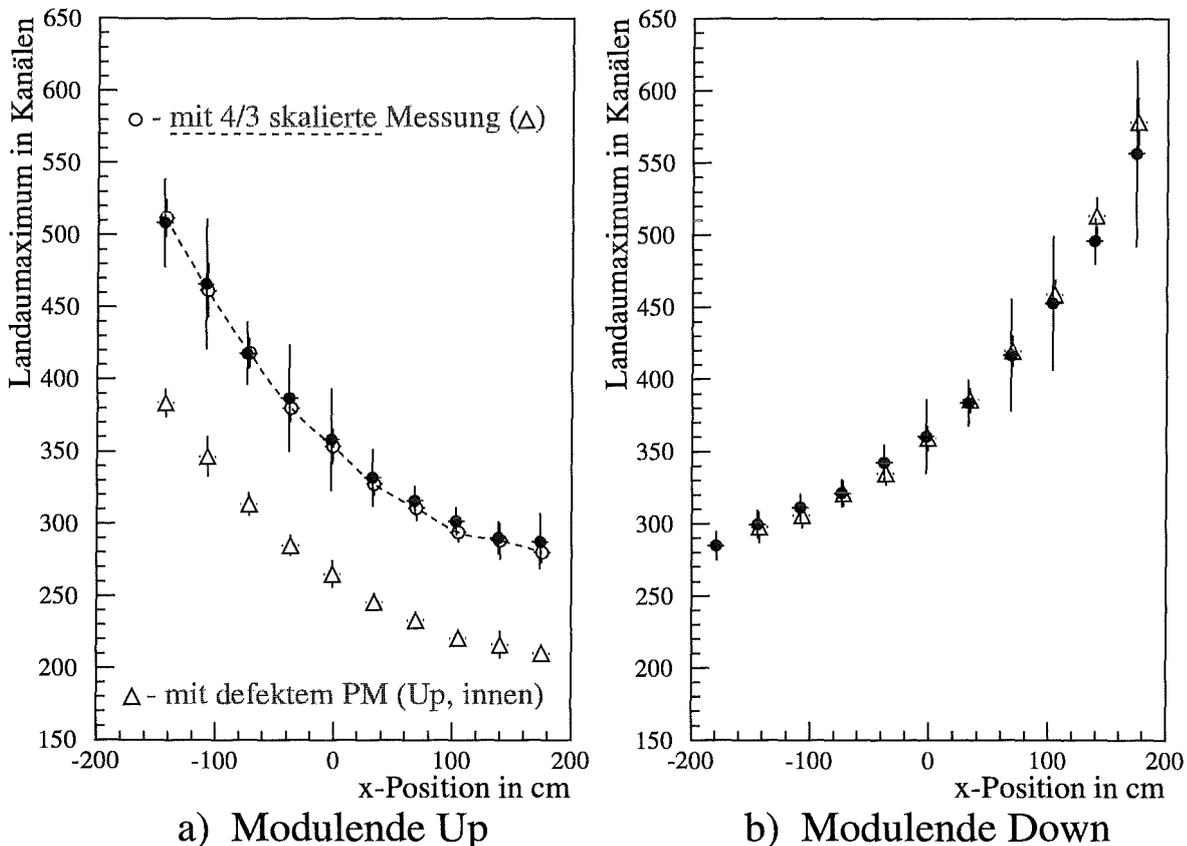


Abbildung D.3: Mit einem defekten PM *free-running*-gemessene Lichtausbeutekurven im Vergleich zum vollfunktionsfähigen Modul (für ein horizontales, 4 m langes BC-412 Veto-Modul mit 180°-Lichtumlenkung) :

- Auslese über vier bzw. drei PM am Modulende *Up* (z. Vgl. gestrichelt eingezeichnet ist die mit $\frac{4}{3}$ hochskalierte defekte Messung) und
- Auslese über vier PM am Modulende *Down*.

(Meßzeit 15 min bzw. 6 min - Die realen Schwellen betragen -50 mV bei -1800 V PM-Spannung.)

Lichtausbeute nur für das Modulende Up mit dem defekten PM über die gesamte Länge des Moduls um ein Viertel geringer ist (vgl. hierzu die hochskalierte (Faktor $\frac{4}{3}$) gestrichelte Kurve mit der vollfunktionsfähigen Messung in Abb. D.3.a). Dies bedeutet zugleich, daß sich beim Ausfall eines PM's die effektive Abschwächlänge des Moduls nicht verändert. Durch Anheben der Verstärkung der drei funktionierenden PM auf Seite Up ist somit die geringere Lichtausbeute zu kompensieren.

Die Erhöhung der PM-Spannung ist jedoch nur bedingt möglich (bis ca. -2500 V, dann ist die Grenze durch die *Single-Electron-Resolution* erreicht). Zu beachten ist auch, daß durch die Abnutzung der Photokathode die PM-Spannung im Laufe der Betriebsjahre regelmäßig nach oben korrigiert werden muß.

Ein weiterer Gesichtspunkt ist die Frage, ob es durch den Ausfall des PM's „tote“ Stellen im Modul gibt, von denen Ereignisse nicht mehr nachgewiesen werden. Hierzu nimmt man im ungünstigsten Falle einer maximal hohen elektronischen Schwelle („Fuß“ der Landauverteilung) an, daß Ereignisse nur in einem PM über dieser Schwelle liegen und bei dessen Ausfall nicht mehr nachgewiesen werden. Es zeigt sich jedoch, daß solche Ereignisse nur am nahen Ende im Lichtleiter auftreten und diese dort weniger als $0,03\%$ ausmachen und somit vernachlässigbar sind.

Die Energieauflösung der Modulseite mit dem defekten PM bleibt jedoch trotz der Verstärkungsanpassung schlechter. Für die obige Messung bedeutet dies, daß die maximale Schwelle um mindestens $0,3$ MeV niedriger ist, wie bei dem vollfunktionsfähigen Modul. Dies führt dazu, daß sich die Rate unerkannter Myonstreifschüsse um mindestens 8% verschlechtert. Dadurch verringert der Ausfall eines PM's die Myonnachweiseeffizienz.

Anhang E

Vergleich der Lichtausbeuten von BC-412 und NE-110A mit verschiedenen Flüssigszintillatoren

Die Plastiksintillatoren BC-412 und NE-110A weisen eine, mit dem KARMEN-Szintillator (25 Vol% Pseudocumol, 75 Vol% Paraffin, 2 g/l PMP [Eit91], [Wol90]) des Zentraldetektors vergleichbare, sogar etwas größere, Lichtausbeute auf (*s. Tab. E.1*).

Die Flüssigsintillatoren auf Mineralölbasis NE-235 und BC-517H sind zum Nachweis schneller Neutronen, γ 's und kosmischer Teilchen geeignet. NE-235 diente bei den Messungen als Referenz, aufgrund seiner weiten Verbreitung und weil das Silikonöl für das zusätzliche optische Ankoppeln der Probe an die Küvettenscheibe, welches die Reproduzierbarkeit der Messung verschlechtert, bei Flüssigsintillatoren entfällt. NE-345 ist mit Gadolinium geladen und wird zur Neutronenspektroskopie verwendet. Mit dem LSND-Szintillator konnte kein $^{22}\text{Na} - \gamma$ -Spektrum bestimmt werden, da dessen Lichtausbeute zu gering ist, denn im LSND-Detektortank darf das sehr viel schwächere Cherenkov-Licht nicht von dem Szintillationslicht überdeckt werden. Cherenkov-Detektoren haben wegen des großen Untergrundes zudem eine höhere Energieschwelle. Der Sensitivitätsbereich der PM und damit auch das Emissionsspektrum eines, dafür geeigneten, Szintillators liegen unterhalb 400 nm.

Der systematische Unterschied im Quenching zwischen der Messung mit dem Aufbau aus *Kap. 3.2.1*, bei welchem ein Camac-ADC verwendet wird, und der Messung mit einem Silena-VKA, ist auf Nichtlinearitäten v.a. in der PM-Verstärkung (um 400 V unterschiedliche Spannungen verwendet), aber auch in der Signalabschwächung (Kabel) und in den Q-ADC's rückzuführen.

128 Anhang E. Vergleich der Lichtausbeuten von BC-412 und NE-110A mit verschiedenen Flüssigszintillatoren.

	Szintillator	S [$\frac{Phot}{keV}$]	$S_{Messung}^{Anthrazen}$ [%]	$S_{Hersteller}^{Anthrazen}$ [%]	Q [keV]	
<i>fest</i>	BC-412	7,1	48	60	22	Camac-ADC
	NE-110A	8,1	55	60	20	
<i>flüssig</i>	NE-235	5,9	40	40	33	Silena-VKA
	NE-235	5,9	40	40	94	
	NE-345	6,8	46	/	81	
	NE-1SN3	6,0	41	/	94	
	BC-517H	7,2	49	52	78	
	KARMEN	7,2	49	/	120	
	LSND	/	/	/	/	

Tabelle E.1: Gemessene Lichtausbeuten von verschiedenen Flüssig- und Feststoffsintillatoren.

Anhang F

Herstellung der Silikon-Pads und Messung des Brechungsindex

Herstellung :

Zur Herstellung der Silikon-Pads verwendet man eine Mischung bestehend aus 55 Vol% reinem Silikonöl, 44 Vol% Silikongießharz (Eccosil 2 CN) und 1 Vol% Härter (Catalyst 50). Eccosil 2 CN ist ein wasserklarer RTV-Silikongummi, der für Gießharzanwendungen konzipiert ist, bei denen Transparenz und Elastizität gefragt sind. Um den Brechungsindex der Silikon-Pads dem des Szintillators anzugleichen, wird ein möglichst hoher Anteil an reinem Silikonöl benutzt. Zum Erreichen einer optimalen Transparenz, muß beim Rühren und Gießen die Bildung von Luftblasen vermieden werden. Das Gesamtvolumen der Mischung wird so gewählt, daß man nach dem Gießen in die Aushärteform eine 5 mm hohe Silikonschicht erhält. Die Aushärteform besteht aus einer Metallplatte auf die eine Teflonfolie plan aufgespannt ist, welche an ihren Rändern mit Vierkantstahlstäben fixiert wird. Diese dienen zugleich als Rand der Form. Die Metallplatte ist mit einer Wasserwaage versehen, um die Form waagrecht auszurichten und eine homogene Dicke der Silikon-Pads zu gewährleisten, denn der Aushärtevorgang dauert mindestens 48h. In der Metallplatte sind unter der Teflonfolie Lüftungsbohrungen angebracht, durch welche die Luft unter der Folie mit Hilfe einer Vakuumpumpe während der Aushärtung abgesaugt werden kann und somit Wölbungen vermieden werden, welche inhomogene Dicken verursachen. Nachdem die Silikonschicht ausgehärtet ist, stanzt man mit hohlen, sehr dünnwandigen Metallzylindern, mit dem benötigten Durchmesser, die Silikon-Pads aus und schweißt diese in PE-Folie ein. Da die Silikon-Pads alle Oberflächenunebenheiten abbilden muß darauf geachtet werden, daß die Metallränder sauber bzw. poliert sind und immer eine neue Teflonfolie verwendet wird, da diese beim Ausstechen der Pads verkratzt wird. Die Herstellung sollte mit Handschuhen unter einem Abzug in einem staubfreien Reinraum durchgeführt werden, um hinreichende optische Qualität der Silikon-Pads zu erreichen.

Brechungsindex :

Mit dem Laserphotometer ist es möglich über die Transparenz den Brechungsindex der Silikon-Pads zu messen. Aus den Fresnel'schen Formeln leitet sich dabei das Amplitudenverhältnis zwischen senkrecht- bzw. parallelpolarisierten E-Feldern der transmittierten und einfallenden Welle ab. Der Transmissionskoeffizient hängt bei senkrechten Einfallswinkel zur Oberfläche nur von den Brechungsindizes der beiden Medien ab. Mit den verwendeten Photodioden wird nicht die Amplitude des Lichtstrahls gemessen werden, sondern dessen Intensität, welche proportional zum Quadrat der Amplituden ist (Poynting-Vektor). Für die Transmission t_{12} und Reflektion r_{12} von Medium 1(n_1) nach Medium 2(n_2) ergibt sich mit $\sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_1}{\epsilon_1 \mu_2}} = \frac{n_2}{n_1}$ [Wol90] :

$$t_{12} = \frac{4 \cdot \frac{n_1}{n_2}}{\left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right)^2} ; (t_{12} = t_{21}) \quad (\text{F.1})$$

$$r_{12} = \frac{\left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right)^2}{\left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right)^2} ; (r_{12} = r_{21}) \quad \text{und} \quad t_{12} + r_{12} = 1 \quad (\text{Energiesatz}) \quad (\text{F.2})$$

Berücksichtigt man noch die Vielfachreflektionen innerhalb des Silikon-Pads erhält man für den Transmissionskoeffizienten $t_{\text{Silikon-Pad}}$:

$$t_{\text{Silikon-Pad}} = t_{12}^2 + t_{12}^2 r_{12}^2 + t_{12}^2 r_{12}^4 + \dots = t_{12}^2 \sum_{i=0}^{\infty} (r_{12}^2)^i = t_{12}^2 \cdot \frac{1}{1 - r_{12}^2} = \frac{1 - r_{12}}{1 + r_{12}} = \frac{I_{\text{mitPad}}}{I_{\text{ohnePad}}} \quad (\text{F.3})$$

Die Umformung nach dem Brechungsindex lautet schließlich :

$$n_{\text{Silikon-Pad}} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad \text{mit} \quad \Gamma = \sqrt{\frac{I_{\text{ohnePad}} - I_{\text{mitPad}}}{I_{\text{ohnePad}} + I_{\text{mitPad}}}} \quad (\text{F.4})$$

Das 5mm dicke Silikon-Pad wird im einen Strahlengang des Laserphotometers mit zwei Metallringen eingespannt und seine Transmission in einem Bereich von 415nm-595nm an jeweils fünf verschiedenen Oberflächenpunkten gemessen (s. Kap. 3.3). Durch das Verhältnis der Intensitäten (F.3) der beiden Strahlgänge mit und ohne Silikon-Pad ist es möglich den Brechungsindex bei der jeweiligen Wellenlänge zu errechnen (F.4). Über den Wellenlängenbereich der *Shift*-Messung gemittelt, ergibt sich dann ein Brechungsindex der Pads von :

$$n_{\text{Silikon-Pad}} = 1,445_{-0,012}^{+0,015} \quad (\text{F.5})$$

Diese Messung diente als Eingangsgröße für die M.C.-Simulation des Lichttransportes in den Veto-Modulen. Die Silikon-Pads mußten zur optischen Ankopplung der PM an den Szintillator während der Testphase verwendet werden, da mit ihnen ein mehrfaches Abnehmen und wieder Ankoppeln der PM möglich ist.

Literaturverzeichnis

- [All84] Allkofer O.C. und Grieder, *cosmic rays on earth* (1984)
- [Arm95] B. Armbruster, Internal Report (Nov. 1995) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Arm95b] B. Armbruster, Monte-Carlo-Programm LIGHT zur Simulation von Szintillationsphotonen in Plastiksintillatormodulen mit GEANT V3.21/04 (1995), Forschungszentrum Karlsruhe
- [Arm96] B. Armbruster, Internal Report (Mar. 1996) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Arm97] B. Armbruster, Private Mitteilung (Jun. 1997) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Ath95] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 2650-2653
- [Ath96] C. Athanassopoulos et al., *evidence for neutrino oscillations from muon decay at rest*, Phys. Rev. C (Vol. 54, 5) (1996) 2685 ff.
- [Bic95] BICRON – Saint-Gobain/Norton Inc., Newbury (Ohio/USA), *BICRON reference*
- [Bir64] J. B. Birks, *the theory and practice of scintillation counting*, Pergamon Press (1964)
- [Bod90] B. Bodmann et al., *the anticounter for the KARMEN-experiment*, Nucl. Instr. and Meth. A286 (1990) 214-219
- [Bur79] M. S. Burberry et al., J. Chem. Phys. 70 (1979) 5523.
- [Dre95] G. Drexlin, *future perspectives of KARMEN*, Proposal (Sep. 1995) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Dod93] A. Dodd et al., Nucl. Instr. and Meth. A 336 (1993) 136-145
- [Ebe92] V. Eberhard, Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 5063 (1992)
- [Ebe94] V. Eberhard, J. Rapp, J. Wolf, Internal Report (Apr. 1994) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Eit91] K. Eitel, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, (1991)

- [Eit94] K. Eitel, H. Gemmeke, R. Maschuw, J. Rapp, J. Wolf, *wavelength dependent light attenuation in organic scintillators*, Nucl. Instr. and Meth. A340 (1994) 346-352
- [Eit95] K. Eitel, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, (1995)
- [Eit96] K. Eitel, Private Mitteilung über PM-*matching*-Programm (1996) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Fai96] S. Faion, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Foe59] Th. Förster, *transfer mechanisms of electronic excitation*, Discuss. Faraday Soc. 27, 7 (1959)
- [FZK96] Titelbild und Bericht über die Suche nach massebehafteten ν 's mit KARMEN, Nachrichten Forschungszentrum Karlsruhe, (28) 1/96, S.11-28
- [Gem91] H. Gemmeke, Monte-Carlo-Programm LIGHT zur Simulation der Lichtausbeutemessung (1991), Forschungszentrum Karlsruhe
- [Han91] T. Hanika, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1991)
- [Hoe95] J. Hößl, Internal Report und Private Mitteilung (1995) Universität Erlangen-Nürnberg
- [Hor74] D. L. Horrocks, *application of liquid scintillation counting*, Academic Press (1974)
- [Kle95] M. Kleifges und A. Grindler, *proposal of integration of new VETO counter in existing electronic*, Status Report (Dez. 1995) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Lan44] L. Landau, *on the energy loss of fast particles by ionization*, Journal of Physics Vol. VIII, No.4 (1944)
- [NE95] NE technologies ltd., Edinburgh (Scotland/UK), *Nuclear Enterprises reference*
- [Pli] P. Plischke, Datenaufnahmeprogramm ONCAM für LSI-11/73-Computer zum Auslesen von einem CAMAC-Bus, Forschungszentrum Karlsruhe
- [Rap96] J. Rapp, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Rei53] F. Reines, C. Cowan, Phys. Rev. 92, 830 L (1953)
- [Rei97] J. Reichenbacher, Interner Report (Juni 1997) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Ros96] P. Rossi et al., Nucl. Instr. and Meth. A381 (1996) 32-38
- [Ruf95] C. Ruf, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1996)

- [Sch96] P. Schirrmann, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Wol90] J. Wolf, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Wol95] J. Wolf, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Wol96] J. Wolf, Private Mitteilung über PM-Teststand (1996) Forschungszentrum Karlsruhe
- [Ven] R. Vennink and J. Kopecky, *investigation of the $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)^{57}\text{Fe}$ and $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$ reactions*
- [Zei96] B. Zeitnitz, *Spektroskopie mit Neutrinos - Resultate von KARMEN*, Physikal. Blätter (Jun. 1996)