

Experimentelle Physik

Aufbau und Test eines Detektors
für Experimente
mit kosmischer Strahlung

Diplomarbeit

von
André Röhring

Westfälische Wilhelms Universität Münster
Institut für Kernphysik

November 1995

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	5
1.1 Kosmische Strahlung	5
1.1.1 Entstehung und Zusammensetzung der kosmischen Strahlung auf Meeresniveau	5
1.1.2 Intensität der kosmischen Strahlung	8
1.2 Physikalische Grundlagen	10
1.2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	10
1.2.2 Organische Szintillatoren	12
1.2.3 Der Photomultiplier	15
2 Das Detektordesign	19
2.1 Physikalische Prozesse	19
2.1.1 Energieverlustverteilung minimal ionisierender Teilchen .	19
2.1.2 Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung . . .	20
2.1.3 Mittlere Lebensdauer von Myonen	22
2.1.4 Michelpektrum	23
2.2 Anforderungen an den Detektor und Realisation des Aufbaus .	26

2.2.1	Der Tank mit dem Flüssigszintillator	27
2.2.2	Die Triggerdetektoren	30
2.2.3	Die Photomultiplier	32
3	Die Anfertigung des Detektorsystems	37
3.1	Die Konstruktion des Tanks	37
3.1.1	Die Befestigung der Triggerdetektoren	38
3.1.2	Die Schwenk- und Arretiervorrichtung	39
3.2	Der Bau des Tanks	43
3.2.1	Test der Dichtigkeit des Tanks	43
3.3	Der Bau der Triggerdetektoren	44
4	Elektronik	47
4.1	Trigger	47
4.1.1	MIP-Trigger	47
4.1.2	Lebensdauer-Trigger	48
4.1.3	Michel-Trigger	51
4.1.4	Pedestal- und Rausch-Trigger	52
4.2	Elektronik und Datenerfassung	53
5	Experimenteller Teil	57
5.1	Diskriminatorschwellen für die Triggerdetektoren	57
5.2	Abgleichung der beiden Thorn Emi Photomultiplier	58
5.3	Messungen	61
5.3.1	MIP-Peak	61
5.3.2	Untersuchung des Untergrundpeaks	63

5.3.3	Zenitwinkelabhängigkeit	66
5.3.4	Lebensdauermessung	71
5.3.5	Michelspektrum	76
6	Zusammenfassung und Ausblick	83
A	Technische Zeichnungen	85
A.1	Schaltpläne für Spannungsteiler	85
A.2	Konstruktionszeichnungen für den Tank	86
B	Auslese-Elektronik	91

Einleitung

Die Hochenergiephysik ist das Teilgebiet der Physik, das sich mit den kleinsten Bauteilen der Materie und deren Wechselwirkung untereinander beschäftigt. Nach den derzeit gültigen theoretischen Modellen ist Materie aus zwei Teilchenfamilien, den Quarks und den Leptonen aufgebaut. Die Kräfte zwischen diesen Teilchen werden durch die Theorie der Gravitation, der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung beschrieben.

In der experimentellen Hochenergiephysik werden Beschleuniger und Detektoren eingesetzt, um die subatomaren Vorgänge zu untersuchen. Die dort eingesetzten Beschleuniger erzeugen Strahlen geladener Teilchen mit Energien bis in den *TeV*-Bereich. In Streuexperimenten werden die Eigenschaften dieser und eventuell im Streuprozess neu gebildeter Teilchen untersucht. Detektoren dienen als Werkzeug, um die beteiligten Teilchen zu identifizieren und zu klassifizieren. Allerdings fordert die Untersuchung immer kleinerer Strukturen einen beträchtlichen finanziellen und arbeitstechnischen Aufwand, der häufig nur durch große (internationale) Kollaborationen bewältigt werden kann. Der Einstieg in die experimentelle Teilchenphysik ist für den Studenten der Physik mit einigen Schwierigkeiten verbunden, da zum einen die entsprechenden Anlagen nur an wenigen Orten vorhanden sind (z.B. in Genf: *CERN*¹ oder in Hamburg: *DESY*²) und zum anderen die Experimente aufgrund ihrer Komplexität schwer zu überschauen sind.

Neben den von Menschen geschaffenen Beschleunigern existiert eine natürliche Quelle für hochenergetische Teilchenstrahlung, die kosmische Strahlung. Auf

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Europäisches Kernforschungszentrum)

²Deutsches Elektronen Synchrotron

Meereshöhe setzt sie sich zu etwa 80 % aus Myonen und zu etwa 20 % aus Elektronen zusammen. Diese Teilchenstrahlung kann zwar aufgrund ihrer geringen Intensität und festgelegten Zusammensetzung nicht als Beschleunigerersatz dienen, sie eignet sich aber hervorragend als Quelle für einfache und preiswerte Grundlagenexperimente der Teilchenphysik.

Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war die Entwicklung, der Bau und der Test eines Detektors für kosmische Teilchenstrahlung, der im Fortgeschrittenenpraktikum des Instituts für Kernphysik (IKP) in Münster eingesetzt werden soll. Folgende Anforderungen wurden an das Detektordesign gestellt:

- Mit Hilfe des Detektors soll die Bestimmung des Energieverlustes kosmischer Teilchen im Detektormaterial, der Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung, der mittleren Lebensdauer von im Detektor gestoppten Myonen und der Energieverteilung der Zerfallselektronen möglich sein.
- Die Zeit für die Durchführung der Experimente ist in einem Praktikum auf die Dauer einiger Tage begrenzt. Daher soll die Detektorgeometrie in Bezug auf die zu erwartende Rate an Ereignissen optimiert werden, um innerhalb der zur Verfügung stehenden Zeit Spektren mit befriedigender Statistik aufnehmen zu können.
- Da der Umgang mit dem Detektor ebenfalls in kurzer Zeit erlernt werden muß, soll der Gesamtaufbau von Detektorsystem und Elektronik in einer übersichtlichen und kompakten Einheit realisiert werden.

Hauptbestandteil des Detektors ist ein mit einem Flüssigszintillator gefüllter Tank. Über zwei Sichtfenster aus Plexiglas werden die Photomultiplier, die den Flüssigszintillator auslesen, an den Tank gekoppelt. Defekte Photomultiplier können somit problemlos ausgetauscht werden. Für die Bestimmung des Energieverlustes kosmischer Teilchen im Detektor und der Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung werden zwei weitere Detektoren (Triggerdetektoren) benötigt, die den Weg der Teilchen durch den Tank definieren und den Raumwinkel einschränken. Aus dem zweiten Punkt ergibt sich zusätzlich die Forderung, Tank und Triggerdetektoren zu einer Einheit

zu verbinden, die in beliebige Zenitwinkelstellungen und Himmelsrichtungen gekippt werden kann. Dazu wurde ein fahrbares Gestell mit einer Vorrichtung konzipiert, in die der Tank mit den daran fixierten Triggerdetektoren schwenkbar eingehängt werden kann. Darüberhinaus bietet das Gestell Platz für zwei NIM-Crates für die Ausleseelektronik. Der Gesamtaufbau ist somit in einer übersichtlichen und kompakten Einheit realisiert. Lediglich der für die Datenerfassung benötigte Mikrocomputer kann in diese Einheit nicht integriert werden.

Motivation eines Praktikums ist, dem Studenten fundamentale theoretische und experimentelle Grundlagen der Teilchenphysik näherzubringen. Zu den Lernzielen im theoretischen Teil gehören das Verständnis der Grundzüge des Standardmodels der Elementarteilchen, der Wechselwirkungsprozesse zwischen Strahlung und Materie und des Funktionsprinzip eines Detektors für kosmische Strahlung. Im experimentellen Teil soll der Umgang mit der Elektronik und der Datenerfassung erlernt werden. Die Auswertung und Diskussion der Meßergebnisse bildet den Abschluß des Praktikums.

Kapitel 1 beschäftigt sich mit den physikalischen Grundlagen, die für das Verständnis der Eigenschaften kosmischer Strahlung und das Funktionsprinzip des Detektors von Bedeutung sind. Die Grundlagen sind ausführlich beschrieben, da diese Arbeit als Referenz für den Praktikumsversuch genutzt werden kann. Kapitel 2 gibt einen Überblick über die Kriterien, die bei der Entwicklung des Detektors eine Rolle gespielt haben. Der Bau des Detektors wird in Kapitel 3 beschrieben. Die elektronischen Komponenten und das Datenerfassungssystem sind in Kapitel 4 dargestellt. Kapitel 5 beinhaltet den experimentellen Teil. Darin wird der Versuchsaufbau getestet und die Ergebnisse der eigentlichen Messungen werden vorgestellt, ausgewertet und diskutiert.

1. Grundlagen

In Abschnitt 1.1 werden einige fundamentale Eigenschaften der kosmischen Strahlung vorgestellt. Abschnitt 1.2 beschäftigt sich mit den Grundlagen, die für das Verständnis des Detektors von Bedeutung sind.

1.1 Kosmische Strahlung

1.1.1 Entstehung und Zusammensetzung der kosmischen Strahlung auf Meeresniveau

Die kosmische Strahlung in der Zusammensetzung, wie man sie auf Meeresniveau mißt, ist das Folgeprodukt der Wechselwirkung einer hochenergetischen Teilchenstrahlung (Primärstrahlung) aus dem Weltraum mit den Atomen und Kernen der Erdatmosphäre. Diese Primärstrahlung, deren Energieskala von 10^5 eV bis über 10^{20} eV (siehe z.B. [PHB95]) reicht, besteht zu 85 % aus Protonen, zu 12.5 % aus α -Teilchen und zu 2.5 % aus schweren Kernen. Photonen und Elektronen fehlen nahezu vollständig (≤ 0.1 %) in diesem Spektrum [GRU85].

Der dominante Prozeß beim Auftreffen der Primärstrahlung auf die Erdatmosphäre ist die Wechselwirkung eines Protons mit einem Sauerstoff- oder Stickstoffkern. Nahezu jedes eintreffende Primärteilchen löst einen hadronischen oder elektromagnetischen Schauer aus, da die Erdatmosphäre für diese Teilchen einem Target mit 12 Kernwechselwirkungslängen und 28 Strahlungslängen entspricht. Folglich wird die Primärstrahlung innerhalb der Erdatmosphäre fast vollständig in eine Sekundärstrahlung transformiert. Mögliche Reaktionsprodukte der Wechselwirkungsprozesse sind vor allem Pionen aber auch Nukleonen, Kernfragmente, Photonen, Elektronen und schwere Mesonen.

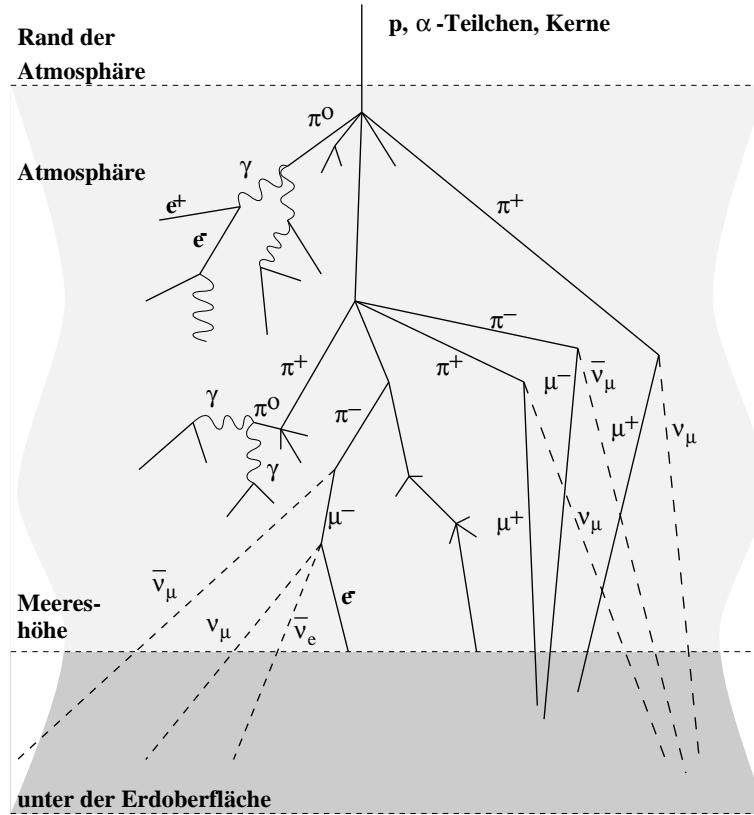


Abbildung 1.1: Entstehung und Zusammensetzung eines kosmischen Schauers in der Erdatmosphäre.

Neutrale Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ zu 98.8 % in zwei γ -Quanten, die einen elektromagnetischen Schauer auslösen können. Aus den geladenen Pionen entstehen nach einer mittleren Lebensdauer von $2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ zu 99.99 % durch die Prozesse

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

Myonen und Myoneneutrinos [APS94]. In Abbildung 1.1 ist die Entstehung und Zusammensetzung eines kosmischen Schauers dargestellt. Auf Meereshöhe setzt sich der Anteil der geladenen Teilchen des Schauers aus nicht ganz 80 % Myonen, 20 % Elektronen und etwa 1 % anderen Teilchen zusammen [GRU85].

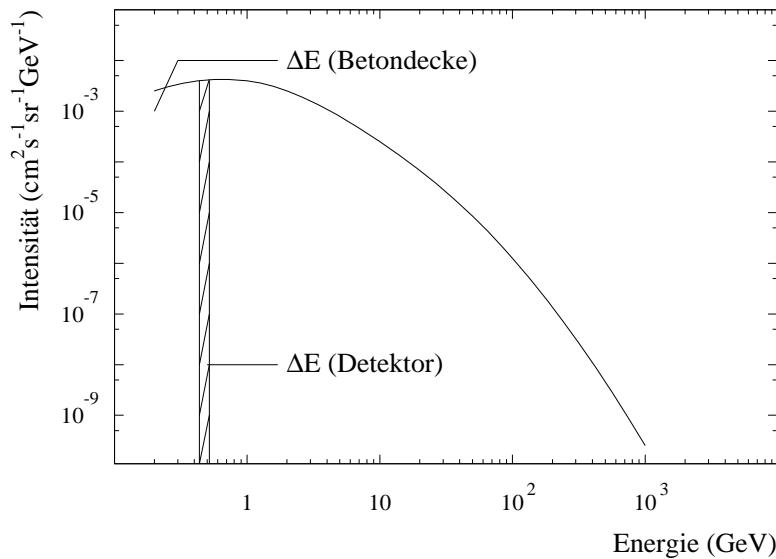


Abbildung 1.2: In Kiel gemessenes Energiespektrum der kosmischen Myonen aus vertikaler Richtung [PRA]. Niederenergetische Myonen werden in der Betondecke des Instituts absorbiert, bevor sie den Standort des Detektors erreichen. Schraffiert eingezeichnet ist der Bereich, in dem Myonen in einem Detektor mit laborüblichen Abmessungen (siehe 2.2.1) gestoppt werden.

Historisch unterscheidet man auf Meeressniveau zwischen einer harten und einer weichen Komponente der kosmischen Strahlung. Die harte Komponente ist dabei als derjenige Anteil definiert, der 10 cm Blei durchdringt [ROS48]. Da Myonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und aufgrund ihrer großen Masse (105.7 MeV, dies entspricht der 207-fachen Masse des Elektrons [APS94]) geringere Energieverluste durch Bremsstrahlung erleiden als Elektronen, bilden sie den Hauptanteil der harten Komponente. Daneben enthält die harte Komponente noch Protonen, die die Erdatmosphäre ungestört durchquert haben. Die weiche Komponente besteht dagegen hauptsächlich aus Elektronen, die in Blei schon nach kurzen Weglängen ihre Energie in Form von elektromagnetischen Schauern deponieren, sowie niederenergetischen Myonen und Protonen. Abbildung 1.2 zeigt die Energieverteilung der kosmischen Myonen.

1.1.2 Intensität der kosmischen Strahlung

In den späten 20er Jahren haben verschiedene Forscher, unter anderem Millikan, Clay, Bothe und Kohlhörster, Messungen durchgeführt, um die Abhängigkeit der Intensität der kosmischen Strahlung auf Meeressniveau von der geographischen Breite zu bestimmen. Das Ergebnis einer Messung von Clay ist in Abbildung 1.3 qualitativ dargestellt.

Die Abhängigkeit der Intensität von der geographischen¹ Breite lässt sich durch den Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Primärkomponente der kosmischen Strahlung erklären. Ein Teilchen mit Ladung q und Geschwindigkeit \vec{v} erfährt in einem Magnetfeld \vec{B} die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.3)$$

Das Teilchen wird dabei in eine Richtung senkrecht zu \vec{v} und \vec{B} abgelenkt und beschreibt eine Schraubenbahn in Richtung des Geschwindigkeitsvektors. Lediglich wenn \vec{v} und \vec{B} parallel zueinander liegen, erfährt das Teilchen keine Kraft und wird nicht abgelenkt. Die Primärstrahlung, die fast ausschließlich aus positiv geladenen Teilchen besteht, ist zunächst isotrop verteilt, bevor diese Isotropie durch den Einfluß des Erdmagnetfeldes gestört wird. In der Äquatorebene der Erde erfahren geladenen Teilchen eine maximale Lorentzkraft, da \vec{v} und \vec{B} senkrecht zueinander stehen. Sie werden in östliche Richtung abgelenkt. Ein bestimmter Anteil der Primärstrahlung (Teilchen mit Impulsen unter $10 \text{ GeV}/c$) wird sogar so stark abgelenkt, daß er nicht einmal die Erdatmosphäre erreicht [HEI53]. Folglich können nur die hochenergetischen Primärteilchen in der Äquatorebene einen Schauer auslösen. Die gemessene Intensität ist gering. Dagegen werden Teilchen, die an den Polen einfliegen, gar nicht abgelenkt, da \vec{v} und \vec{B} parallel zueinander liegen. Die Intensität an den Polen ist stark, da alle Teilchen aus dem Energiespektrum der Primärstrahlung bis zur Erdatmosphäre vordringen und einen Schauer auslösen können.

Die Energie und damit die Reichweite eines Schauers hängt von der Energie des auslösenden Primärteilchens ab. Über 45° geographischer Breite in

¹Genauer: Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite

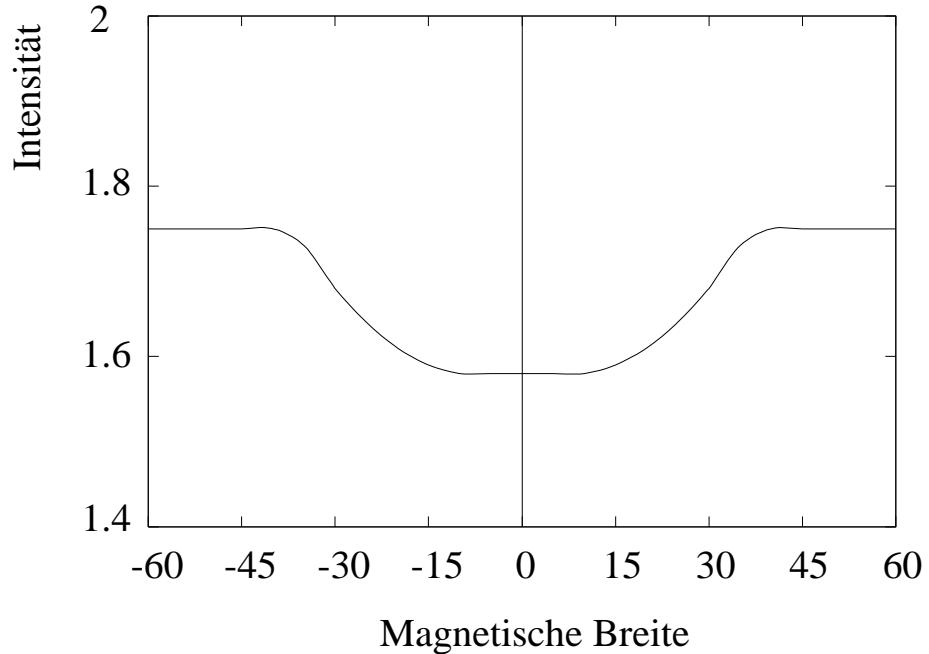


Abbildung 1.3: Kurve von Clay, welche die Abhängigkeit der Intensität der kosmischen Strahlung von der geomagnetischen Breite zeigt [AUG48]. Im Bereich über 60° magnetischer Breite in nördlicher und südlicher Richtung setzt sich die Konstanz der Intensität fort.

nördlicher und südlicher Richtung erreichen zunehmend Primärteilchen die Erdatmosphäre, deren Energie nicht ausreicht, um Schauer zu erzeugen, die bis auf Meeresniveau vordringen können. Folglich bleibt die Intensität der kosmischen Strahlung auf Meeresniveau für Breitengrade über 45° konstant.

Literaturwerte für die Intensität der kosmischen Strahlung, die für Breitengrade über 45° und auf Meeresniveau gelten, findet man in [APS94, ZIE91]. Für einfache Abschätzungen eignet sich der Wert von

$$200 \frac{\text{Myonen}}{\text{m}^2 \text{s}}. \quad (1.4)$$

Für genauere Rechnungen wird die Intensität der kosmischen Teilchenstrahlung in Einheiten pro Zeit-, Flächen- und Raumwinkelement angegeben. Der Wert für die harte Komponente beträgt

$$I_{\text{hart}} = 80 \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^2 \text{s} \text{srd}} \quad (1.5)$$

und der für die weiche Komponente

$$I_{weich} = 30 \frac{\text{Teilchen}}{m^2 s srd}, \quad (1.6)$$

wobei *srd* die Einheit des Raumwinkelementes *steradian* bezeichnet. Die totale Intensität I_{tot} setzt sich aus der Summe der Intensitäten der harten und der weichen Komponente zusammen.

Da Münster auf dem 52-ten Breitengrad in nördlicher Richtung liegt, können die Werte übernommen werden.

1.2 Physikalische Grundlagen

In der Hochenergiephysik ist der Detektor das Hilfsmittel zur Beobachtung der subatomaren Vorgänge. Das Detektormaterial hat die Aufgabe, die Energie eines Teilchens — bzw. allgemeiner von Strahlung — in ein nachweisbares und auswertbares Signal zu konvertieren.

1.2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Schwere geladene Teilchen, d.h. Teilchen, die schwerer als Elektronen sind, übertragen ihre Energie fast ausschließlich durch inelastische Stöße mit Atomen. Als Maß für den Energieverlust dient die sogenannte *Stopping Power* dE/dx , die klassisch von Bohr und relativistisch von Bethe und Bloch berechnet wurde. Der folgende, als *Bethe-Bloch-Formel* bekannte Ausdruck beschreibt den durchschnittlichen Energieverlust pro durchquerter Weglänge

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A \beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{((1 - \beta^2) I)} \right) - \beta^2 \right], \quad (1.7)$$

wobei N_0 die Avogadro-Zahl, Z und A die Ordnungs- und Massenzahl des Materials, $z \cdot e$ und $v = \beta \cdot c$ die Ladung und Geschwindigkeit des bewegten Teilchens, m_e die Elektronenmasse, $r_e = 2.8 \text{ fm}$ der klassische

Abbildung 1.4: dE/dx als Funktion von E für mehrere verschiedene Teilchen [LEO87].

Elektronenradius und I das effektive Ionisationspotential des Materials sind [KLE92].

In der experimentellen Physik verwendet man häufig den spezifischen Energieverlust $dE/d(\rho x)$, bei dem der Energieverlust pro Massenbelegung ρx angegeben wird, wobei ρ die Dichte und x die Dicke des Absorbers in Richtung der Flugbahn des Teilchens ist. Zwischen Stopping Power und spezifischem Energieverlust besteht ein einfacher mathematischer Zusammenhang

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} . \quad (1.8)$$

Ein wichtiges Ergebnis der Berechnungen von Bethe und Bloch ist die Energieabhängigkeit der Stopping Power. In Abbildung 1.4 ist dE/dx gegen die Energie für verschiedene Teilchen aufgetragen. Für nicht-relativistische Geschwindigkeiten fällt dE/dx wie $1/\beta^2$ ab, da die Zeit für die Wechselwirkung zwischen der Punktladung des Teilchens und der Ladungsverteilung des Absorbers abnimmt. Bei einer Teilchengeschwindigkeit von $v \simeq 0.96 c$ nimmt dE/dx ein Minimum ein. Teilchen aus diesem Energiebereich bezeichnet man

als *minimal ionisierend*, da der Energieübertrag mit $2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ minimal ist. Mit weiter zunehmender Geschwindigkeit beginnen relativistische Effekte eine Rolle zu spielen. Die Längenkontraktion führt zu einer scheinbaren Erhöhung der Ladungsdichte, mit der das Teilchen wechselwirkt. Folglich steigt dE/dx wieder an. In einer einfachen Näherung kann man dE/dx bei Geschwindigkeiten von $v \geq 0.96 c$ als konstant betrachten, weshalb man auch in diesem Energiebereich von minimal ionisierenden Teilchen spricht.

1.2.2 Organische Szintillatoren

Die bei Wechselwirkung von Strahlung mit Materie deponierte Energie kann über verschiedene physikalische Prozesse wieder freigesetzt werden. Szintillierende Materialien geben die absorbierte Energie in Form von sichtbarem, bzw. UV-Licht wieder ab (Luminiszenz). Erfolgt die Lichtemission innerhalb von 10^{-9} s bis 10^{-8} s nach der Energieabsorption, so spricht man von Fluoreszenz. Verzögerte Lichtemission² wird als Phosphoreszenz bezeichnet.

Nach [LEO87] setzt sich die zeitliche Entwicklung des Emissionsprozesses aus einer schnellen und einer langsamen Komponente zusammen. Mathematisch beschrieben wird diese Entwicklung durch

$$N(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) + B \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right), \quad (1.9)$$

wobei $N(t)$ die zur Zeit t emittierten Photonen und τ_s und τ_l die Zerfallskonstanten der schnellen und der langsamen Komponente des Szintillationsprozesses bezeichnen. Die endliche Anstiegszeit des Lichtpulses ist in den meisten Materialien kurz gegenüber den Zerfallskonstanten, so daß sie für diese Betrachtungen vernachlässigt werden kann.

Bei den Szintillatoren unterscheidet man zwischen organischen und anorganischen. Der Szintillationsmechanismus in anorganischen Szintillatoren ist eine Folge der elektronischen Bandstruktur bestimmter Kristalle. Eine detaillierte Beschreibung der Prozesse gibt [KNO89].

²Je nach Material kann die Verzögerung im Bereich von Mikrosekunden bis zu einigen Tagen liegen

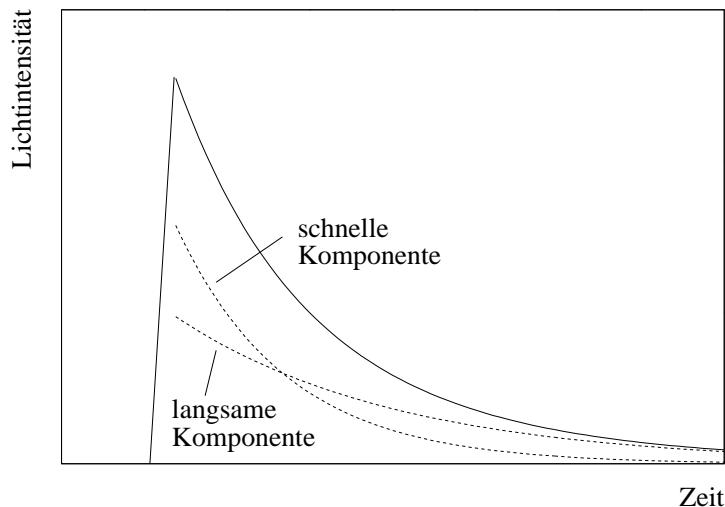


Abbildung 1.5: Zeitverhalten des Szintillationsprozesses. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Summe der schnellen und der langsamen Komponente, die gestrichelt dargestellt sind.

Atome in organischen Molekülen werden durch sogenannte Molekülorbitale gebunden, die dadurch entstehen, daß zwei oder mehrere Atomorbitale überlappen. Die Molekülorbitale werden in energetisch aufsteigender Reihenfolge mit den griechischen Buchstaben σ , π , ... bezeichnet. In organischen Szintillatoren bewirkt die Anregung von π -Elektronen den Szintillationsprozeß. Das Energieniveauschema eines Moleküls eines typischen organischen Szintillators zeigt Abbildung 1.6.

S_0 bis S_3 kennzeichnet die Singulett-Zustände (Spin 0), T_1 bis T_3 die Triplet-Zustände (Spin 1). Zu jedem Zustand S_i , T_i existieren Vibrationszustände S_{ij} , T_{ij} . Typische Energiedifferenzen für organische Szintillatoren sind 3–4 eV zwischen dem S_0 - und S_1 -Zustand und einige zehntel eV innerhalb der Vibrationszustände. Da die thermischen Anregungsenergien in der Größenordnung von 0.025 eV liegen, befinden sich nahezu alle Moleküle bei Raumtemperatur im S_{00} -Zustand.

Durch Energieabsorption können Elektronen vom S_0 -Zustand in höhere Zustände angeregt werden. Der S_{10} -Zustand hat mit typischerweise

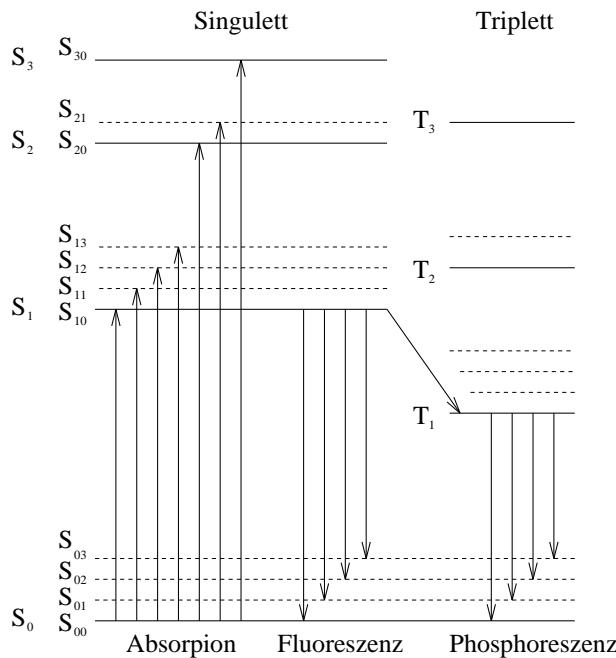


Abbildung 1.6: Energieniveauschema eines organischen Moleküls mit π -Elektronenstruktur [KNO89].

$10^{-9} - 10^{-8} \text{ s}$ eine hohe Lebensdauer gegenüber den anderen angeregten Zuständen, so daß es zunächst innerhalb kurzer Zeit (in der Größenordnung von Pikosekunden) zu einer Bevölkerung des S_{10} -Zustandes kommt. Der Übergang vom S_{10} - in die Vibrationszustände des Grundzustandes erfolgt unter der Emission von UV-Photonen (Fluoreszenz). Dieser Prozeß bildet die schnelle Komponente des Szintillationsmechanismus bei organischen Szintillatoren. Die Lebensdauer des Energieniveaus entspricht der Zerfallskonstanten in Gleichung 1.4.

Einige angeregte Elektronen gehen durch strahlungslose Übergänge in den T_1 -Zustand über. Mit $10^{-4} - 10^{-3} \text{ s}$ besitzt dieser Zustand eine hohe Lebensdauer, so daß es bei Abregung vom T_1 - in den S_0 -Zustand zu einer verzögerten Lichtemission kommt (Phosphoreszenz). Moleküle im T_1 -Zustand können auch wieder in den S_1 -Zustand angeregt werden. Daraus ergibt sich eine verzögerte Fluoreszenz. Die Phosphoreszenz bildet zusammen mit der verzögerten Fluoreszenz die langsame Komponente des Szintillationsprozesses.

Abbildung 1.7: Absorptions- und Emissionsspektrum eines typischen organischen Szintillators [KNO89].

Ein typischer organischer Szintillator ist im wesentlichen transparent für die emittierte Strahlung. Abbildung 1.6 entnimmt man, daß die Energiedifferenzen für die Absorptionsübergänge größer sind als für die Emissionsübergänge (Ausnahme: $S_{00} \leftrightarrow S_{10}$), so daß Absorptions- und Emissionsspektren nur wenig überlappen (Abbildung 1.7). Die Selbstabsorption ist für Szintillatoren mit kleinen Dimensionen zu vernachlässigen, wirkt sich aber bei solchen mit großen Dimensionen nachteilig aus, da der Intensitätsverlust exponentiell mit der Weglänge der Photonen durch das Medium zusammenhängt (siehe Abschnitt 2.2.1). In solchen Fällen wird dem primären Fluoreszenzstoff ein zweiter Fluoreszenzstoff — der sogenannte Wellenlängenschieber — beigemischt. Dieser wird so ausgewählt, daß seine Absorption an die Wellenlänge der primär emittierten Photonen (UV-Bereich) und seine Emission an den Wellenlängenbereich des Photomultipliers (sichtbares Licht) angepaßt ist.

1.2.3 Der Photomultiplier

Bereits 1903 benutzte Crookes einen ZnS-Schirm, den er in einem dunklen Raum mit einem Mikroskop beobachtete, um die Lichtblitze zu registrieren, die entstanden, wenn der Schirm von einem α -Teilchen getroffen wurde. Der

entscheidende Durchbruch in der Entwicklung der Szintillations-Detektoren gelang jedoch erst 1944 Curran und Baker durch Einsatz von Photomultipliern zur Registrierung der Lichtblitze [LEO87].

Der Photomultiplier, eine Kombination eines Sekundärelektronenvervielfachers (*SEV*) mit einer Photokathode, erlaubt es, die Lichtimpulse aus dem Szintillator in ein elektrisches Signal zu konvertieren. Die Photokathode ist aus einer dünnen Schicht eines photosensitiven Materials — häufig Alkali-Metall-Gemische wie *SbCs* oder Bialkali-Verbindungen wie *CsK* — hergestellt. Einfallende Photonen können durch Photoeffekt Elektronen aus solchen Materialien herauslösen. Der sich anschließende *SEV* hat die Aufgabe, die freigewordenen Elektronen zu sammeln und den entstehenden elektrischen Strom so zu verstärken, daß er nachgewiesen und verarbeitet werden kann. Dazu ist der *SEV* aus einer Anordnung von sogenannten Dynoden aufgebaut, zwischen denen eine Spannung von üblicherweise 150–200 V anliegt. Die Elektronen werden von Dynode zu Dynode beschleunigt und erhalten durch die Potentialdifferenz genügend Energie, um beim Auftreffen auf eine Dynode weitere Elektronen herauszulösen. Von Dynode zu Dynode wächst die Zahl der Elektronen, so daß eine Vervielfachung der ursprünglichen Elektronenzahl

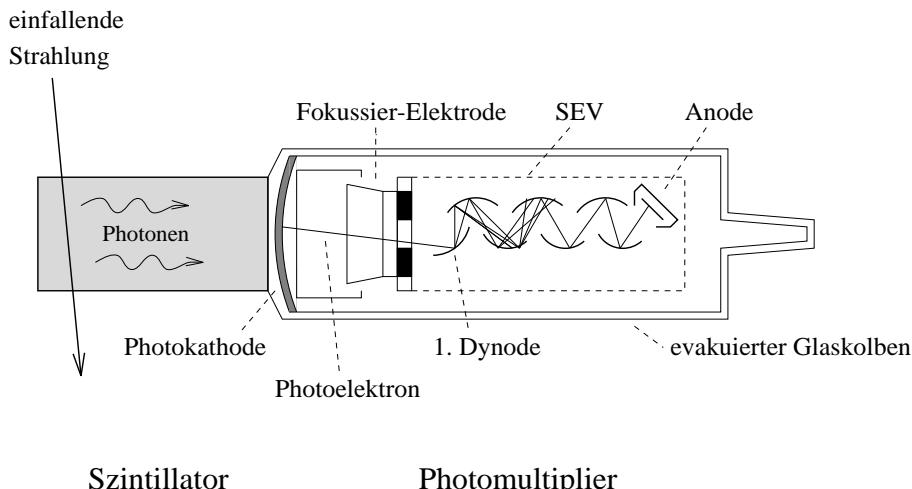


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung eines Photomultipliers, der an einen Szintillator angekoppelt ist. Der verstärkte Elektronenstrom ist der Übersicht wegen ab der 5. Dynode nur noch durch einen Strich dargestellt.

von bis zu 10^8 erreicht werden kann. Am Ende der Anordnung werden die Elektronen gesammelt. Sie fließen für den Fall einer negativ aufgeladenen Photokathode über einen Arbeitswiderstand ab, an dem man den Spannungsabfall als Ausgangssignal ablesen kann.

Zu einem *SEV* gehört eine Basis, die aus einem Spannungsteiler besteht, der die anliegende Versorgungsspannung auf die einzelnen Dynoden verteilt. Je nach Verwendungszweck benutzt man passive oder aktive Basen. Eine passive Basis ist im wesentlichen aus einer Widerstandskette aufgebaut. In einer aktiven Basis dagegen sind aktive Bauelemente (z.B. Transistoren) integriert. Diese werden in Experimenten mit hohen Zählraten benutzt, da hierbei die Spannung zwischen den einzelnen Dynoden nur durch aktive Bauelemente aufrechterhalten werden kann.

Beispiele für Schaltpläne von Spannungsteilern für passive Basen findet man im Anhang.

2. Das Detektordesign

2.1 Physikalische Prozesse

2.1.1 Energieverlustverteilung minimal ionisierender Teilchen

Die kosmischen Teilchen, die genug Energie besitzen, um den Detektor durchqueren zu können, sind minimal ionisierend, d.h. ihr Energieverlust im Detektor hängt nahezu nur vom im Detektor zurückgelegten Weg ab (siehe Abschnitt 1.2.1). Nimmt man ein Energieverlustspektrum nur von solchen Teilchen auf, die den Detektor entlang einer definierten Strecke x durchquert haben, so erhält man eine Verteilung mit einem scharfen Peak, der im folgenden als MIP-Peak¹ bezeichnet wird. Die Art der Verteilung ist durch die Dicke des Absorbers bestimmt. Bei einem dünnen Absorber wird die zu erwartende Energieverlustverteilung eine sogenannte Landauverteilung sein. Sie unterscheidet sich von einer symmetrischen Verteilung durch eine weit auslaufende, hochenergetische Flanke, die durch hohe Energieüberträge in einzelnen Kollisionen erklärt werden kann. In Abbildung 2.1 ist die typische Form einer Landauverteilung illustriert. Aufgrund der Asymmetrie stimmen die Werte des wahrscheinlichsten und des mittleren Energieverlustes nicht überein. Bei dünnen Absorbern ($\rho \simeq 1 \text{ g/cm}^3$) beträgt der mittlere Energieverlust ungefähr 2 MeV/cm . Die mathematische Beschreibung der Landauverteilung kann in [LEO87] nachgelesen werden.

Durch Festlegung einer definierten Wegstrecke durch den Detektor soll die Energieverlustverteilung minimal ionisierender kosmischer Teilchen bestimmt werden.

¹MIP steht für Minimum Ionizing Particle

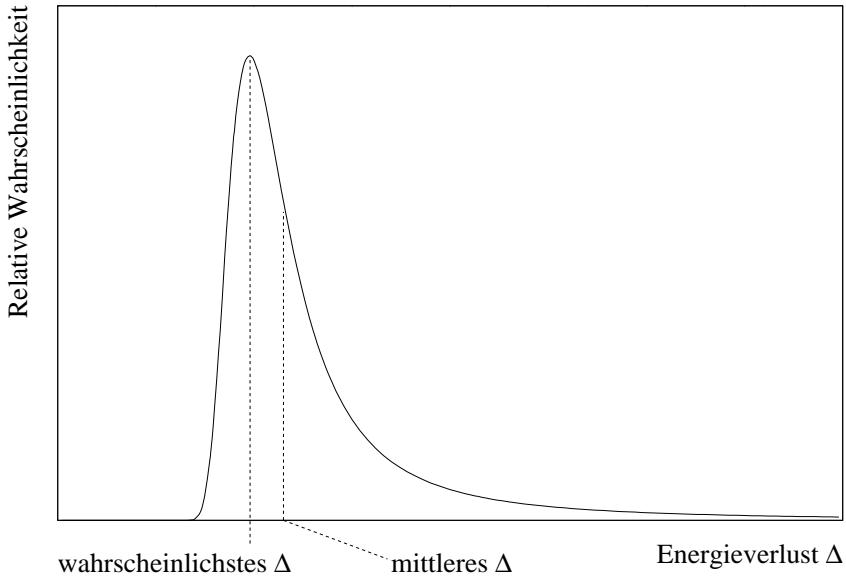


Abbildung 2.1: Typische Energieverlustverteilung minimal ionisierender Teilchen in einem dünnen Absorber [LEO87].

2.1.2 Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung

Der Fluß der kosmischen Strahlung variiert mit dem Zenitwinkel θ wie

$$I_\mu \sim \cos^2(\theta) , \quad (2.1)$$

wobei θ den Winkel zwischen der Vertikalen und der Richtung, in der gemessen wird, bezeichnet. Diese Abhängigkeit erklärt sich dadurch, daß für große Zenitwinkel θ der Weg der Schauerteilchen durch die Erdatmosphäre lang und somit die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit Sauerstoff- und Stickstoffkernen groß ist. Solche Teilchen erleiden einen größeren Energieverlust als Teilchen, die aus vertikaler Richtung kommen. Dementsprechend werden sie häufiger in der Erdatmosphäre absorbiert bevor sie Meeressniveau erreichen.

Myonen mit Energien über 5 TeV besitzen eine andere Zenitwinkelabhängigkeit, die durch

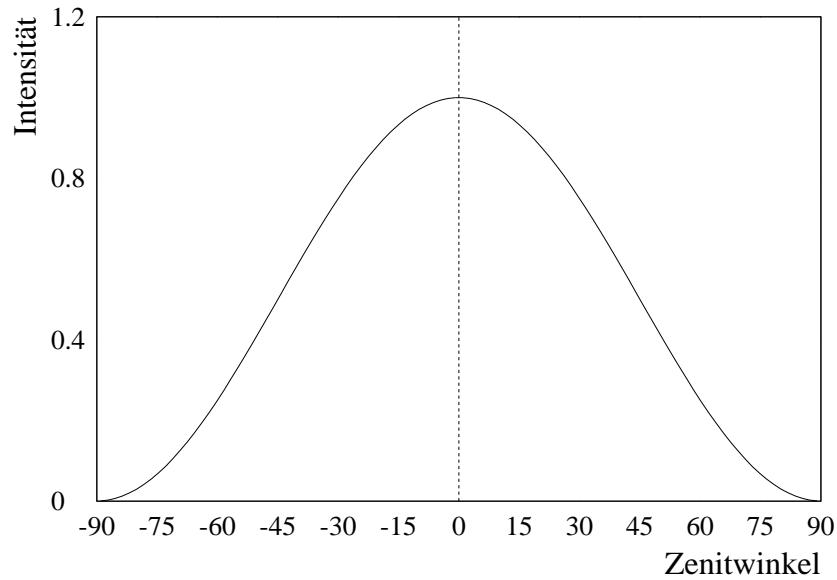


Abbildung 2.2: Die theoretische Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung. Dargestellt ist eine auf eins normierte $\cos^2(\theta)$ -Verteilung.

$$I_\mu \sim \frac{1}{\cos(\theta)} \quad (2.2)$$

beschrieben werden kann. Höchstenergetische² Pionen oder Kaonen, die bei der Wechselwirkung der Primärstrahlung mit den Atomen der Erdatmosphäre erzeugt werden, können in ebenfalls höchstenergetische Myonen zerfallen, wenn sie ihre Energie nicht vorher durch weitere Stoßprozesse abgeben. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines höchstenergetischen Pions oder Kaons steigt mit zunehmendem Zenitwinkel θ , da die Länge des Weges der Elternteilchen der Myonen in dünnen Luftsichten proportional zu $1/\cos(\theta)$ zunimmt [GRU85].

Da Myonen mit Energien unter 5 TeV den weitaus größten Anteil besitzen (Abbildung 1.2) ist die $\cos^2(\theta)$ -Verteilung die dominierende. Um diese nachzuweisen, genügt es, für einen bekannten Raumwinkel $\Delta\Omega$ die Zählrate als Funktion des Zenitwinkel θ aufzunehmen.

²bedeutet in diesem Zusammenhang mit Energie über 5 TeV

2.1.3 Mittlere Lebensdauer von Myonen

Myonen sind instabile Teilchen. Der Zerfall freier positiver und freier negativer Myonen ist zu nahezu 100 % durch die Prozesse



bestimmt. Bei einer Ansammlung unabhängiger Teilchen, von denen jedes die Wahrscheinlichkeit λ besitzt, in der Zeiteinheit dt zu zerfallen, ist die Anzahl der zerfallenden Teilchen durch

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (2.5)$$

gegeben, wobei $N(t)$ die Anzahl der zur Zeit t vorhandenen Teilchen ist. Durch Integration erhält man das exponentielle Zerfallsgesetz

$$N(t) = N(0) \exp(-\lambda t) . \quad (2.6)$$

Als mittlere Lebensdauer τ bezeichnet man den Kehrwert der Zerfallswahrscheinlichkeit λ . Die mittlere Lebensdauer τ_{frei} ist für freie positive und freie negative Myonen gleich groß ($\tau_{\mu^+}/\tau_{\mu^-} = 1.00002 \pm 0.00008$). Sie beträgt

$$\tau = (2.19703 \pm 0.00004) \mu s . \quad (2.7)$$

Die Daten sind [APS94] entnommen.

Negative Myonen in einem Absorber können anstelle eines Elektrons in die Hülle eines Atoms eingebaut werden. Sie fallen innerhalb von $10^{-12} s$ in die K-Schale und können dann aufgrund des großen Überlapps der Wellenfunktionen von Myon und Nukleon eine sogenannte Einfangreaktion eingehen



Die Wahrscheinlichkeit λ_{eingef} , daß ein in die Hülle eingebautes Myon eine Einfangreaktion eingeht, hängt von der Ordnungszahl Z des Atoms ab. Für Atome mit Z kleiner 40 ist λ_{eingef} proportional zu Z_{eff}^4 , wobei Z_{eff} die effektive Kernladung ist [PRI59].

Die totale Zerfallswahrscheinlichkeit für negative Myonen, die in die Hülle eines Atoms eingebaut sind, setzt sich aus der Summe der Wahrscheinlichkeiten für den freien Zerfall und die Einfangreaktion zusammen

$$\lambda_{tot} = \lambda_{frei} + \lambda_{eingef} . \quad (2.9)$$

Solche Myonen besitzen eine reduzierte Lebensdauer, die um so kleiner wird, je größer die Wahrscheinlichkeit für die Einfangreaktion ist. Der Myonzerfall in einem Absorber ist folglich zum einen aus dem freien Zerfall der gesamten positiven und einem Teil der negativen Myonen und zum anderen aus dem Zerfall negativer Myonen, die in die Hülle eines Atoms eingebaut sind, bestimmt.

Für die Lebensdauermessung benutzt man die Signale, die entstehen, wenn ein Myon im Detektor gestoppt wird und zerfällt. Das eintreffende Myon erzeugt das erste Signal. Das zweite Signal stammt von den Zerfallsprodukten. Das Zeitintervall zwischen diesen beiden Signalen ist ein Maß für die mittlere Lebensdauer der Myonen. Bei den Zerfallsteilchen, die der Detektor registrieren kann, handelt es sich es sich im wesentlichen um Elektronen und Postitronen aus dem freien Zerfall. In Abschnitt 5.3.4 wird auf diesen Punkt genauer eingegangen.

Im folgenden wird der Begriff Zerfallselektron für beim Myonzerfall entstehende Elektronen und Positronen gleichermaßen verwendet, da die beschriebenen Effekte für beide Teilchen gelten.

2.1.4 Michelspektrum

Prozesse der schwachen Wechselwirkung werden durch den Austausch neutraler und geladener Bosonen (Z^0 , W^\pm) bewirkt. Ein Beispiel für einen solchen Prozeß ist der Zerfall eines Myons, bei dem ein Myon durch Abstrahlung eines

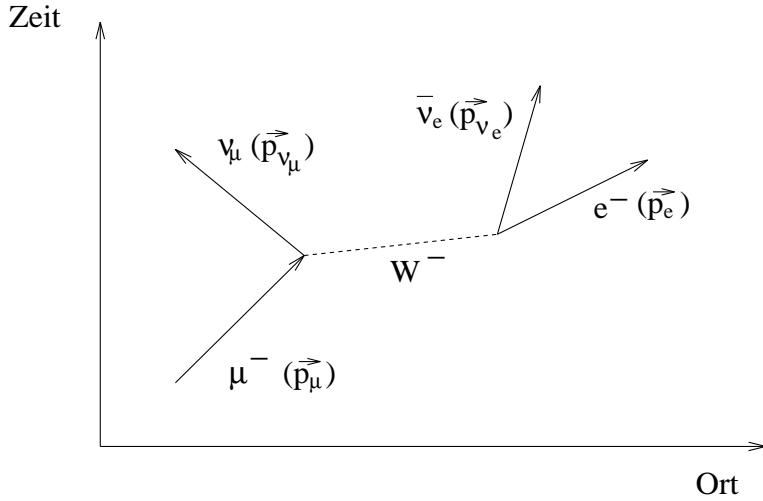


Abbildung 2.3: Feynmangraph für den Zerfall eines negativen Myons.

W-Bosons in ein Myonneutrino übergeht. Das W-Boson zerfällt dann wie in Abbildung 2.3 dargestellt in ein Elektronneutrino und ein Elektron. Da es sich hierbei wie beim β -Zerfall der Atomkerne um einen Dreikörperzerfall handelt, besitzen die Elektronen ein kontinuierliches Energiespektrum. Die Energie des emittierten Elektrons wird maximal, wenn die Impulse der beiden Neutrinos parallel zueinander liegen. Aus Impuls- und Energieerhaltung lässt sich der Wert für die Maximalenergie der Elektronen herleiten, unter der Annahme, daß das Myon ruht und die Elektron- und Neutrinomassen zu vernachlässigen sind. Es gilt

- die Impulserhaltung

$$0 = \vec{p}_\mu = \vec{p}_{\nu_e} + \vec{p}_{\nu_\mu} + \vec{p}_e \quad (2.10)$$

$$\Rightarrow \vec{p}_e = \vec{p}_{\nu_e} + \vec{p}_{\nu_\mu}$$

- und die Energieerhaltung mit der relativistischen Energie und Impulsbeziehung ($E^2 = m^2 + p^2$, $c = 1$)

$$m_\mu = E_\mu = E_{\nu_e} + E_{\nu_\mu} + E_e \quad (2.11)$$

$$\Rightarrow m_\mu = p_{\nu_e} + p_{\nu_\mu} + E_e = 2 \cdot E_e$$

Abbildung 2.4: Energiespektrum von Positronen im Zerfall des μ^+ [BER92].

Folglich beträgt die Maximalenergie der emittierten Elektronen die halbe Ruhemasse des Myons (52.8 MeV). Die Gestalt des Energiespektrums der Zerfallselektronen, das man auch als Michelpektrum bezeichnet, ist unter anderem in [MIC50, BOU57] von Michel und Bouchiat berechnet worden. Eine einfache mathematische Beschreibung für die Gestalt des Michelpektrums ist nach [BER92] durch

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \frac{m_\mu^2 G_F^2}{12\pi^3} E^2 \left(3 - \frac{4E}{m_\mu} \right) \quad (2.12)$$

gegeben, wobei Γ die Zerfallsbreite, m_μ die Masse des Myons, G_F die Fermi-Kopplungskonstante und E die Elektronenenergie bezeichnen. In Abbildung 2.4 ist ein Spektrum dargestellt, in dem experimentell ermittelte Werte mit obiger Funktion angepaßt wurden. In dieser einfachen Näherung kann die Zerfallsbreite durch Integration über E in den Grenzen von 0 bis $m_\mu/2$ gewonnen. Es ergibt sich

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu) = \frac{1}{\tau_{frei}} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (2.13)$$

Um das Michelspektrum aufnehmen zu können, ist es notwendig, eine geeignete Triggerbedingung zu finden, die aus der Vielzahl der Signale aus dem Detektor die wenigen Signale herausfiltert, die von Zerfallselektronen stammen (siehe Abschnitt 4.1.3).

2.2 Anforderungen an den Detektor und Realisation des Aufbaus

Für den Versuchsaufbau wird ein Detektor benötigt, der eine große Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen und Elektronen besitzt, um den Energieverlust minimal ionisierender kosmischer Teilchen, die mittlere Lebensdauer von im Detektor gestoppten Myonen und die Energieverteilung der Zerfallselektronen zu ermitteln. Da der Detektor in einem Aufbau für einen Praktikumsversuch benutzt werden soll, ist es wichtig, den Detektor so zu realisieren, daß die Ereignisrate bei allen Messungen ausreicht, um innerhalb der für das Praktikum beschränkten Zeit Spektren mit befriedigender Statistik aufzunehmen.

Der Hauptbestandteil des Detektors, der den oben genannten Anforderungen gerecht wird, ist der Flüssigszintillator NE235 der Firma NE Technology, der in einem Tank aufbewahrt und mit zwei Photomultiplier ausgelesen wird. Abschnitt 2.2.1 beschäftigt sich mit den speziellen Eigenschaften von NE235 und der Wahl der Dimensionen des Tanks, die die Zählrate bestimmt.

Neben dem eigentlichem Detektor werden zwei weitere Detektoren (Triggerdetektoren) benötigt, die den Weg der kosmischen Teilchen durch den Detektor definieren, und die den Raumwinkel für die Bestimmung der Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung einschränken. Der prinzipielle Aufbau des Detektorsystems geht aus Abbildung 2.5 hervor. Bei der Bestimmung des Energieverlustes kosmischer Teilchen und der Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung werden nur solche Teilchen akzeptiert, die in beiden Triggerdetektoren ein Signal erzeugt haben.

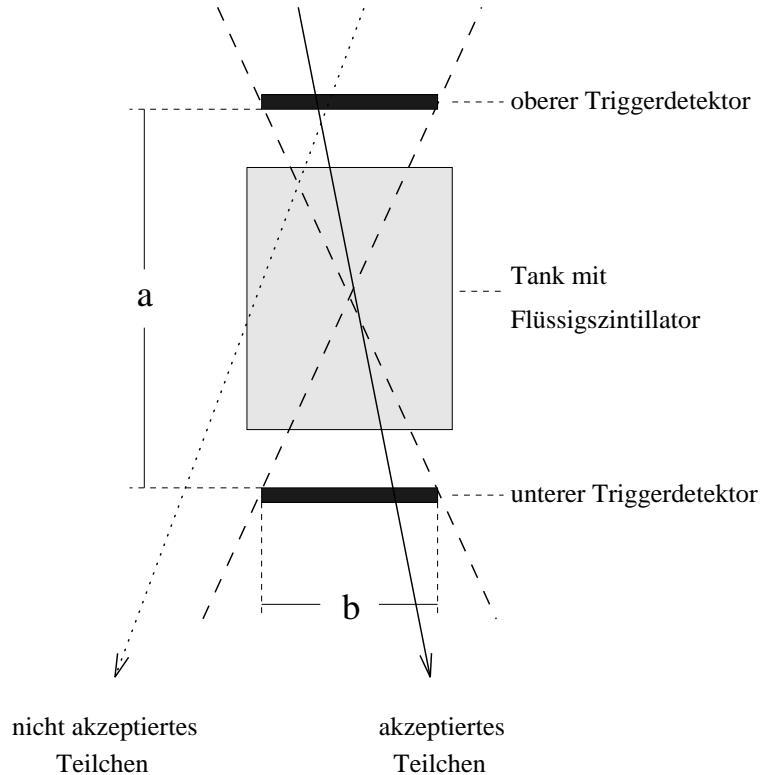


Abbildung 2.5: Prinzipieller Aufbau des Detektorsystems. Die Triggerdetektoren unter- und oberhalb des Tanks definieren den Weg der Teilchen durch den Detektor und schränken den Raumwinkel ein.

Die Anforderungen an die Triggerdetektoren sind eine genügend hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Teilchen und eine optimale Dimensionierung in Bezug auf die Ereignisraten. Als Triggerdetektoren werden sogenannte Paddles eingesetzt, eine Kombination aus Szintillator, Lichtleiter und Photomultiplier, die sich bereits in früheren Experimenten mit kosmischer Strahlung bewährt hat [SCH90]. Die speziellen Eigenschaften und die Dimensionierung dieser Paddles sind in Abschnitt 2.2.2 beschrieben.

2.2.1 Der Tank mit dem Flüssigszintillator

Für den eigentlichen Detektor wurde der Flüssigszintillator NE235 der Firma NE Technology ausgewählt. NE235 ist ein Szintillator, der neben α -, γ -

Strahlung und schnellen Neutronen auch β - und μ -Strahlung nachweisen kann (siehe Tabelle 3.1). Die vergleichsweise geringen Materialkosten erlauben es, NE235 in Tanks mit großem Volumen zu benutzen. Die Ankopplung der Photomultiplier an den Tank kann über Flansche erfolgen, die mit Plexiglas abgeschlossen sind, da NE235 nicht mit ihm reagiert und einen nahezu identischen Brechungsindex besitzt (NE235: 1.47; Plexiglas: 1.49), so daß kaum Reflexionsverluste an den Übergangsstellen auftreten.

29.9 Liter des Flüssigszintillators NE235 werden in einen quaderförmigen Tank mit den Abmessungen $270 \times 270 \times 410 \text{ mm}^3$ gefüllt. Die Triggerdetektoren werden an den Stirnflächen (mit den Abmessungen $270 \times 270 \text{ mm}^2$) angebracht, so daß akzeptierte minimal ionisierende Teilchen den Detektor entlang der langen Seite von 410 mm durchqueren. Nach Abschnitt 1.2.1 deponieren sie etwa 82 MeV , d.h. daß der MIP-Peak und der Peak von Zerfallselektronen (maximale Elektronenenergie: 52.8 MeV) im Spektrum bei deutlich verschiedenen Kanalzahlen liegen.

In einer einfachen Abschätzung der durch die Detektorgeometrie gegebenen Gesamtzählrate erhält man einen Wert von 15 Myonen pro Sekunde, bzw. 875 Myonen pro Minute, indem man die Gesamtintensität kosmischer Myonen von $200 \text{ Myonen/m}^2 \text{ s}$ (Gleichung 1.4) mit der Detektorstirnfläche von $(0.27 \text{ m})^2$ multipliziert. Aus Abbildung 1.2 läßt sich abschätzen, daß etwa 1 % aller Myonen im Detektor gestoppt werden und zerfallen können. Daraus ergibt sich für Michelspektrum und Lebensdauer eine Ereignisrate von 8.75 Zerfällen pro Minute. Diese reicht aus, um innerhalb von 24 Stunden ein Spektrum mit befriedigender Statistik aufzunehmen.

Eine weitere wichtige charakteristische Größe für einen Szintillator ist die sogenannte Lichtabschwächlänge. Ein Lichtstrahl verliert in einem Medium durch Absorption von Photonen an Intensität. Die Änderung der Intensität ist proportional zur einfallenden Intensität. In jeder differentiellen Schichtdicke dx des Absorbers gilt

$$dI = -I(x) \mu dx . \quad (2.14)$$

Die Proportionalitätskonstante wird als Absorptionskoeffizient μ bezeichnet. Die Integration ergibt

$$I(x) = I(0) \exp(-\mu x) . \quad (2.15)$$

Den Kehrwert des Absorptionskoeffizienten bezeichnet man als Lichtabschwächlänge. Er beschreibt, nach welcher Länge die Intensität eines Lichtstrahls in einem Absorber auf den $1/e$ -ten Teil abgesunken ist.

Die Firma NE Technology gibt die Lichtabschwächlänge von NE235 mit über 11 m an, wobei aber zu berücksichtigen ist, daß die benutzte Meßmethode unter Umständen zu hohe Ergebnisse liefert und der tatsächliche Wert folglich niedriger ist [FAX94]. Der längste mögliche Weg, den ein Lichtstrahl im Tank — ohne Berücksichtigung von reflektierten Strahlen — nehmen kann, beträgt 0.56 m entlang der Diagonalen. Bei einer Lichtabschwächlänge von 11 m ergibt sich auf dieser Strecke ein Verlust an Intensität von ca. 5 %.

Um Reflexionsverluste an den Tankwänden gering zu halten, empfiehlt NE Technology die Benutzung der Reflexionsfarbe NE561. Dabei handelt es sich um eine Titan-Dioxid-Farbe, die auf Flüssig-Szintillatoren abgestimmt ist, deren Emissionsspektrum im Bereich von 400-600 nm liegt [NEP].

Szintillator	NE235	NE102 A
Lichtausbeute [% Anthrazen]	40	65
Abklingzeit [ns]	4	2.4
Emissionsmaximum [nm]	420	423
Zahl der Kohlenstoffatome [$1/cm^3$]	3.75×10^{22}	4.78×10^{22}
Verhältnis H:C-Atome	2.0	1.104
Dichte [g/cm^3]	0.858	1.032
Brechungsindex	1.47	1.581
Lichtabschwächlänge [m]	< 11	2.5
Nachweis von:	α, β, γ -Strahlung und schnelle Neutronen	

Tabelle 2.1: Technische Daten der Szintillatoren NE235 und NE102A [NEP, LEO87].

2.2.2 Die Triggerdetektoren

Als Triggerdetektoren unter- und oberhalb des Tanks werden Paddles eingesetzt. In Abbildung 2.6 ist ein Paddle in einer für diesen Aufbau sinnvollen Form schematisch dargestellt. Den aktiven Teil des Paddles, der den Teilchendurchgang registriert, bildet eine Platte des Plastiksintillators NE102A (technische Daten siehe Tabelle 2.1). Da diese Platte und die Photokathode des Photomultipliers nicht deckungsgleich aneinandergekoppelt werden können, muß ein Lichtleiter verwendet werden. Der Lichtleiter besteht aus mehreren Streifen Plexiglas, die an eine der Seitenflächen des Szintillators nebeneinander angeklebt werden. Die einzelnen Streifen werden so gebogen und zusammengeklebt, daß die rechteckige Querschnittsfläche des Szintillators auf die runde Photokathode eines Photomultipliers abgebildet werden kann. Die Ausmaße der Plexiglasstreifen sind dabei den Dimensionen des Szintillators und des Photomultipliers anzupassen. Die Lichtleitung erfolgt durch Totalreflexion an den Übergangsstellen vom Plexiglas zum umgebenden Medium. Totalreflexion ist dabei nur für Lichtstrahlen gegeben, die unter bestimmten Winkeln zur Normalen einfallen. Für den Grenzwinkel gilt nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz [LEO87]

$$\sin \alpha_g = \frac{n_2}{n_1} , \quad (2.16)$$

mit n_1 = Brechungsindex des Szintillators, bzw. Lichtleiters,
und n_2 = Brechungsindex des umgebenden Mediums.

Plexiglas besitzt einen Brechungsindex von $n_1 = 1.49$, so daß sich ein Grenzwinkel α_g von 49° ergibt, unter der Annahme, daß das umgebende Medium einen Brechungsindex von $n_2 = 1$ aufweist. Lichtstrahlen, die unter Winkeln mit $\theta > 49^\circ$ einfallen, werden folglich total reflektiert, während bei kleineren Einfallswinkeln die Lichtstrahlen den Lichtleiter verlassen können.

Der Lichtleiter wird so geformt, daß das gesamte Paddle am Tank befestigt werden kann. Beim Biegen der Plexiglasstreifen ist darauf zu achten, daß der Krümmungsradius r groß gegenüber der Stärke s der Streifen ist, um größere

Lichtverluste zu vermeiden. In [RAS89] wird empfohlen, einen Krümmungsradius von $r > 5\text{ s}$ einzuhalten.

Die Szintillatorplatten haben eine Abmessung von $190 \times 190 \times 6\text{ mm}^3$. Sie werden im Abstand von 550 mm unter- und oberhalb des Tanks fixiert. Aus dieser Anordnung kann nach [CLE88] die Anzahl der zu erwartenden kosmischen Teilchen unter der Annahme einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 100 % abgeschätzt werden durch

$$N = I \cdot \Delta F \cdot \frac{d\Omega}{\Omega} = I \cdot \Delta F \cdot \frac{\sin(d\theta) \cdot d\theta \cdot d\Phi}{4\pi} . \quad (2.17)$$

$\Delta F = 190 \cdot 190\text{ mm}^2 = 0.0361\text{ m}^2$ Fläche der Paddles,

$d\Omega/\Omega$ Anteil des vom Detektor gesehenen Raumwinkels
zum Gesamtraumwinkel,

$d\Phi = 2\pi$,

$d\theta = \arctan(b/a) = 0.3326\text{ rad}$

Dabei ist $a = 550\text{ mm}$ der Abstand der Paddles und $b = 190\text{ mm}$ die Länge der Grundseite der Szintillatorplatten. Die Bedeutung der Variablen geht auch aus Abbildung 2.5 hervor. Da im Detektoraufbau keine Abschirmung der weichen Komponente der kosmischen Strahlung durch eine Bleischicht vorgesehen ist, wird die Anzahl der kosmischen Teilchen pro Minute mit dem Wert der totalen Intensität aus Abschnitt 1.1.2 zu

$$N = I_{tot} \cdot \Delta F \cdot \frac{d\Omega}{\Omega} = 0.2156\text{ s}^{-1} = 12.94\text{ min}^{-1} \quad (2.18)$$

abgeschätzt. Der Fehler, den man bei der vorgegebenen Geometrie durch die Vernachlässigung der Zenitwinkelabhängigkeit macht, liegt in der Größenordnung von 1 % [CLE88].

Die Wahl der Dimensionen und des Abstands der Triggerdetektoren stellt einen Kompromiß zwischen einer hohen Zählrate (Statistik) und einer guten Energieauflösung dar. Da der Großteil der kosmischen Teilchen senkrecht einfällt, beträgt die wahrscheinlichste Weglänge der Teilchen durch den Tank 410 mm . Der durch die Triggerdetektoren eingeschränkte maximal mögliche

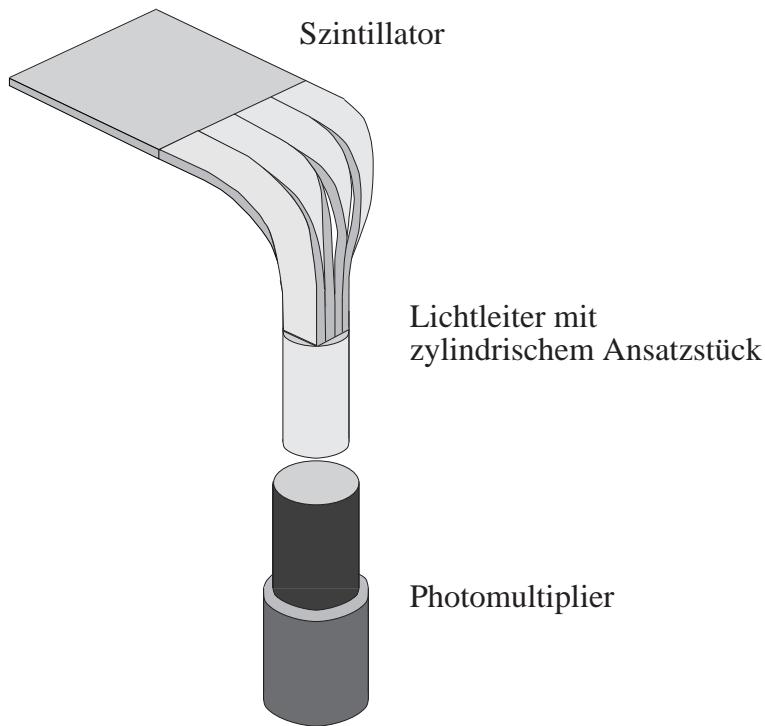


Abbildung 2.6: Ein Szintillatopaddle in der Form, wie es in diesem Versuchsaufbau eingesetzt wird. Die englische Bezeichnung für diese Art von Triggerdetektor ist auf die optische Ähnlichkeit zu Paddeln zurückzuführen.

Weg hat eine Länge von 490 mm. Die prozentuale Abweichung des längsten vom wahrscheinlichsten Weg ist mit 19.5 % akzeptabel.

2.2.3 Die Photomultiplier

Die Auslese sowohl des Flüssigszintillators als auch der Szintillatopaddles erfolgt mit Photomultipliern. Für den Flüssigszintillator standen zwei verschiedene Typen von Photomultipliern zur Verfügung:

- der 10-stufige Hamamatsu R580-16,
- der 10-stufige Thorn Emi 9236 B.

Da für den Hamamatsu keine Basis vorhanden war, mußte diese neu angefertigt werden. Der zugehörige Spannungsteiler ist im Anhang abgebildet.

Das entscheidende Kriterium bei der Auswahl des Photomultipliers ist die Pulshöhe der Ausgangssignale, bzw. die an der Anode abfließende Ladungsmenge. Anhand der charakteristischen Eigenschaften (Tabelle 2.2) läßt sich nur vermuten, welcher der beiden Photomultiplier höhere Ausgangssignale liefert, so daß eine Vergleichsmessung durchgeführt werden muß (Abbildung 2.7).

Dazu ist der Photomultiplier mit optischem Fett Q2-3067 der Marke *Dow Corning*³ an einen zylindrischen Plastiksintillator (Länge: 180 mm, Durchmesser: 38 mm) angekoppelt. An das dem Photomultiplier abgewandte Ende des Plastiksintillators wird eine Na-22-Quelle (1.85 MBq) gelegt. Na-22 ist ein β^+ -Strahler, dessen Positronen zusammen mit den Elektronen der umgebenden Materie in γ -Quanten der Energie von 511 keV zerstrahlen. Da der Szintillator so mit Strahlung konstanter Energie angeregt wird, läßt sich die maximale Pulshöhe des Ausgangssignals des Photomultipliers relativ einfach mit dem Oszilloskop ermitteln. Dazu wird die Triggerschwelle so lange erhöht, bis das Signal verschwindet. Die zuletzt eingestellte Triggerschwelle definiert die maximale Pulshöhe.

Bereits erste Messungen zeigten, daß der Photomultiplier von Thorn Emi in der Version mit der aktiven Basis zu niedrige Ausgangssignale liefert. Bei

³Dow Corning Corporation, Midland, Mich. 48640, USA

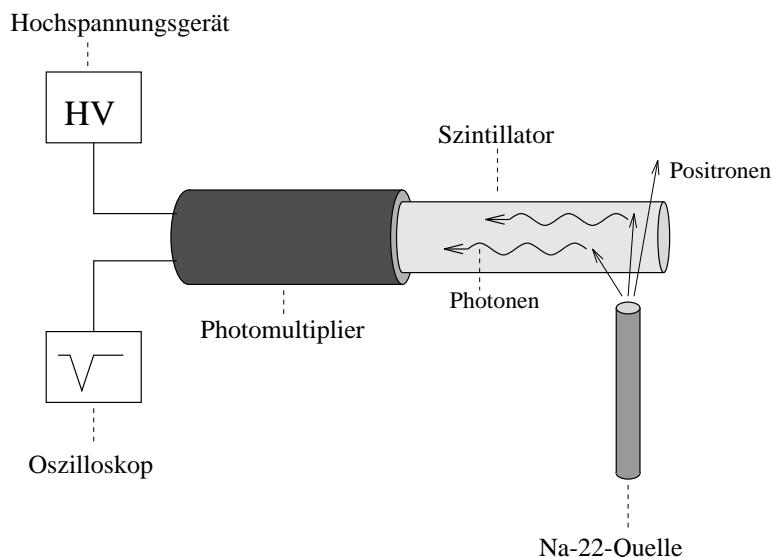


Abbildung 2.7: Testaufbau zur Ermittlung der Pulshöhe der Photomultiplier.

der laut Hersteller maximalen Versorgungsspannung von 1.5 kV konnte eine maximale Pulshöhe von $(55 \pm 5) \text{ mV}$ gemessen werden. Daraufhin wurde in der elektronischen Werkstatt ein neuer passiver Spannungsteiler gebaut, dessen Schaltplan im Anhang dargestellt ist. Mit dieser Basis konnten bei 1.5 kV Pulshöhen von $(1800 \pm 100) \text{ mV}$ gemessen werden. In dieser Version liefert der Photomultiplier genügend hohe Ausgangssignale, so daß er ohne Vorverstärker benutzt werden kann.

Das Ergebnis der Vergleichsmessung zwischen Hamamatsu und Thorn Emi Photomultiplier ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Man erkennt, daß der Thorn Emi Photomultiplier bereits bei geringen Versorgungsspannungen deutlich höhere Ausgangssignale liefert als der Hamamatsu. Der größere Durchmesser der Kathode des Thorn Emi ermöglicht es zusätzlich, einen größeren Raumwinkel abzudecken.

Typ		Hamamatsu	Thorn Emi
Physikalische Charakteristik	Kathodenmaterial	Bi	Bi
	Zahl der Dynoden	10	10
	Kathodendurchmesser [mm]	38	54
Zeitverhalten [ns]	Puls-Anstiegszeit	2.7	3.5
	Elektronlaufzeit	37	35
Empfindlichkeit der Kathode	$\mu\text{A/lm}$, typ.	95	60
	Blau, max.	11	12
Empfindlichkeit der Anode	A/lm , typ.	35	50
	Gain $\times 10^6$	0.37	0.83
Spannung [V]	typ.	1250	1200
	max.	1600	1500
Dunkelstrom [nA]	typ.	2	0.3
	max.	15	2

Tabelle 2.2: Vergleich der charakteristischen Eigenschaften des Hamamatsu und des Thorn Emi Photomultipliers [HAM88, THO].

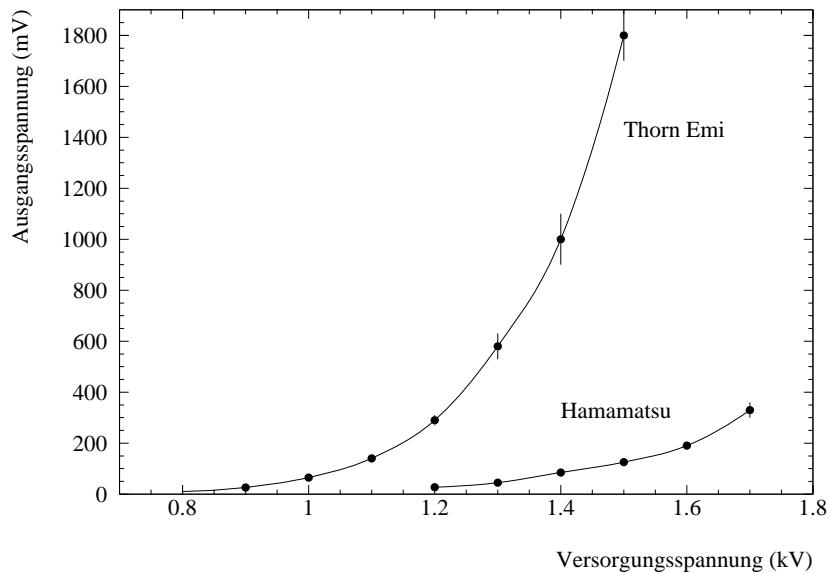


Abbildung 2.8: Abhängigkeit der Pulshöhe von der Versorgungsspannung für den Hamamatsu und den Thorn Emi Photomultiplier.

Die Szintillatorpaddles können nicht mit den oben genannten Photomultipliern ausgelesen werden, da sie nur 10 Stufen und damit eine zu schwache Verstärkung für die nur geringe Lichtausbeute der dünnen Szintillatorplatten besitzen. Für diesen Zweck eignet sich nach den Untersuchungen aus [SCH90] der 12-stufige Photomultiplier RCA 8575/V2 in der Version mit der passiven Basis.

3. Die Anfertigung des Detektorsystems

Abschnitt 3.1 beschäftigt sich mit der Konstruktion des Tanks. Dabei wird insbesondere auf die Ankopplung der Photomultiplier und die Befestigung der Triggerdetektoren eingegangen, sowie die Vorrichtung vorgestellt, die es ermöglicht, den Detektor in verschiedene Zenitwinkelstellungen zu schwenken und dort zu arretieren. In den beiden weiteren Abschnitten wird der Zusammenbau des Tanks und der Triggerdetektoren beschrieben.

3.1 Die Konstruktion des Tanks

Für die Aufbewahrung des Flüssigszintillators ist ein Tank in der geometrischen Form eines Quader mit den Abmessungen $270 \times 270 \times 410 \text{ mm}^3$ (29.9 Liter Inhalt) vorgesehen. Die Photomultiplier zur Auslese des Flüssigszintillators koppeln über zwei Sichtfenster an den Tank, die aus einer Kombination aus Flanschen und Plexiglas bestehen. Die beiden Sichtfenster werden an zwei gegenüberliegenden Ecken so positioniert, daß die Flächen der Plexiglasscheiben senkrecht zur Raumdiagonalen des Tanks liegen (Abbildung 3.1). In dieser Anordnung decken die Photomultiplier einen großen Raumwinkel im Tank direkt ab, so daß die Lichtsammlung homogenisiert und optimiert wird.

In die beiden Ecken, in die die Sichtfenster eingebaut werden, wird ein dreieckiger Flansch eingeschweißt, der mit einer Kreisöffnung von 65 mm Durchmesser versehen ist. Zwei weitere Flansche, zwischen denen eine Plexiglasscheibe mit O-Ringen fixiert ist, bilden den Abschluß des Sichtfensters. Ein Metallrohr nimmt den Photomultiplier auf und wird mit einem Deckel, der zwei Durchführungen für ein BNC- und ein HV-Kabel besitzt, lichtdicht zugeschraubt. Der Vorteil dieser Konstruktion besteht darin, daß die Photo-

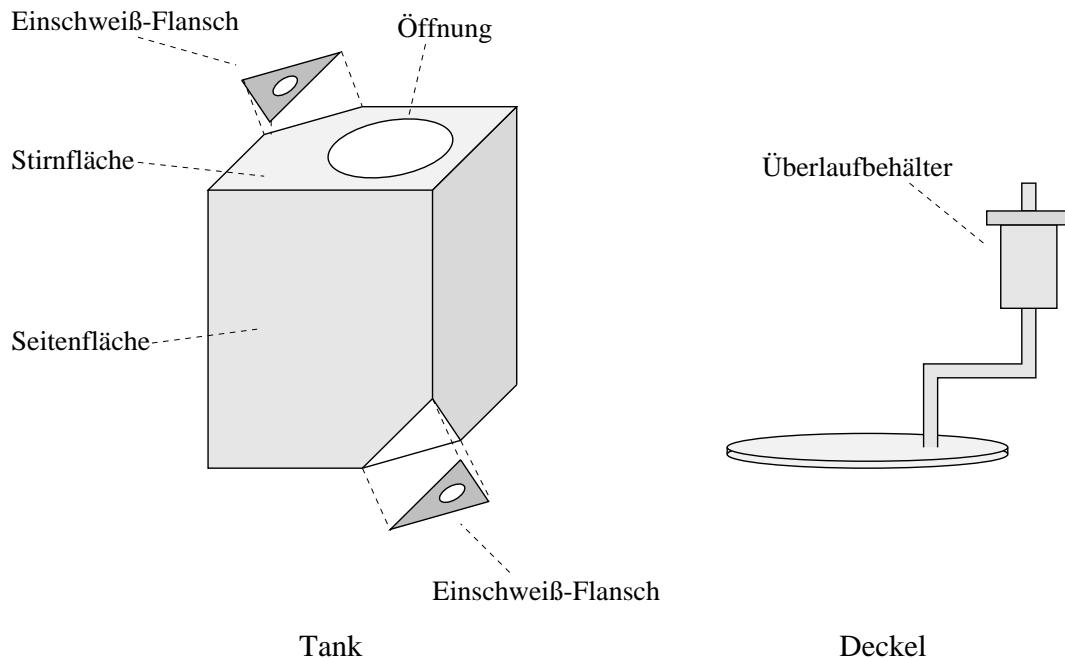


Abbildung 3.1: Der Tank mit den beiden Sichtfenstern, der Öffnung in der Stirnfläche und dem Deckel mit dem Überlaufbehälter.

multiplier extern angekoppelt sind und jederzeit ausgewechselt werden können. Das Flanschsystem ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

In eine der beiden Stirnseiten des Tanks ist eine Kreisöffnung mit 170 mm Durchmesser eingelassen (Abbildung 3.1). Über diese Öffnung hat man Zugang zu den Innenwänden, um diese mit der Reflexionsfarbe NE561 anstreichen zu können. Die Öffnung wird nach Beendigung des Anstrichs mit einem Deckel und einem Dichtungsring verschlossen. An dem Deckel befindet sich ein Ansatzstück mit Gewinde, auf das ein Überlaufbehälter, bzw. für den Dichtigkeitstest ein Fahrradventil geschraubt werden kann.

3.1.1 Die Befestigung der Triggerdetektoren

Das Ziel, einen schwenkbaren Detektor zu konzipieren, erfordert es, die Triggerdetektoren direkt am Tank anzubringen. Dazu befinden sich auf den Stirnflächen und auf zwei der Seitenflächen Ansatzstücke, an die Haltevorrichtungen angeschraubt werden. Die Szintillatorplatte des Paddles liegt auf einem

Träger ($20 \times 270 \text{ mm}^2$) und wird mit einem Gummistreifen fixiert. Der Träger garantiert, daß die beiden Szintillatorplatten parallel zur Stirnfläche und im richtigen Abstand zueinander befestigt sind.

Für das zylindrische Ansatzstück des Lichtleiters und den Photomultiplier stehen Klemmhalterungen zur Verfügung, deren Innendurchmesser entsprechend angepaßt sind. Jeweils zwei Winkelbleche fixieren diese Klemmhalterungen an die zugehörigen Ansatzstücke an den Tankwänden. Dabei besteht die Möglichkeit, den Neigungswinkel und den Abstand zur Tankwand zu variieren, so daß die Photokathode optimal an den Lichtleiter angekoppelt werden kann. Damit im Falle eines Schadens der Photomultiplier schnell ausgetauscht werden kann, erfolgt die Ankopplung nur mit optischem Fett (Q2-3067 von Dow Corning) und nicht mit optischem Kleber. Die Vorrichtung, mit der die Triggerdetektoren am Tank befestigt werden, ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

3.1.2 Die Schwenk- und Arretiervorrichtung

Der Tank wird in einer Haltevorrichtung befestigt, die auf einem fahrbaren Gestell montiert ist. Das Gestell ist so konzipiert, daß es ein NIM-Crate für die elektronischen Komponenten aufnehmen kann. Die Haltevorrichtung besteht aus zwei senkrechten Metallstäben im Abstand von 300 mm , die in einem Lagerbock enden. An den beiden verbleibenden freien Seitenflächen des Tanks ist jeweils ein Lagerzapfen angebracht, an dem der Detektor schwenkbar aufgehängt wird. An einem der beiden Lagerzapfen ist eine Arretiervorrichtung angebracht, die es erlaubt, den Detektor von 0° bis 90° in 15° -Schritten zu arretieren (siehe Abbildung 3.4).

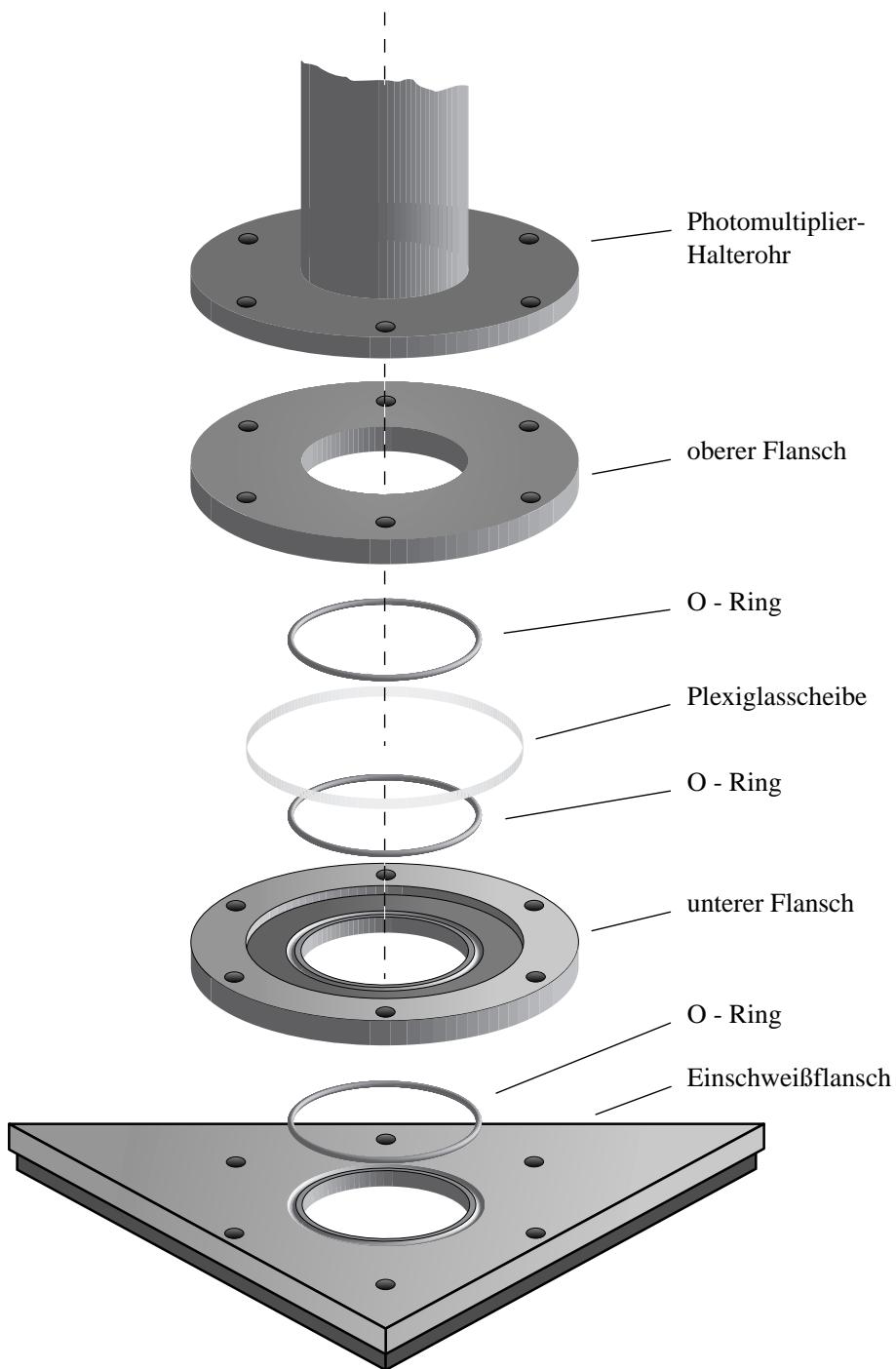


Abbildung 3.2: Das Flanschsystem für die Sichtfenster. Die einzelnen Flansche werden zu einer festen Einheit verschraubt. Den Abschluß bildet das Halterohr, in dem sich der Photomultiplier befindet (Zeichnung: N. Heine).

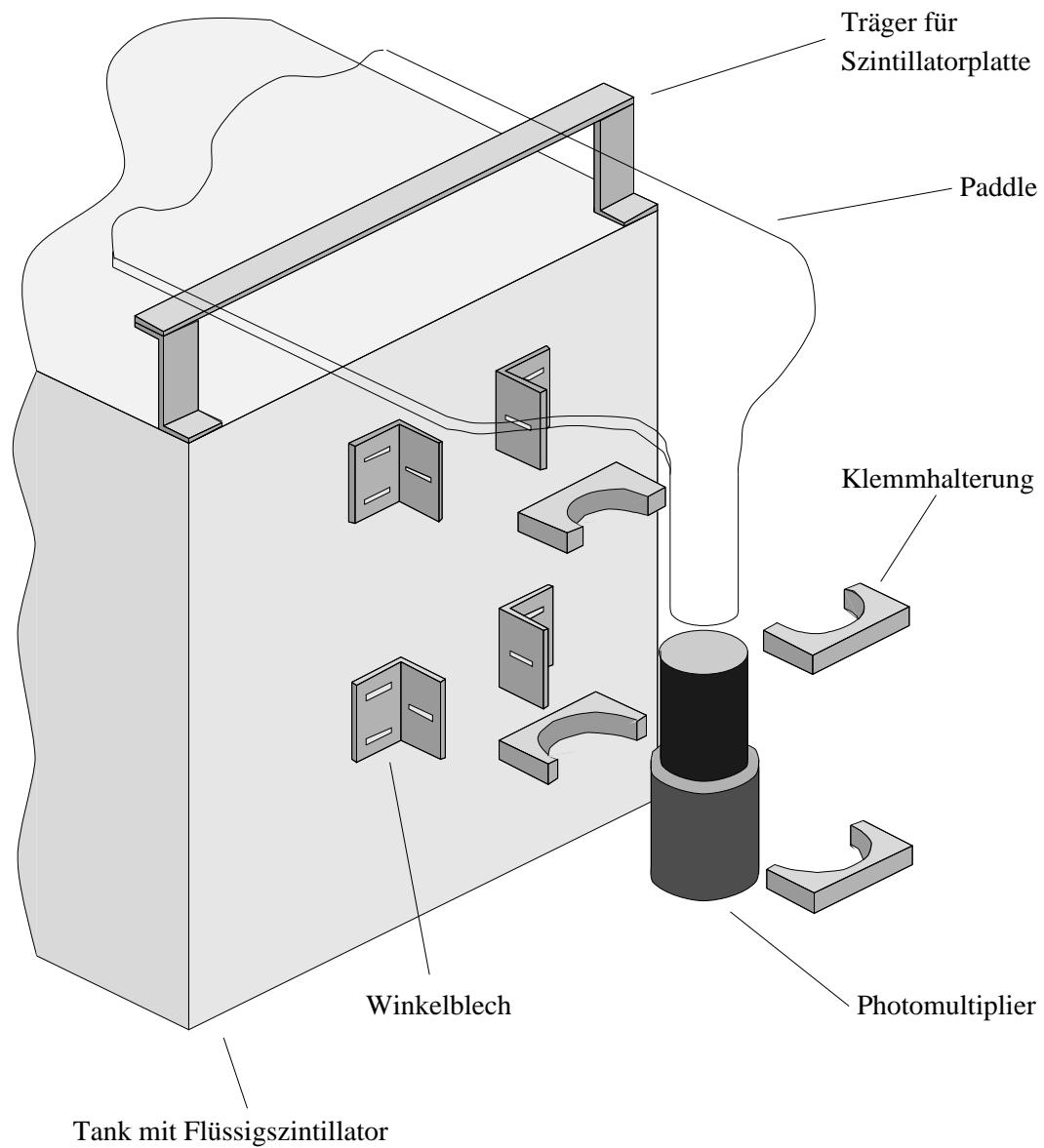


Abbildung 3.3: Befestigung eines Triggerdetektors an der Tankwand. Für Szintillatorplatte, Lichtleiter und Photomultiplier stehen separate Halterungen zur Verfügung.

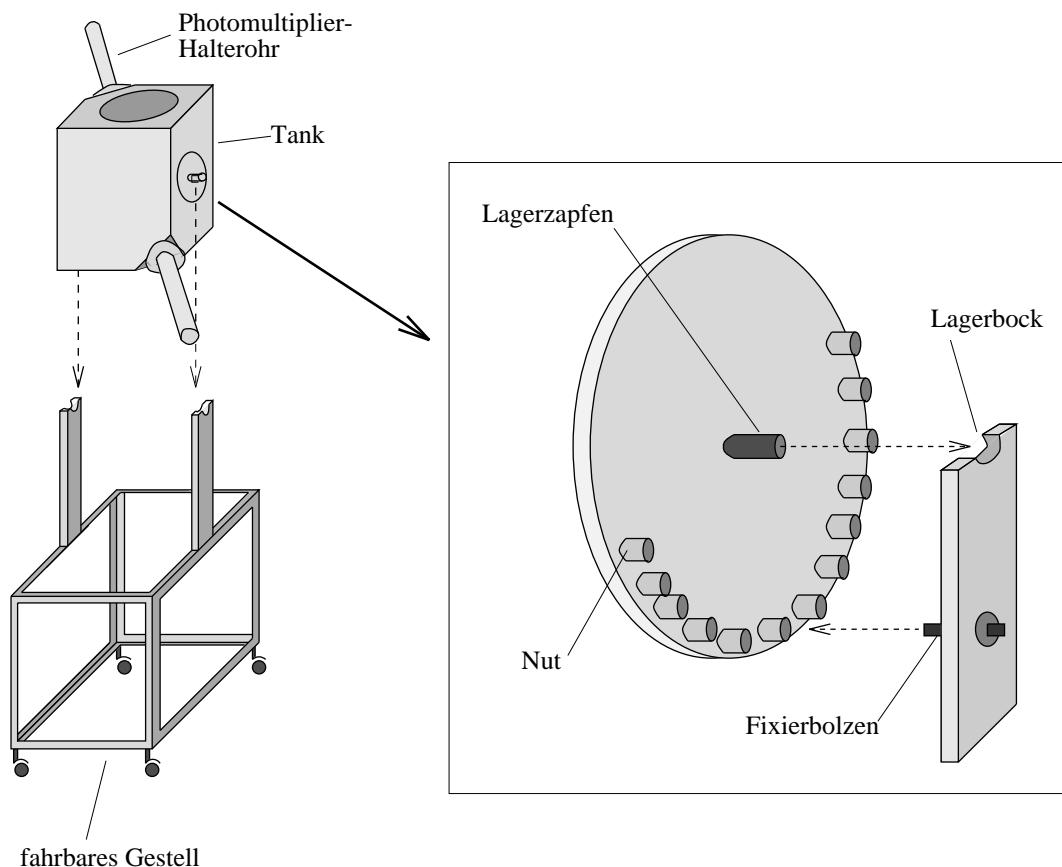


Abbildung 3.4: Die Schwenk- und Arretiervorrichtung. Der Tank lässt sich um seine horizontale Achse schwenken. Mit einem Bolzen kann er in Zenitwinkelstellungen von 0° bis 90° in 15° -Schritten arretiert werden.

3.2 Der Bau des Tanks

Den Tank hat die mechanischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik in Münster angefertigt. Dazu wurde zunächst eine Abwicklung des Tanks erstellt, in der die Öffnungen für die Sichtfenster und der Einlaß in der einen Stirnfläche berücksichtigt sind (siehe Abbildung A.3 im Anhang). Entsprechend der Abwicklung wurde ein Blechmantel aus 3 mm dickem rost- und säurebeständigem Stahl (Stoff Nr. 1.4301) ausgeschnitten, gekantet und zu einem Quader schutzgasverschweißt. Ebenfalls durch Schweißen erfolgte die Anbringung der dreieckigen Flansche in die beiden offenen Ecken, die Befestigung der Ansatzstücke für die Haltevorrichtungen der Triggerdetektoren und die Fixierung der Schrauben für den Deckel, die Lagerzapfen und die Arretiervorrichtung. Nach Beendigung der Schweißarbeiten wurden die Innenwände des Tanks mit der Reflexionsfarbe NE561 angestrichen. Fünf Farbschichten — aufgetragen im Abstand von jeweils 24 Stunden — waren nötig, um eine befriedigende Abdeckung zu erzielen.

3.2.1 Test der Dichtigkeit des Tanks

Die kritischen Stellen des Detektors sind die beiden Sichtfenster und der Deckel, der zusammen mit einem Dichtungsring den Abschluß der Öffnung in der Stirnseite bildet. Um auszuschließen, daß Lichtstrahlen von außerhalb in den Tank eindringen und somit spätere Messungen stören können, wird der Detektor zunächst ohne Flüssigszintillator aufgebaut. Signale der angekoppelten Photomultiplier, die über dem gewöhnlichen Rauschen liegen, deuten auf lichtundichte Stellen hin. Bei der ersten Testmessung konnte eine solche Stelle lokalisiert und der Fehler durch Austausch eines Dichtungsringes behoben werden.

Um zu überprüfen, ob der Tank ein Leck hat, aus dem der Flüssigszintillator entweichen kann, wird eine Kappe mit einem Fahrradventil auf das Ansatzstück am Deckel geschraubt und dann der Druck im Tank durch Aufpumpen mit einer Luftpumpe erhöht. Da der Druck über mehrere Tage konstant blieb, konnte davon ausgegangen werden, daß die Dichtungen und Flansche den Tank hinreichend abschließen.

Nachdem die volle Funktionsfähigkeit des Tanks sichergestellt war, konnte mit dem Einfüllen des Flüssigszintillators begonnen werden. Um ein störungsfreies Arbeiten der Photomultiplier zu gewährleisten, wurden die Innenseiten der Photomultiplier-Halterohre mit zwei Lagen μ -Metall ausgekleidet. Das μ -Metall schirmt den Photomultiplier gegen äußere magnetische Felder ab, die den Bahnverlauf der Elektronen im *SEV* störend beeinflussen können.

Die Photomultiplier sind mit optischem Fett an die Sichtfenster angekoppelt. Zwischen dem Deckel des Halterohres und der Basis des Photomultipliers befinden sich vier Federn, die den Photomultiplier fest an das Sichtfenster pressen.

3.3 Der Bau der Triggerdetektoren

Die Fertigung der Triggerdetektoren (Paddles) setzt sich aus mehreren Arbeitsschritten zusammen. Das übliche Verfahren zum Biegen und Verkleben des Lichtleiters an den Szintillator ist in [SCH90] dargelegt. Diese Arbeitsschritte sind in der mechanischen Werkstatt des Forschungszentrum Jülich (KFA) durchgeführt worden.

In Münster wurde der mit dem Lichtleiter verklebte Szintillator in aluminisierte Mylarfolie eingewickelt, um Reflexionsverluste an den Oberflächen von Szintillator und Lichtleiter gering zu halten. Die Lichtabdichtung erfolgte durch Einwicklung in schwarzes Klebeband. Anschließend wurde die Szintillatorplatte auf dem Träger und der Lichtleiter in der zugehörigen Klemmhalterung fixiert. Für die Photomultiplier stand eine Magnetfeldabschirmung aus μ -Metall der Firma *M μ -Shield Company*¹ zur Verfügung. Abschirmung, Photomultiplier und Basis wurden mit schwarzem Klebeband zu einer festen Einheit verklebt, die dann mit der zweiten Klemmhalterung am Tank angebracht wurde. Die Ankopplung der Kathode an den Lichtleiter erfolgte aus bekanntem Grund mit optischem Fett. Der Übergang vom Photomultiplier zum Lichtleiter wurde mit mehreren Lagen schwarzen Klebebands lichtdicht abgeschlossen.

¹M μ -Shield Company, 121 Madison St., Malden, MA

Abbildung 3.5: Der Gesamtaufbau mit einem Teil der Elektronik, die in dem Gestell untergebracht ist.

4. Elektronik

Um die Datenerfassung in Gang zu setzen werden Signale benötigt, die man im allgemeinen als *Trigger* bezeichnet. Abschnitt 4.1 gibt eine Beschreibung der Trigger für den MIP-Peak, die Lebensdauerbestimmung und die Aufnahme des Michelspektrums. Ein weiterer Trigger, der Rausch-Trigger, dient zur Analyse des Rauschverhaltens der Elektronik. In Abschnitt 4.2 wird die Ausleseelektronik und das Datenerfassungssystem vorgestellt. Eine Übersicht des Gesamtaufbaus der Elektronik ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

4.1 Trigger

4.1.1 MIP-Trigger

Nach 3.1.1 ist die Bedingung für die Aufnahme des MIP-Peaks, daß ein kosmisches Teilchen beide Szintillatorplatten der Triggerdetektoren durchquert (siehe Abbildung 2.5). Zur Erzeugung dieses Triggers kommen eine Koinzidenzeinheit und Diskriminatoren zum Einsatz. Für letztere steht ein Constant-Fraction-Diskriminator (GSI CF8000, kurz: CFD) mit acht Kanälen zur Verfügung. Der CFD wandelt ein Eingangssignal in ein Normsignal um, sobald dessen Amplitude eine einstellbare Schwelle überschreitet. Die Signale der beiden Triggerdetektoren werden direkt auf jeweils einen Kanal des CFD gegeben. Anschließend erfolgt eine logische UND-Verknüpfung („&“) der Signale in einer Koinzidenzeinheit (GSI CO4000). Wenn beide Triggerdetektoren innerhalb einer durch die Breite der Normsignale gegebenen Zeitspanne einen Teilchendurchgang registriert haben, wird ein Gategenerator (GSI GG8000) aktiviert, der ein 250 ns langes Gate für die Auslese erzeugt.

Die Signale der beiden Photomultiplier, die den Flüssigszintillator auslesen, werden durch einen linearen Fan In/Fan Out der Firma CAEN (Model N401,

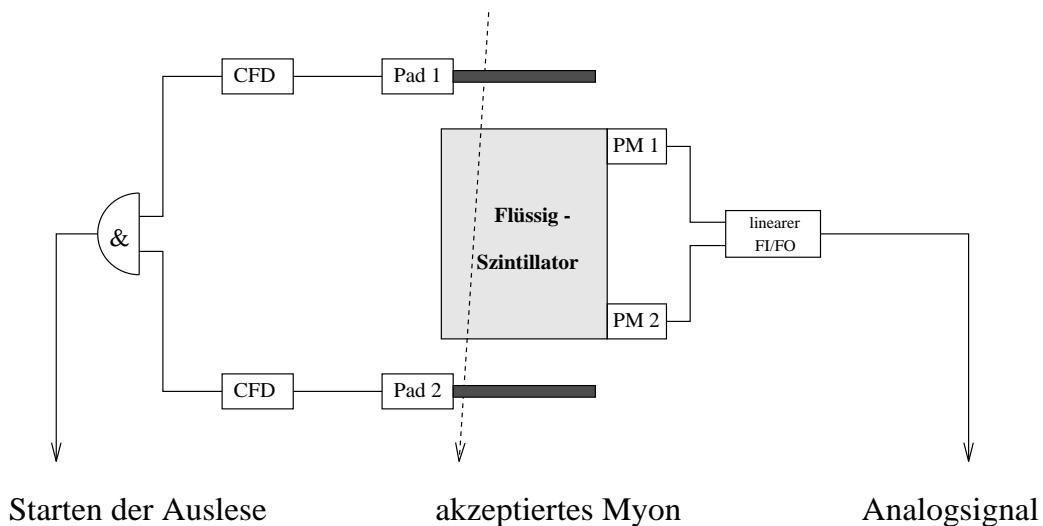


Abbildung 4.1: MIP-Trigger: Wenn beide Paddles (Pad 1, Pad 2) gleichzeitig einen Teilchendurchgang registrieren, wird die Auslese gestartet.

kurz: FI/FO) aufsummiert. Ein ladungsempfindlicher ADC der Firma Le Croy (CAMAC Model 4430/B, Fast Encoding and Readout ADC, kurz: FERA) verarbeitet das Summensignal weiter, indem er die Ladungsmenge bestimmt, digitalisiert und einer Kanalzahl zuordnet.

Das Gate erreicht — bedingt durch die Laufzeiten in den elektronischen Komponenten — den FERA später als das Analogsignal. Deshalb wird zur Verzögerung des Analogsignals ein 70 Meter langes BNC-Kabel (Laufzeit ca. 350 ns) eingesetzt. Die Feinabstimmung zwischen dem Gate und dem Analogsignal (das Gate beginnt ca. 50 ns vor dem Signal) erfolgt über die im Gategenerator mit eingebaute Delay-Einheit.

4.1.2 Lebensdauer-Trigger

Etwa 1 % aller Myonen stammen aus dem Energiebereich unter 82 MeV, d.h. aus dem Bereich, in dem Myonen im Detektor gestoppt werden und zerfallen können. Der zeitliche Abstand zwischen dem Signal eines gestoppten Myons und dem Signal eines beim Zerfall freiwerdenden Elektrons ist ein Maß für die mittlere Lebensdauer der Myonen. Die Unterscheidung, ob ein Signal aus

dem Flüssigzintillator von einem Myon oder von einem Elektron stammt, wird dabei durch die Elektronik getroffen.

Mit Hilfe des exponentiellen Zerfallsgesetz (Gleichung 2.6) errechnet sich, daß 99.99 % von den gestoppten Myonen gemäß

$$\frac{N(20 \mu s)}{N(0)} = \frac{N(0) \cdot \exp(-20 \mu s / 2.197 \mu s)}{N(0)} = 0.0001 \quad (4.1)$$

innerhalb von $20 \mu s$ zerfallen sind. Da die Myonen hauptsächlich aus vertikaler Richtung kommen, kann man in einer einfachen Näherung den Gesamtmyonenfluß (Gleichung 1.4) mit der Detektorstirnfläche multiplizieren, um eine Abschätzung für die Gesamtzählrate zu erhalten. Aus

$$(0.27 m)^2 \cdot 200 \frac{\text{Myonen}}{m^2 \cdot s} = 15 \frac{\text{Myonen}}{s}, \quad (4.2)$$

ergibt sich, daß im Mittel alle $0.0686 s$ ein durch ein kosmisches Myon erzeugtes Signal im Tank registriert wird. Die Verteilung der Zeitintervalle t zwischen zwei Ereignissen, die mit einer Rate m auftreten, ist durch

$$P(t) = \frac{1}{m} \exp(-m t) \quad (4.3)$$

gegeben [LEO87]. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Zeitintervall t größer als ein vorgegebenes Intervall τ ist, errechnet sich aus

$$P(t > \tau) = \frac{1}{m} \int_{\tau}^{\infty} \exp(-m t) dt = \exp(-m \tau). \quad (4.4)$$

Für ein vorgegebenes Intervall $\tau = 20 \mu s$ bei einer Rate von $m = 15$ Ereignissen pro Sekunde beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß t größer τ ist 99.97 %. Daraus folgt aber, daß ein Signal, das innerhalb von $20 \mu s$ einem anderen Signal folgt, mit 99.07 %iger Wahrscheinlichkeit von einem Zerfallselektron stammen muß.

Die Idee der Lebensdauermessung beruht darauf, jeweils zwei Signale zu selektieren, die innerhalb von $20 \mu s$ aufeinander folgen, und deren exakten Zeitabstand zu ermitteln. Nach den Vorüberlegungen selektiert man auf diese

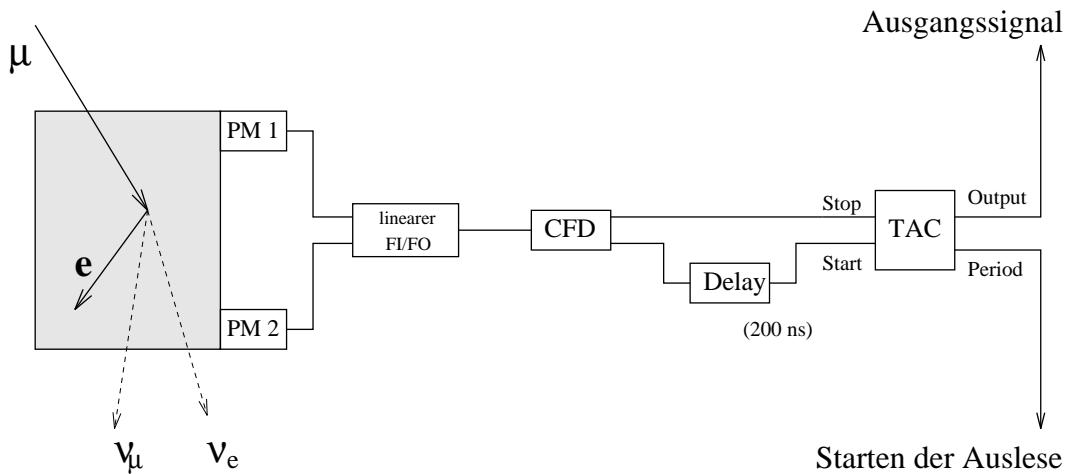


Abbildung 4.2: Lebensdauer-Trigger: Ein Myon wird im Flüssigszintillator gestoppt und erzeugt das Startsignal. Das Zerfallselektron liefert das Stoppsignal. Das Startsignal wird gegenüber dem Stoppsignal um 200 ns verzögert (Erklärung: siehe Text). Die Auslese wird über den sogenannten Periodausgang gestartet, an dem ein Signal anliegt, wenn der TAC ein Ausgangssignal generiert.

Weise mit hoher Wahrscheinlichkeit die Signale von Myon und zugehörigem Zerfallselektron.

Für die Lebensdauermessung wird ein Time-To-Amplitude-Converter der Firma Canberra (Model 1443A, kurz: TAC) verwendet. Ein TAC mißt die Zeitspanne zwischen einem Start- und einem Stoppsignal und gibt einen rechteckförmigen Impuls aus, dessen Höhe proportional zur gemessenen Zeitspanne ist. Der Ausgangsimpuls wird mit einem spannungssensitiven ADC der Firma Silena (CAMAC Model 4418/V) weiterverarbeitet. Die Ausgangsamplitude des TAC wird auf 10 V eingestellt, da der Silena-ADC Spannungen bis 10 V verträgt. Der Trigger, bzw. das Starten des Gates erfolgt über den Period-Ausgang des TAC, an dem immer dann ein Signal anliegt, wenn der TAC ein gültiges Start und Stop registriert hat und ein Ausgangssignal generiert. Da der Period-Ausgang TTL-Signale¹ liefert, die weitere Triggerelektronik jedoch NIM-Signale² benötigt, wird ein TTL-NIM-Konverter (Le Croy Model 688A1)

¹ Rechtecksignal, +5 V

² Rechtecksignal, -700 mV

zwischengeschaltet. Das Gate, das mit einem Timer (CAEN Model N93B) erzeugt wird, hat eine Länge von $3 \mu s$. Gate und Ausgangssignal werden über die interne Delay-Einheit des TAC so aufeinander abgestimmt, daß das Maximum des Signals voll erfaßt wird.

Über einen Schalter kann die maximale Zeitspanne zwischen einem Start- und einem Stoppsignal eingestellt werden (von 50 ns bis $100 \mu s$). Folgt innerhalb der eingestellten Zeitspanne auf ein gültiges Startsignal kein gültiges Stoppsignal, so gibt der TAC keinen Impuls aus. Die maximale Zeitspanne wird auf $20 \mu s$ eingestellt. Start und Stoppsignale werden durch einen Snap-Off-Timing-Diskriminator der Firma Elscint (Model $STD - N - 1$) erzeugt. Dieser Diskriminator, dessen Funktionsweise in Abschnitt 4.2 näher erläutert wird, zeichnet sich durch einen sehr geringen Zeitfehler beim Durchschalten des Ausgangssignals aus. Um zu verhindern, daß ein Signal bedingt durch Laufzeitunterschiede und zeitliche Schwankungen („Jitter“) den TAC sowohl starten als auch stoppen kann, wird das Startsignal gegenüber dem Stoppsignal um 200 ns verzögert. Die Form des Spektrums und damit auch der zu messende Wert der mittleren Lebensdauer werden dadurch nicht beeinflußt.

4.1.3 Michel-Trigger

Der Michel-Trigger selektiert die von Zerfallselektronen stammenden Signale. Wie beim Lebensdauer-Trigger wird die Unterscheidung zwischen Myon- und Elektronsignalen durch eine elektronische Schaltung getroffen. Die Idee der Schaltung beruht auf der im vorherigen Abschnitt begründeten hohen Wahrscheinlichkeit, daß zwei innerhalb von $10 \mu s$ aufeinander folgende Signale, von einem Myon und dessen Zerfallselektron stammen.

Das Timingdiagramm in Abbildung 4.3 verdeutlicht das Prinzip der Schaltung. Jedes Signal, das über der Schwelle des CFD (GSI CF8000) liegt, startet einen Timer, der ein $10 \mu s$ -langes Gate erzeugt. Der Ausgang des Timers und der des CFDs werden auf eine Koinzidenzeinheit gegeben. Folgt innerhalb von $10 \mu s$ ein zweites Analogsignal, so setzt die Koinzidenzeinheit die Auslese des Elektronsignals über den gleichen Kanal wie bei der Messung des MIP-Peaks in Gang. Das Gate wird um 200 ns verzögert, um zu verhindern, daß zeitliche

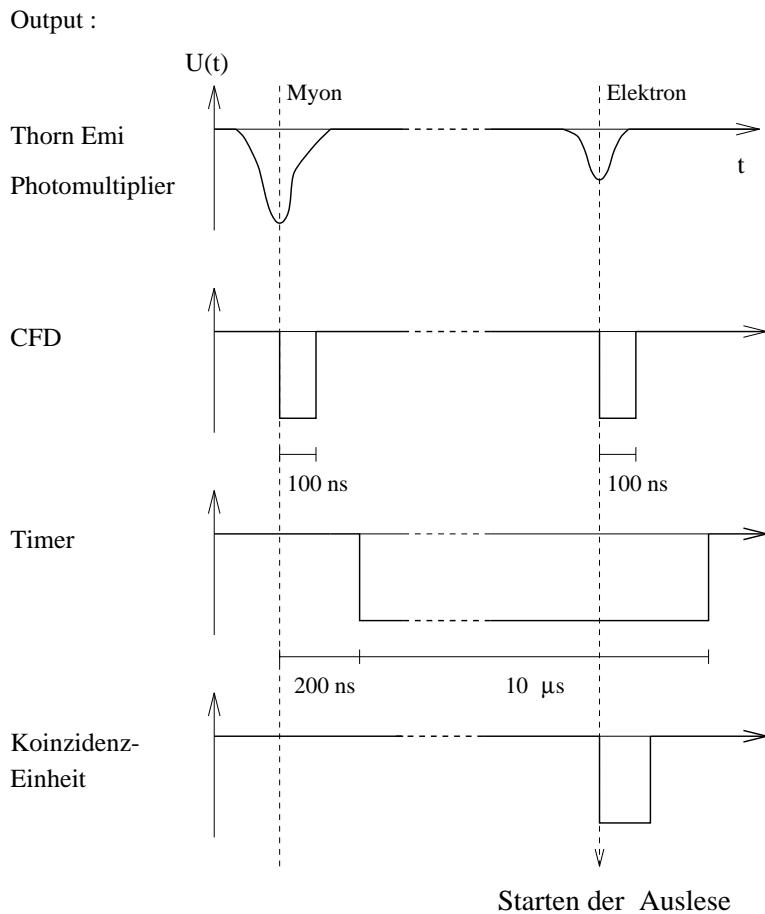


Abbildung 4.3: Timingdiagramm für den Michel-Trigger.

Schwankungen der Signale die Auslese starten können. Anders als bei der Lebensdauermessung beträgt hier die maximal zulässige Zeitspanne zwischen Elektron- und Myonsignal nur $10 \mu\text{s}$, um den Untergrund zu minimieren.

4.1.4 Pedestal- und Rausch-Trigger

Die Auslese des ADCs wird durch ein Gatesignal bestimmt. Nur für die Dauer des Gates wird über den registrierten Strom integriert. Auch wenn der Eingang nicht an eine Signalquelle angeschlossen ist, mißt der ADC bei der Stromintegration einen von Null verschiedenen Wert. Dieser Wert entspricht im Energiespektrum einem Peak (das sogenannte Pedestal), der beim FERA

üblicherweise 1-2 Kanäle breit ist. Bei der Auslese addiert sich der Wert des Pedestals und der eines am Eingang des ADCs anliegenden Signals. Für die Auswertung der Daten muß die Position des Pedestals von der Kanalzahl eines jeden Ereignisses abgezogen werden.

Das Rauschen des Detektorsystems wird im wesentlichen durch die elektronischen Komponenten und den Dunkelstrom der Photomultiplier verursacht. Indem das Signalkabel des Detektors auf den FERA gegeben und die Auslese durch zufällige Trigger ausgelöst wird, läßt sich ein Spektrum der Rauschsignale aufnehmen.

Für die Erzeugung zufälliger Trigger steht ein Pulsgenerator der Firma BNC (Model DB-2) zur Verfügung. Da dessen untere Pulsfrequenz von 100 Hz für diese Zwecke zu hoch ist, kommt zusätzlich ein Scaler (Ortec Model 430) zum Einsatz. Der sogenannte Triggerausgang des Pulsgenerators wird auf den Eingang des Scaler gegeben. Dieser zählt die Pulse und gibt jedesmal ein Overflow-Signal aus, wenn seine Skala überschritten wird. Mit diesem Trick können kleiner Frequenzen erzeugt werden. Der Overflowausgang des Scalers wird über einen TTL-NIM-Konverter mit dem Gategenerator verknüpft. Der elektronische Aufbau des Pedestal- und Rausch-Triggers ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

4.2 Elektronik und Datenerfassung

Bei den für die Auslese benutzten elektronischen Komponenten handelt es sich im wesentlichen um handelsübliche Geräte, deren Funktionsweise z.B. in [LEO87] nachgelesen werden kann. Im Anhang B sind die benutzten Geräte aufgelistet. Da bei der Lebensdauermessung ein spezieller Diskriminatör — der STD-N-1 — benutzt wird, soll an dieser Stelle dessen Funktionsweise näher erläutert werden.

Die Funktionsweise des STD-N-1 basiert ebenso wie die des CF8000 auf der *Constant-Fraction-Methode*. Dabei wird das Eingangssignal zeitlich verzögert, mit einem Verstärkungsfaktor k multipliziert und invertiert. Das invertierte Signal und das ursprüngliche Eingangssignal werden anschließend addiert.

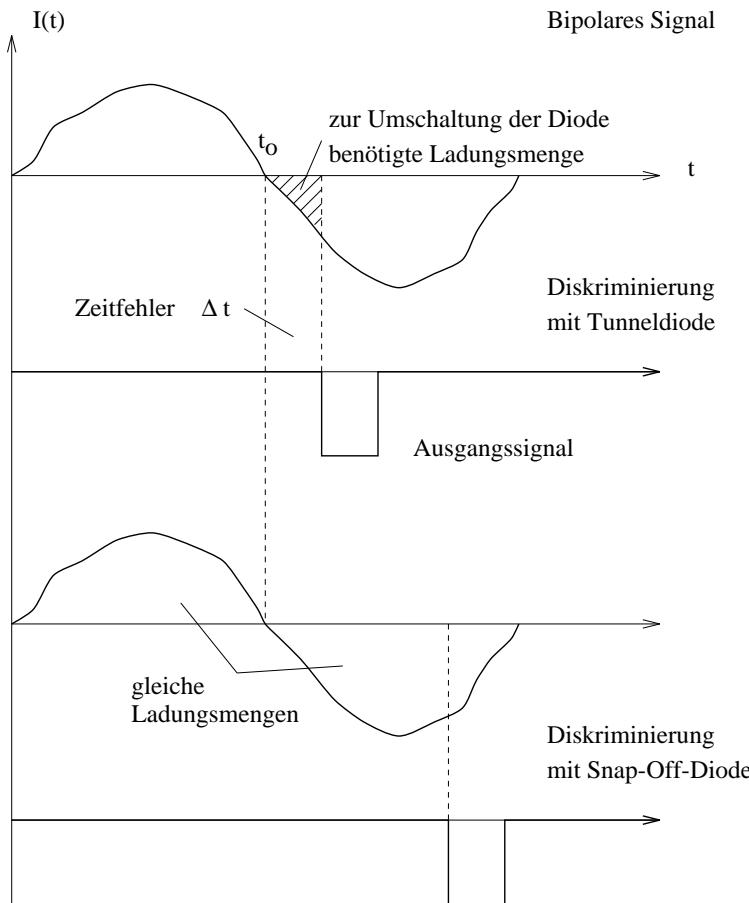


Abbildung 4.4: Durchschalten des Ausgangssignals eines Diskriminators mittels Tunnel- und Snap-Off-Diode.

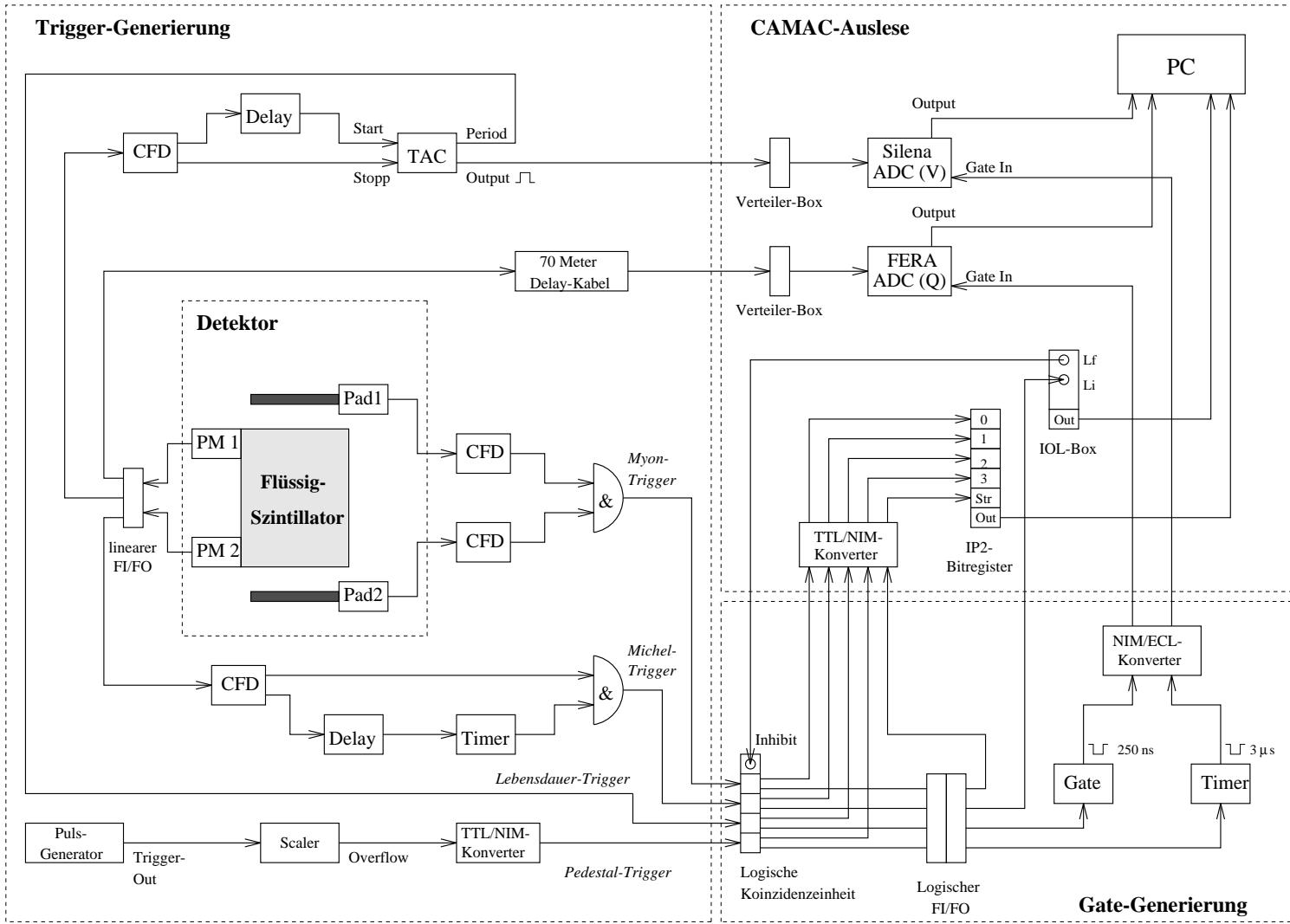
Eine Diode ermittelt den Nulldurchgang des addierten Signals. Das Durchschalten des Ausgangssignals ist damit nahezu unabhängig von der Amplitude und Anstiegszeit des Eingangssignals. Beim CF8000-Diskriminator der GSI wird das mit der Constant-Fraction-Methode generierte bipolare Signal einer Tunneldiode zugeführt. Diese schaltet kurz nach dem Nulldurchgang des Signals vom leitenden in den nicht-leitenden Zustand, wenn der durch die Diode fließende Strom einen Höckerwert I_H überschreitet. Der Umschaltzeitpunkt ist mit einem Zeitfehler Δt behaftet, da der Höckerstrom für unterschiedlich steile Signalflanken zu unterschiedlichen Zeiten erreicht wird. Dieser Zeitfehler kann durch Einsatz einer Snap-Off-Diode minimiert werden. Eine Snap-Off-Diode

schaltet erst um, wenn die gesammelte positive Ladungsmenge durch eine gleich große negative Ladungsmenge kompensiert wird (Abbildung 4.4). Dieser Zeitpunkt wird als gut definierte Zeitreferenz benutzt, da der Umschaltvorgang nur einige Pikosekunden dauert und — bei kleinen Eingangssignalen — nahezu unabhängig von der Signalform ist.

Für die Signalverarbeitung und Datenerfassung steht eine CAMAC-Systemeinheit zur Verfügung. Das Programm *Multi* der Firma Wiener [MUL95] wird zur Kontrolle des CAMAC-Systems und zur Datenauslese auf einem 486er PC eingesetzt.

Der in Abbildung 4.5 dargestellte Gesamtaufbau der Elektronik ermöglicht es, mehrere Messungen gleichzeitig durchzuführen. Lediglich die Aufnahme des Michelspektrums und die Lebensdauermessung müssen zu unterschiedlichen Zeiten durchgeführt werden, da die Triggersignale zeitlich zu direkt aufeinander folgen, so daß das System noch mit der Verarbeitung des ersten Signals beschäftigt ist, wenn das zweite Signal anliegt. Das Programm schreibt nach jedem Auslesevorgang die vier Parameter der Messung — diese sind die Inhalte der beiden ADCs, des Bitregisters und der IOL-Box — in ein sogenanntes List-Mode-File. Der niedergeschriebene Wert des Bitregisters charakterisiert die Triggerbedingung, so daß mit Hilfe eines einfachen Fortran-Programms die zu einer Messung gehörigen Daten aus dem List-Mode-File extrahiert werden können.

Abbildung 4.5: Gesamtaufbau der Elektronik



5. Experimenteller Teil

In Abschnitt 5.1 wird das Setzen der Diskriminatorschwellen für die Triggerdetektoren und in Abschnitt 5.2 der Abgleich der beiden Photomultiplier, die den Flüssigszintillator auslesen, beschrieben. Abschnitt 5.3 beschäftigt sich mit der Durchführung der Bestimmung des MIP-Peaks, der Zenitwinkelabhängigkeit, der mittleren Lebensdauer kosmischer Myonen und des Michelpektrums. Die gemessenen Spektren werden ausgewertet und diskutiert.

5.1 Diskriminatorschwellen für die Triggerdetektoren

Um die Diskriminatorschwellen festzulegen, werden die Spektren der einzelnen Triggerdetektoren unter der Bedingung, daß beide einen Teilchendurchgang registriert haben (MIP-Trigger), auf den FERA gegeben. Die Schwellen sind bei dieser Messung auf den niedrigsten Wert eingestellt, um alle Signale zu registrieren. In den Spektren der beiden Triggerdetektoren in Abbildung 5.1 ist deutlich die für diesen Absorber typische Landauverteilung zu erkennen. Die Diskriminatorschwelle wird in die Kanalzahl 200 — das entspricht einer Diskriminatorspannung¹ von 40 mV — gelegt. Signale unterhalb dieser Kanalzahl werden diskriminiert, da sie nicht von kosmischen Teilchen stammen können, die beide Triggerdetektoren durchquert haben. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß es sich bei diesem Schwellenwert nur um einen groben Ansatzpunkt handelt, da der Diskriminator die Amplitude (Spannungshub) des Signals verarbeitet, während der ADC die Ladungsmenge, also das Integral unter der Signalkurve bestimmt.

¹Die Schwelle wird über ein Potentiometer eingestellt. Die Spannung ist ein Maß für die Höhe der Schwelle.

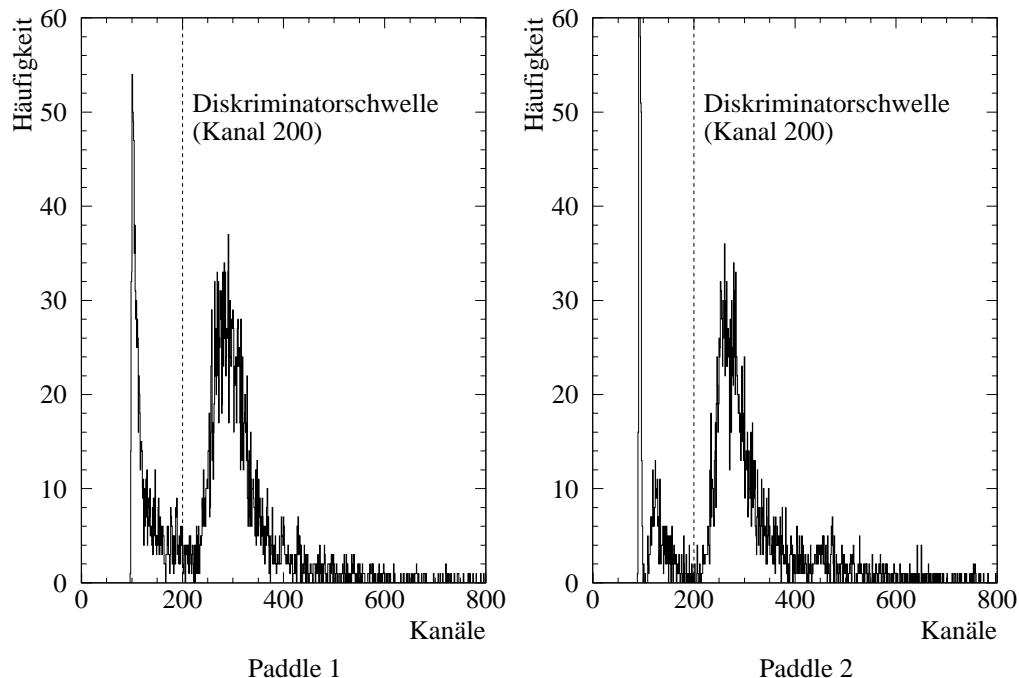


Abbildung 5.1: Spektren der beiden Triggerdetektoren bei einer Versorgungsspannung von jeweils -1.8 kV und einer Meßdauer von 2 Stunden. Die Selektion der Signale erfolgte unter der MIP-Triggerbedingung.

5.2 Abgleichung der beiden Thorn Emi Photomultiplier

Da die Ausgangssignale der Thorn Emi Photomultiplier summiert werden, ist es für eine gute Energieauflösung wichtig, die Versorgungsspannungen so einzustellen, daß beide Photomultiplier gleiche Verstärkungsfaktoren haben. Für den Abgleich wird der MIP-Peak für beide Photomultiplier getrennt aufgenommen. Bei gleichen Verstärkungsfaktoren stimmen die Spektren im Rahmen der statistischen Fehler überein.

Der MIP-Peak kann in erster Näherung durch eine Gaußfunktion beschrieben werden, an deren Ausläufern Exponentialfunktionen angesetzt sind. Die entsprechende Funktion, die im folgenden als MIP-Funktion bezeichnet wird,

lautet

$$y = y_0 \cdot \begin{cases} \exp\left(-C \frac{(x-x_0)^2}{\sigma^2}\right) & x_0 - \eta_1 \sigma < x < x_0 + \eta_2 \sigma \\ \exp(A_1(B_1 + x)) & x \leq x_0 - \eta_1 \sigma \\ \exp(A_2(B_2 - x)) & x \geq x_0 + \eta_2 \sigma \end{cases} \quad (5.1)$$

Dabei ist

- x_0 die Position des Maximums der Gaussfunktion,
- y_0 der Funktionswert an der Stelle x_0 ,
- σ die halbe Halbwertsbreite der Gaussfunktion,
- C die Konstante $\ln 2$.
- η_1, η_2 sind die Ansatzpunkte der Exponentialfunktionen in Einheiten von σ .
- A, B sind Parameter, die so bestimmt sind, daß bei abschnittsweise definierten Funktionen die Teilfunktionen stetig differenzierbar ineinander übergehen.

Für diese sowie die noch durchzuführenden Anpassungen von Spektren steht das Programm *Fit* zur Verfügung [FIT95].

Das Ergebnis der Anpassung ist eine Spannung von -1000 V für Photomultiplier 1, womit der oben am Tank befestigte Photomultiplier gemeint ist, und eine Spannung von -973 V für Photomultiplier 2. Die Funktionsparameter y_0, σ, η_1 und η_2 aus Tabelle 5.1 stimmen für beide Spektren in Rahmen

	Spannung (V)	x_0	y_0	σ	η_1	η_2
Photomultiplier 1	-1000	312.7 ± 1.5	37.8 ± 1.2	24.9 ± 2.0	1.20 ± 0.17	0.32 ± 0.03
Photomultiplier 2	-973	320.3 ± 1.6	36.8 ± 1.2	25.0 ± 1.9	1.41 ± 0.24	0.31 ± 0.03

Tabelle 5.1: Parameter der MIP-Funktion für die Spektren der beiden Thorn Emi Photomultiplier.

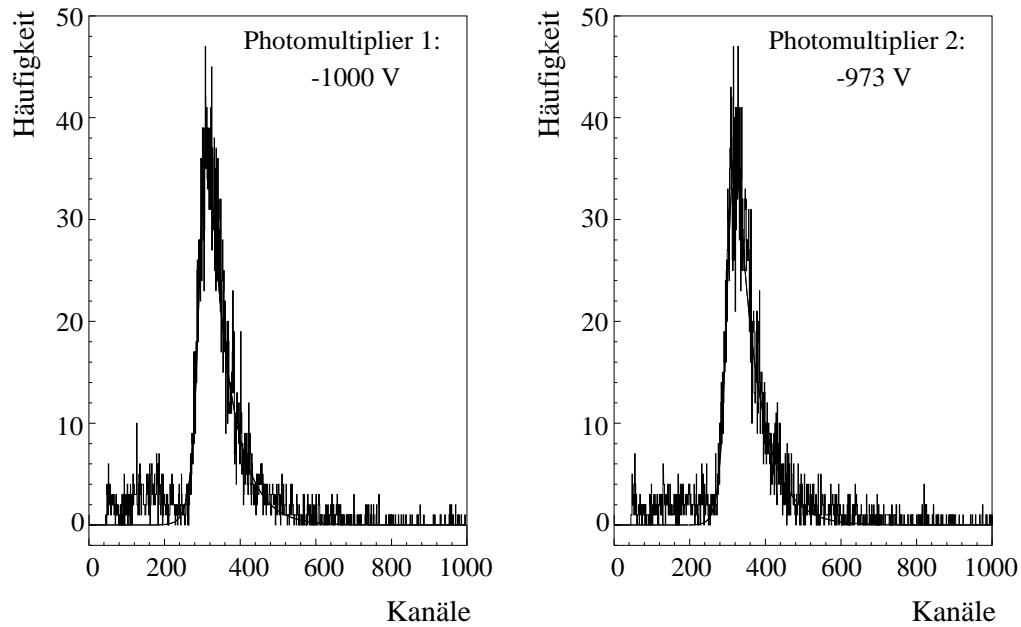


Abbildung 5.2: Unter der MIP-Triggerbedingung aufgenommenen Spektren der beiden Photomultiplier, die den Flüssigszintillator auslesen (Meßdauer: 3 Stunden). Die Ursache für den hohen Untergrund, der sich im niederenergetischen Teil der Verteilung andeutet, wird in Abschnitt 5.3.2 erklärt.

der Fehlergrenzen überein. Der Wert x_0 für die Position des Maximums konnte durch Variation der Versorgungsspannung nicht genauer abgeglichen werden.

Die Spektren der beiden Photomultiplier sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

Unter der in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Triggerbedingung wird nun das Pedestal des FERA und das Rauschspektrum des Detektorsystems aufgenommen. Die Pedestalverteilung des ADCs (ohne Abbildung) hat eine Gesamtbreite von einem Kanal. Die Position liegt bei der Kanalzahl 35.

In Abbildung 5.3 ist die Rauschverteilung des Detektorsystems dargestellt. Die Position des Maximums der Verteilung wird durch Anpassung mit einer Gaußfunktion ermittelt. Sie liegt bei der Kanalzahl 50.

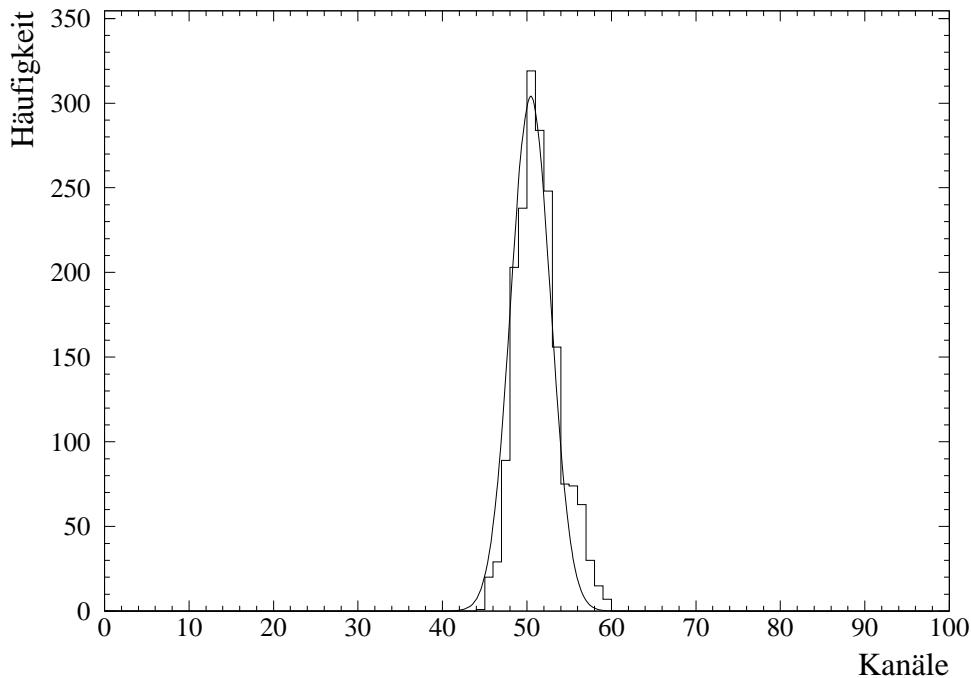


Abbildung 5.3: Das Rauschspektrum des Flüssigsintillators.

5.3 Messungen

5.3.1 MIP-Peak

Die Aufnahme des MIP-Peaks wird unter der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen MIP-Triggerbedingung durchgeführt. Der Detektor ist dabei nicht gekippt, bzw. der Zenitwinkel beträgt 0° . Das Ergebnis einer 18-stündigen Messung ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Im niederenergetischen Teil des Spektrums neben dem deutlich zu erkennenden MIP-Peak befindet sich ein zweiter, flach verlaufender Peak, dessen Ursache im nächsten Abschnitt untersucht wird.

Der MIP-Peak wird unter der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Methode mit der MIP-Funktion angepaßt. Der Quotient aus dem Inhalt des MIP-Peaks und der Meßdauer stellt die Zählrate dar. Da der Peak im niederenergetischen Teil des Spektrums, wie in Abschnitt 5.3.2 gezeigt wird, nicht von Myonen stammt, die den Detektor durch den definierten Raumwinkel durchqueren, wird der Bereich der Anpassung von Kanal 500 bis 1800 gewählt.

Die Durchführung der Anpassung ergab einen Inhalt des MIP-Peaks von (20690 ± 144) Teilchen, bzw. eine Zählrate von (19.16 ± 0.13) Teilchen pro Minute. Nach der Abschätzung in Gleichung 2.18 sollte die Zählrate 12.94 Teilchen pro Minute betragen. Es liegt nahe, daß die Nicht-Berücksichtung des Untergrunds zu einem großen Fehler bei der Bestimmung der Zählrate führt. In Abschnitt 5.3.3 wird dieser Punkt unter neuen Erkenntnissen diskutiert.

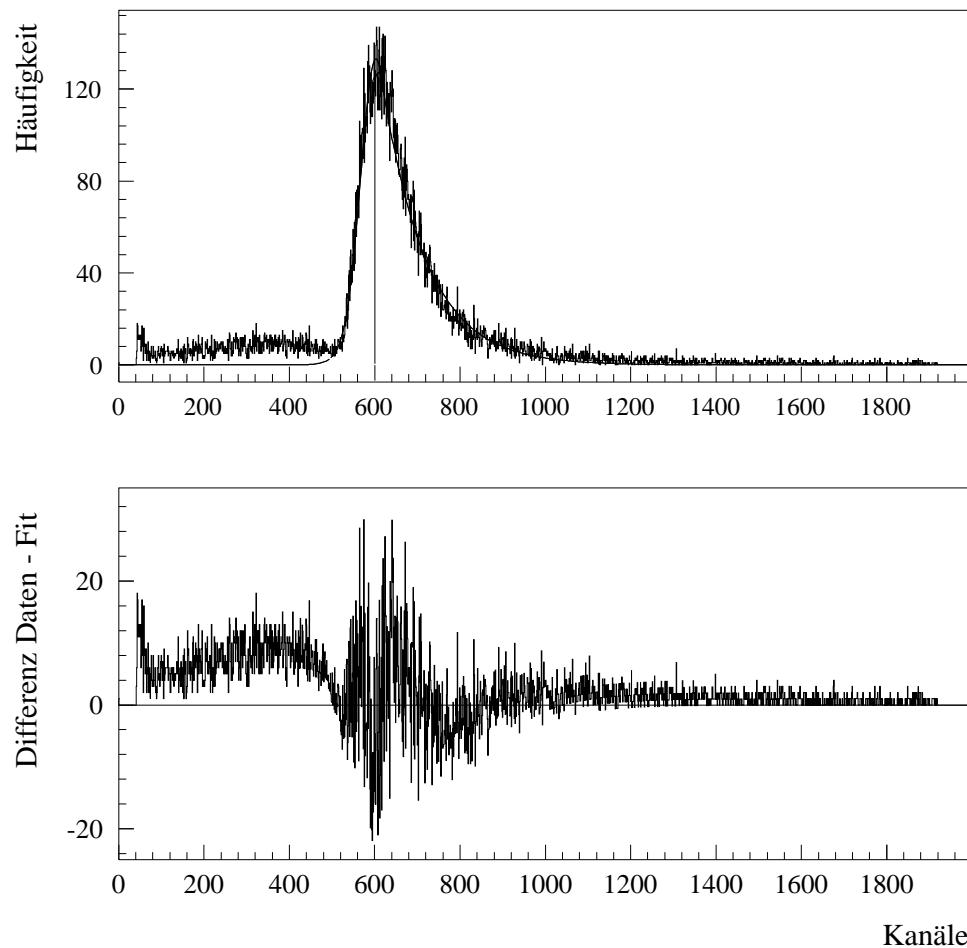


Abbildung 5.4: Die obere Grafik zeigt den MIP-Peak bei einem Zenitwinkel von 0° und einer Meßdauer von 18 Stunden. In der unteren Grafik ist die Differenz zwischen den Meßdaten und den Fitwerten gegen die Kanalzahl aufgetragen.

5.3.2 Untersuchung des Untergrundpeaks

Im niederenergetischen Teil des Spektrums aus Abbildung 5.4 befindet sich ein Peak (Untergrundpeak), dessen Maximum im Bereich der Kanalzahl 400 liegt. Im Vergleich zum MIP-Peak verläuft der Untergrundpeak sehr flach. Mit zunehmendem Zenitwinkel ändert sich das Verhältnis der beiden Peaks zueinander (Abbildung 5.7). Den Daten aus Tabelle 5.3 ist zu entnehmen, daß der Quotient aus dem Inhalt des Untergrund- und des MIP-Peaks mit zunehmendem Zenitwinkel zunimmt.

Es liegt nahe, anzunehmen, daß der Untergrundpeak durch Teilchen erzeugt wird, die in beiden Triggerdetektoren Signale erzeugen und die aus noch unbekannten Gründen im Mittel weniger Energie deponieren, als für den MIP-Peak erwartet. Zufällige Koinzidenzen — d.h., daß die Triggerbedingung durch zwei Teilchen ausgelöst wird — können als Ursache ausgeschlossen werden, da sie aufgrund der geringen Intensität der kosmischen Strahlung zu selten

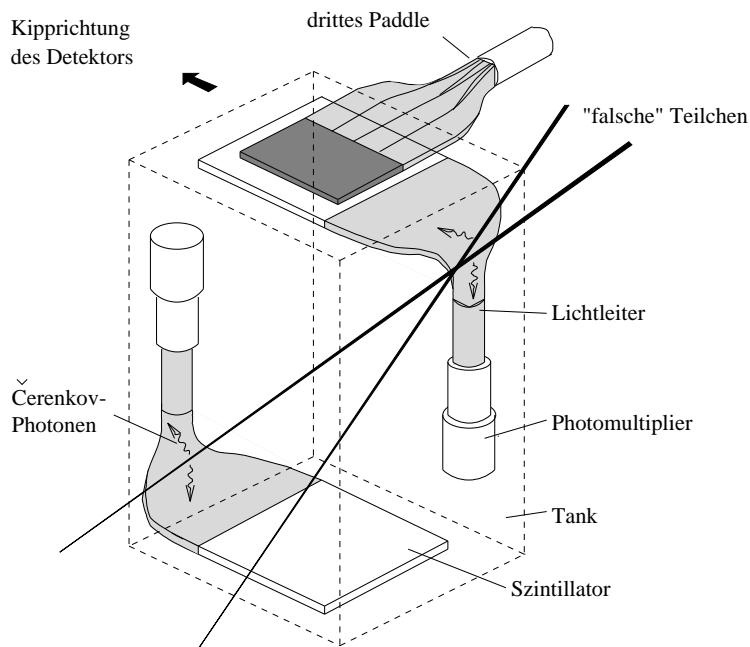


Abbildung 5.5: Der Versuchsaufbau zur Untersuchung des Untergrundpeaks. Die durchgezogenen Linien illustrieren den Weg der falsch detektierten Teilchen durch den Lichtleiter des Paddles.

vorkommen, um für eine solche Zahl von Untergrundereignissen verantwortlich zu sein.

Die Entstehung des Untergrundpeaks lässt sich bei genauerer Betrachtung des Aufbaus der Triggerdetektoren verstehen. Kosmische Teilchen, die — wie in Abbildung 5.5 dargestellt — den Lichtleiter und nicht den Szintillator des Paddles durchqueren, können durch den Čerenkov-Effekt Photonen erzeugen und den MIP-Trigger auslösen. Solche Teilchen („falsche“ Teilchen) deponieren aufgrund der kürzeren Wegstrecke durch den Tank weniger Energie als Teilchen, die aus dem Raumwinkel kommen, der durch die Szintillatoren der Paddles definiert ist („echte“ Teilchen). Die Zählrate der falsch detektierten Teilchen nimmt nicht so stark wie mit einer $\cos^2(\theta)$ -Verteilung ab, da der Lichtleiter so gebogen ist, daß er sowohl einen Teil der Stirnfläche als auch

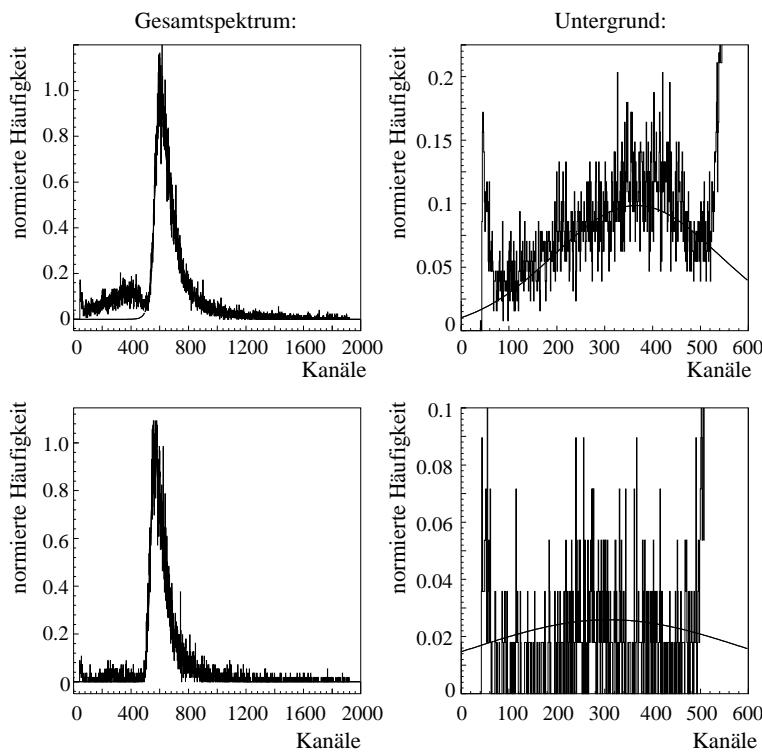


Abbildung 5.6: MIP-Spektren einer Messung mit 2-fach Koinzidenz (oben) und 3-fach Koinzidenz (unten) der Paddles. Die Spektren wurden unter einem Zenitwinkel von 30° und bei einer Meßdauer von 24 Stunden aufgenommen. Die Häufigkeit ist jeweils auf das Maximum der MIP-Funktion normiert.

Art der Koinzidenz	Maximum des MIP-Peak	Maximum des Untergrund
2-fach	1.0 ± 0.015	0.0986 ± 0.0020
3-fach	1.0 ± 0.020	0.0259 ± 0.0010

Tabelle 5.2: Maxima der Verteilungen in den Spektren unter 2-fach und 3-fach Koinzidenz (siehe Abbildung 5.6).

einen Teil der Seitenfläche des Tanks überdeckt. Folglich nimmt das Verhältnis von Untergrund- zu MIP-Peak mit zunehmendem Zenitwinkel zu.

Beim Čerenkov-Effekt werden von geladenen Teilchen Photonen emittiert, wenn ihre Geschwindigkeit $v = \beta/c$ größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c/n im durchquerten Medium mit Brechungsindex n . Nach der klassischen Theorie [ČER64] entsteht die Strahlung durch die asymmetrische Polarisation des Mediums vor und hinter dem bewegten geladenen Teilchen, die ein zeitlich veränderliches elektrisches Dipolmoment darstellt. Die Schwellengeschwindigkeit v_s für den Čerenkov-Effekt ist durch

$$v_s = c/n \quad (5.2)$$

gegeben. Plexiglas besitzt einen Brechungsindex von $n = 1.48$, so daß sich eine Schwellengeschwindigkeit von $v_s = 0.676 \cdot c$ ergibt. Demzufolge liegt die minimale Energie für Myonen, ab der die Emission von Čerenkov-Photonen in Plexiglas einsetzt, bei 143.4 MeV .

Die soeben aufgestellte Behauptung kann experimentell verifiziert werden. Dazu wird ein drittes Paddle² so unter dem oberen Paddle fixiert, daß die Lichtleiter um 90° gegeneinander verschoben sind (siehe Abbildung 5.5). Die Koinzidenz aller drei Paddles garantiert, daß keine Teilchen akzeptiert werden, die den Lichtleiter des oberen Paddles durchquert haben. Unter dieser Triggerbedingung wird eine erneute Messung bei einem Zenitwinkel von 30°

²Ein aus einem anderem Experiment noch vorhandenes Paddle mit einer Szintillatorfläche von $8 \times 16 \text{ cm}^2$.

durchgeführt und mit der Messung unter der ursprünglichen Triggerbedingung verglichen. In beiden Spektren (Abbildung 5.6) wird jeweils der MIP-Peak mit der MIP-Funktion und der Untergrund mit einer Gaußfunktion angepaßt. Aus den Maxima der Verteilungen wird das Verhältnis U/M des Untergrund- zum MIP-Peak gebildet.

Aus den Werten in Tabelle 5.2 ergibt sich für U/M bei der 2-fach Koinzidenz ein Wert von (0.0986 ± 0.003) und bei der 3-fach Koinzidenz ein Wert von (0.0259 ± 0.002) . Das Verhältnis vom Untergrund- zum MIP-Peak kann offensichtlich durch ein drittes Paddle von 9.86 % auf 2.59 % gesenkt werden. Der Untergrundpeak bei 3-fach Koinzidenz wird nur noch durch zufällige Koinzidenzen und Teilchen, die den Lichtleiter des unteren Paddles durchqueren, verursacht. Durch Einsatz eines vierten Paddles kann dieser auf ein Minimum reduziert werden.

5.3.3 Zenitwinkelabhängigkeit

Um die Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung zu bestimmen, werden Spektren unter der MIP-Triggerbedingung für Winkel θ von 90° bis -75° in 15° -Schritten aufgenommen. Der Detektor wird dabei in Richtung Süden ($\theta > 0^\circ$) und entgegengesetzt in Richtung Norden ($\theta < 0^\circ$) gekippt. Die Spektren unter Zenitwinkeln von 0° bis 90° in Richtung Süden sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

Durch Anpassung des MIP-Peaks mit der bekannten MIP-Funktion erhält man die Gesamtzahl der detektierten Teilchen, aus der man dann die Zählrate bestimmen kann. Da der genaue Verlauf des Untergrundpeaks nicht bekannt ist, kann die Anzahl der „echten“ Teilchen nicht sauber von der Anzahl der „falschen“ Teilchen getrennt werden. Daher wird die Anpassung der MIP-Funktion nur im Intervall der Kanalzahl 500 bis 1800 durchgeführt. Die Kanalzahl 500 repräsentiert den Schnittpunkt zwischen Untergrund- und MIP-Verteilung. Bei der Auswertung und Diskussion der Ergebnisse ist dieser Punkt zu berücksichtigen.

In Abbildung 5.8 ist die aus den Spektren ermittelte Zählrate kosmischer Teilchen gegen den Zenitwinkel aufgetragen. Die Verteilung wird mit einer

Funktion

$$f(\theta) = a_2 \cdot \cos^2(\Omega \cdot \theta) \quad (5.3)$$

mit $\Omega = (1.75 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$ und $(a_2 = 18.27 \pm 0.64)$ angepaßt.

Die Zenitwinkelabhängigkeit der gemessenen Zählraten lässt sich gut durch eine $\cos^2(\theta)$ -Verteilung beschreiben. Insbesondere die Werte für Zenitwinkel von $\pm 15^\circ$ bis $\pm 60^\circ$ liegen innerhalb der Fehlergrenzen auf der theoretischen Kurve. Im Bereich über Zenitwinkeln von $\pm 75^\circ$ geht die theoretische Zählrate von Myonen mit Energien unter 5 TeV gegen Null. Dagegen nimmt sie in diesem Bereich für Myonen mit Energien über 5 TeV proportional zu $1/\cos(\theta)$ zu. Der wachsende Anteil höchstenergetischer Myonen sorgt dafür, daß die gemessenen Zählraten bei Zenitwinkeln nahe der Horizontalen systematisch über der theoretischen Kurve liegen.

Aus der guten Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Werten lässt sich schlüßfolgern, daß bei der Anpassung der Spektren die Anzahl der „echten“ sehr sauber von der Anzahl der „falschen“ Teilchen getrennt wurde. Damit bleibt nur noch zu klären, warum die gemessene Maximalzählrate deutlich über der abgeschätzten Zählrate aus Abschnitt 2.2.2 liegt.

Da kosmische Teilchen im Lichtleiter Triggersignale erzeugen können, ist die effektive Länge und Fläche der Triggerdetektoren größer als die der Szintillatormaterialplatten. Da der Lichtleiter auf einer Länge von 40 mm die Stirnfläche des Tanks überdeckt, wird die Zählratenabschätzung nach Gleichung 2.17 mit den Werten

$$\begin{aligned} \Delta F &= 190 \times (190 + 40) \text{ mm}^2 = 0.0437 \text{ m}^2 \\ b &= \frac{1}{2}(190 + (190 + 40)) \text{ mm} = 210 \text{ mm} \end{aligned}$$

erneut durchgeführt. Damit errechnet sich die Zählrate zu 18.76 Teilchen pro Minute. Dieser Wert liegt innerhalb der Fehlergrenzen der aus der Anpassung der $\cos^2(\theta)$ -Verteilung erhaltenen Zählrate von (18.27 ± 0.64) ; Eine weitere Bestätigung dafür, daß die Anzahl der „echten“ Teilchen bei der Anpassung der MIP-Spektren nahezu untermischt ermittelt wurde.

θ	T	MIP-Peak							Untergrund	
		x_0	y_0	σ	η_1	η_2	M	N	U	U/M
90	2880	578.9	6.7	47.9	0.38	0.12	3283	0.90	2797	85.2
		± 11.2	± 0.4	± 47.1	± 0.42	± 0.12	± 125	± 0.04	± 59	± 5.0
75	2880	584.0	23.2	29.7	0.63	0.18	3759	1.32	2937	78.1
		± 4.6	± 1.1	± 10.9	± 0.27	± 0.07	± 62	± 0.02	± 54	± 2.7
60	2880	594.3	77.0	37.7	0.87	0.24	12374	4.30	5096	41.2
		± 2.1	± 1.8	± 3.8	± 0.12	± 0.03	± 111	± 0.04	± 71	± 2.8
45	1440	597.4	81.4	37.5	1.19	0.26	12306	8.55	3343	27.2
		± 1.7	± 1.5	± 2.2	± 0.13	± 0.02	± 111	± 0.08	± 58	± 0.7
30	1440	602.9	127.8	40.7	1.27	0.28	19567	13.59	4021	20.5
		± 1.4	± 2.0	± 1.7	± 0.11	± 0.01	± 140	± 0.10	± 63	± 0.5
15	1440	602.2	163.8	41.3	1.52	0.28	25396	17.64	4251	16.7
		± 1.2	± 2.1	± 1.2	± 0.15	± 0.01	± 159	± 0.11	± 65	± 0.4
0	1080	603.1	133.1	43.1	1.68	0.30	20690	19.16	2657	12.8
		± 1.2	± 1.7	± 1.2	± 0.22	± 0.01	± 144	± 0.13	± 52	± 0.4
-15	1440	602.7	161.9	43.0	1.49	0.28	25313	17.58	4197	16.6
		± 1.3	± 1.7	± 1.4	± 0.10	± 0.01	± 157	± 0.13	± 64	± 0.4
-30	1440	602.1	123.7	43.3	1.30	0.30	19418	13.48	4025	20.7
		± 1.3	± 1.8	± 1.6	± 0.12	± 0.01	± 139	± 0.10	± 64	± 0.5
-45	1440	599.1	77.5	41.6	1.25	0.28	12219	8.49	3357	27.5
		± 1.7	± 1.4	± 2.1	± 0.14	± 0.02	± 111	± 0.08	± 58	± 0.7
-60	2880	589.1	78.4	41.2	1.07	0.27	12526	4.35	5098	40.7
		± 1.8	± 1.6	± 2.8	± 0.14	± 0.02	± 112	± 0.04	± 71	± 0.9
-75	2880	582.7	21.8	36.1	0.71	0.21	3666	1.27	2965	80.9
		± 4.2	± 1.0	± 9.3	± 0.23	± 0.06	± 61	± 0.02	± 54	± 2.8

Tabelle 5.3: Fitparameter der Spektren für die Zenitwinkelabhängigkeit, wobei θ den Zenitwinkel in Grad, T die Meßdauer in Minuten, M den Inhalt des MIP-Peaks, N die Anzahl kosmischer Teilchen pro Minute, U den Inhalt des Untergrundpeaks und U/M das Verhältnis von Untergrund zu MIP-Peak in Prozent bezeichnen. Die Bedeutung der nicht genannten Symbole ist in Abschnitt 5.2 zu finden.

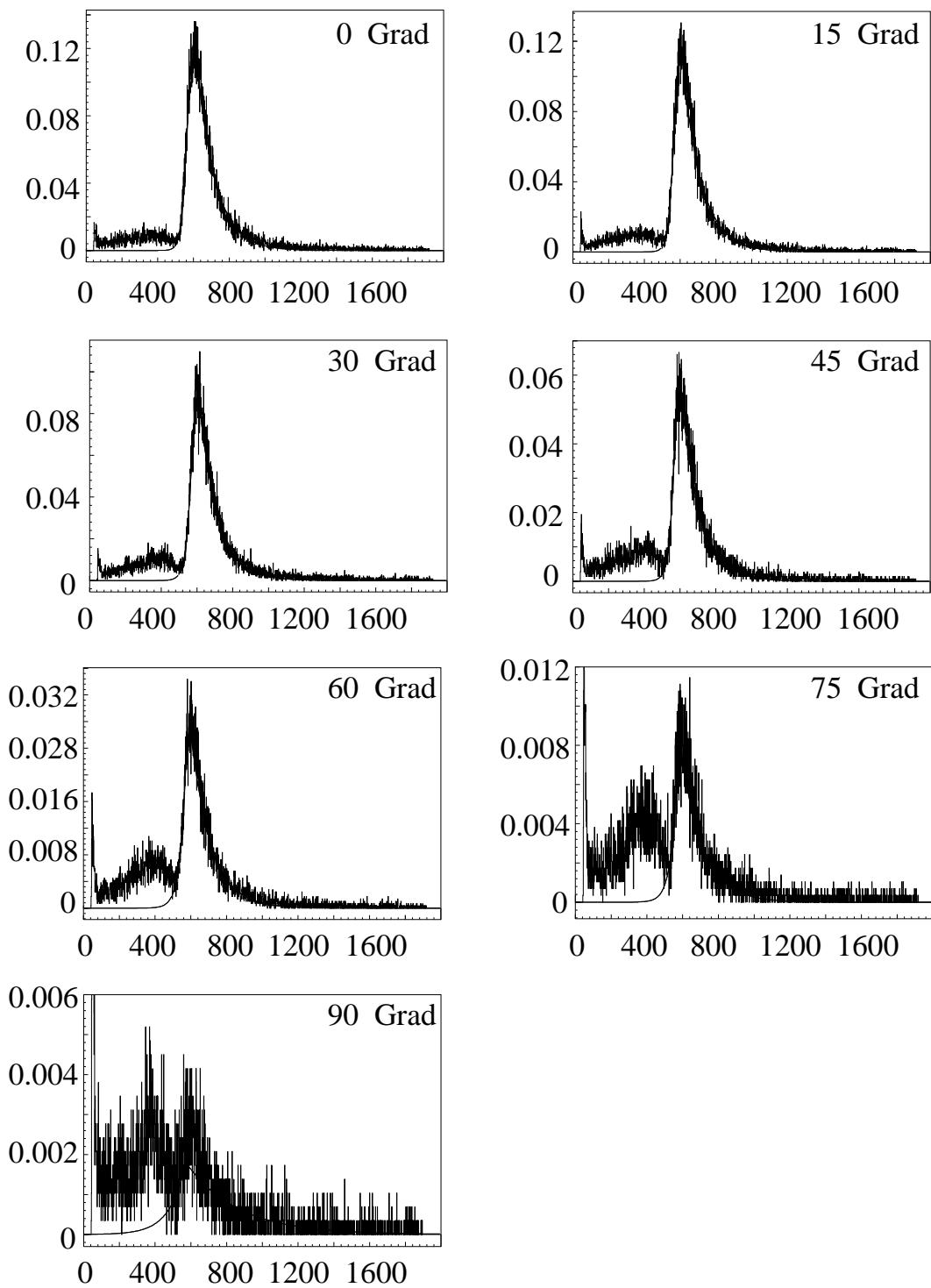


Abbildung 5.7: MIP-Spektren für Zenitwinkel von 0° bis 90° in Richtung Süden. Auf der x-Achse sind die Kanäle und auf der y-Achse die auf die Meßdauer normierten Häufigkeiten aufgetragen.

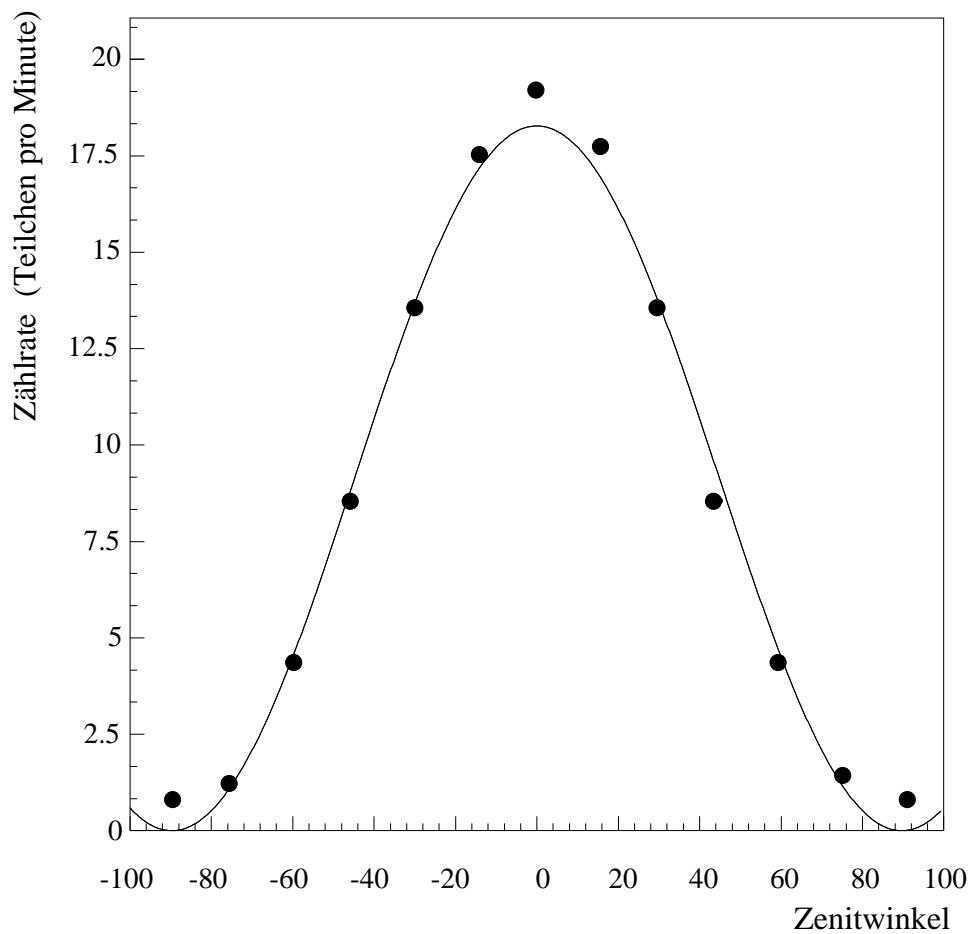


Abbildung 5.8: Anzahl der kosmischen Teilchen pro Minute in Abhängigkeit vom Zenitwinkel.

5.3.4 Lebensdauermessung

Der Schwellenwert des Snap-Off-Timing-Diskriminators bestimmt die Rate der Untergrundereignisse. Von den fünf einstellbaren Schwellen des STD - N - 1 wurde die Stufe 1 — der größte Schwellenwert — gewählt, da sich bei dieser Einstellung ein gutes Verhältnis von Untergrund- zu Zerfallsereignissen ergibt.

Abbildung 5.11 zeigt das Ergebnis einer Messung über 2890 Minuten, die unter der in 4.1.2 beschriebenen Triggerbedingung durchgeführt wurde. Um die mittlere Lebensdauer der Myonen aus dem Spektrum bestimmen zu können, muß die Zeitskala geeicht werden. Für diesen Zweck wird der Time-Kalibrator 462 der Firma Ortec eingesetzt. Er kann so eingestellt werden, daß Start- und Stoppulse im Abstand von $0.32, 0.64, \dots 10.24 \mu s$ generiert werden. Die Start- und Stoppulse werden auf die Eingänge des linearen FI/FO gegeben, die während der eigentlichen Messung mit den Ausgangssignalen der Thorn Emi Photomultiplier belegt sind (Abbildung 5.9).

Die bei der Zeiteichung ermittelte Zuordnung zwischen Kanalzahl und Zeit ist in Tabelle 5.4 dargelegt. Diese Werte werden mit einem Polynom ersten Grades angepaßt (Abbildung 5.10). Die Steigung der Geraden entspricht dem Eichfaktor. Es ergibt sich ein Wert von

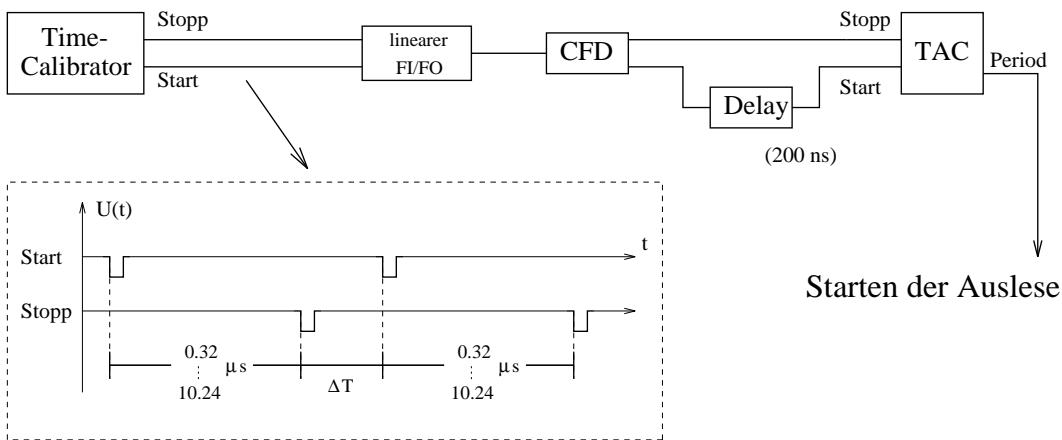


Abbildung 5.9: Elektronischer Aufbau für die Zeiteichung. Die Zeitspanne ΔT zwischen einem Stopp- und einem Startpuls ist zufällig.

Zeit (μs)	0.32	0.64	1.28	2.56	5.12	10.24
Kanalzahl	16	48	111	239	493	1001

Tabelle 5.4: Zuordnung zwischen Kanalzahl und Zeit für die Eichung des Lebensdauerspektrums.

$$\tau_{Eich} = (10.068 \pm 0.008) \frac{ns}{Kanal}. \quad (5.4)$$

Für die Beschreibung des Zeitspektrums werden zwei Funktionen benötigt:

- Ein Polynom nullten Grades $f(x) = a_0$ für den Untergrund aus unkorrelierten Start- und Stoppsignalen.
- Eine einfache Exponentialfunktion $f(x) = A \cdot \exp(-\lambda x)$ mit $A = f(x_0)$. Aus dem Vorfaktor λ im Exponenten lässt sich die mittlere Lebensdauer τ der Myonen ermitteln.

Die Anpassung wird nur im Bereich von 30 bis 1900 Kanälen durchgeführt, da das Lebensdauerspektrum außerhalb dieses Bereichs starke Abweichungen vom exponentiellen Abfall zeigt. Der Inhalt der Fläche unter der Exponentialfunktion im korrigierten Spektrum beträgt (27382 ± 41) Zerfälle. Daraus ergibt sich eine Zählrate von (9.47 ± 0.01) Zerfällen pro Minute. Dieser Wert wird durch die in Abschnitt 2.2.1 unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie durchgeführten Abschätzung von 8.75 Zerfällen pro Minute bestätigt. Die Gesamtzahl der Untergrundereignisse liegt bei (3541 ± 63) Ereignissen, bzw. (1.893 ± 0.138) Ereignissen pro Kanal. Daraus ergibt sich ein Verhältnis von Untergrund- zu Zerfallsereignissen von (0.129 ± 0.003) .

Mit dem Vorfaktor λ (Tabelle 5.5) und dem Eichfaktor τ_{Eich} ergibt sich eine mittlere Lebensdauer der im Detektor gestoppten Myonen von

$$\tau = \frac{\tau_{Eich}}{\lambda} = (2.181 \pm 0.017) \mu s. \quad (5.5)$$

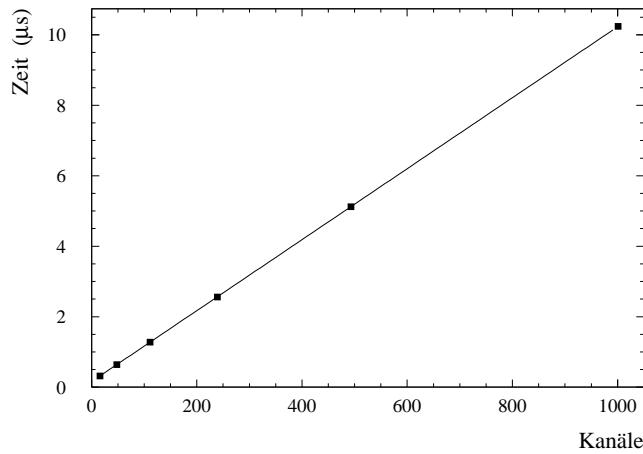


Abbildung 5.10: Spektrum für die Eichung der Zeitskala. Die Steigung der Geraden entspricht dem Eichfaktor τ_{Eich} .

Der ermittelte Wert und der Wert für den freien Myonenzerfall stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen überein. Die Tendenz des gemessenen Wertes zu kürzeren Lebensdauer wird verständlich, wenn man Einfangreaktionen negativer Myonen berücksichtigt. Der Fluß der kosmischen Myonen besteht nach [APS94] zu 45 % aus negativen und zu 55 % aus positiven Myonen. Positive Myonen zerfallen nur über einen Kanal, dem freien Zerfall. Für negative Myonen besteht die Möglichkeit, ebenfalls frei zu zerfallen oder durch Atome des Flüssigszintillators eingefangen zu werden, was nach Abschnitt 2.1.3 zu einer Reduzierung der mittleren Lebensdauer führt. Eine reduzierte mittlere Lebensdauer ist jedoch nur meßbar, wenn zum einen der Anteil der negativen Myonen, die in die Hülle eines Atoms eingebaut werden, groß ist und wenn zum anderen die Teilchen, die bei der Einfangreaktion entstehen, vom Detektor mit ausreichender Effizienz nachgewiesen werden.

Bei einer Einfangreaktion in Kohlenstoff, der in NE235 prozentual stark vertreten ist, wird im wesentlichen die Ruhemasse des Myons von 105.7 MeV in kinetische Energie des entstehenden Neutrons umgesetzt. Die Nachweiseffizienz für Neutronen im Energiebereich bis 110 MeV in einem quaderförmigen Tank, aufgefüllt mit 227 Litern NE235, ist in [CHE70] untersucht worden. Aus den Ergebnissen läßt sich für diesen Aufbau abschätzen, daß die Neutronen-

Funktion	Parameter	Wert	Fehler
Exponentialfunktion	x_0	30.0	fest
	A	126.41	± 0.56
	$\lambda (\cdot 10^{-3})$	4.616	± 0.04
Untergrund	a_0	1.893	± 0.138

Tabelle 5.5: Parameter der Anpassungsfunktionen für das Lebensdauerspektrum.

nachweiseffizienz unter 30 % liegt.

Andererseits läßt sich aus den hier gemessenen Werten schlußfolgern, daß die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon in die Hülle eines Szintillatoratoms eingebaut wird, gering ist. Der prozentuale Anteil der Myonen, die infolge von Einfangreaktionen mit einer reduzierten mittleren Lebensdauer zerfallen, ist so gering, daß er in diesem Versuchsaufbau nicht registriert wird.

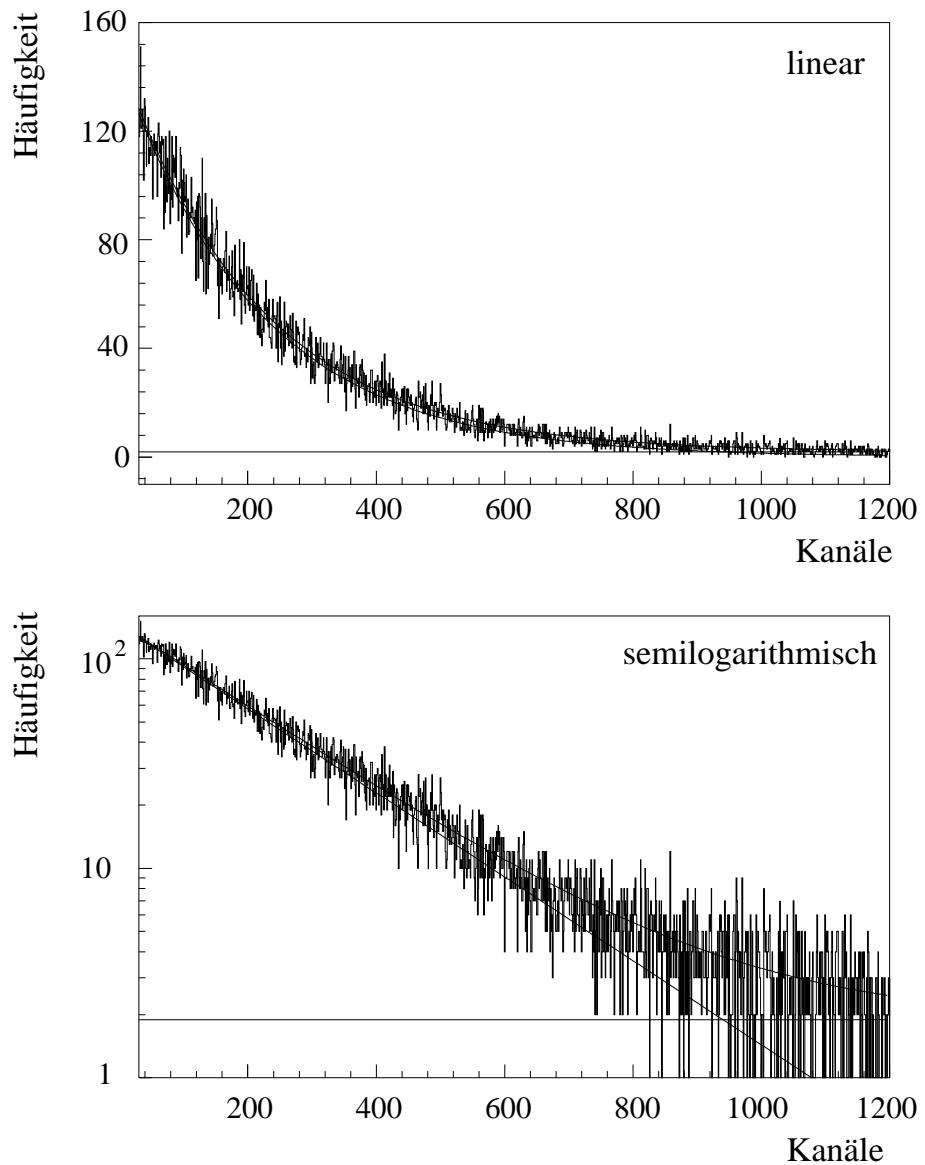


Abbildung 5.11: Lebensdauerspektrum einer Messung über 2890 Minuten in linearer und semilogarithmischer Eintragung. Dargestellt ist nur der Auschnitt von 30-1200 Kanälen. Das Spektrum wird mit einem Polynom nullten Grades und einer Exponentialfunktion angepaßt.

5.3.5 Michelpektrum

Die Aufnahme des Michelpektrums wird unter der in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Triggerbedingung durchgeführt. Als Diskriminator für die Signale des Flüssigszintillators kommt der CF8000 zum Einsatz. Die Schwelle wird in die Kanalzahl 60 (Diskriminatorspannung von 20 mV) gelegt. In Abbildung 5.12 ist das Ergebnis einer Messung über 990 Minuten dargestellt. Das Spektrum ist bedingt durch die Diskriminatorschwelle erst ab der Kanalzahl 60 gefüllt. Die Verteilung besitzt ein Maximum im Bereich 100 bis 150 und fällt dann monoton bis zur Kanalzahl 500 ab. Oberhalb der Kanalzahl 500 wurden nur wenige Ereignisse (zufällige Koinzidenzen) registriert. Im Vergleich zum theoretischen Michelpektrum aus Abbildung 2.4 ist die Anzahl niederenergetischer Elektronen zu hoch und die der Elektronen im Bereich von 50 MeV zu niedrig.

Während der Meßdauer von 990 Minuten wurden im Bereich bis zur Kanalzahl 500 insgesamt (9407 ± 97) Ereignisse registriert. Daraus ergibt sich eine Zählrate von (9.50 ± 0.10) Ereignissen pro Minute. Da dieser Wert im Rahmen der Toleranzen identisch zur ermittelten Zerfallsrate von im Tank gestoppten kosmischen Myonen (Abschnitt 5.3.4) ist, läßt sich schlußfolgern, daß während der Meßdauer nahezu alle emittierten Zerfallselektronen und nur sehr wenig Untergrundereignisse registriert wurden.

Aus der Position des Pedestals und des Mittelwertes des MIP-Peaks aus Abbildung 5.4 läßt sich eine Abschätzung für die Zuordnung zwischen Kanalzahl und Energie bestimmen. Dabei entspricht in guter Näherung die Position des Pedestals (Kanalzahl 35) dem energetischen Nullpunkt des Spektrums und die Position des Mittelwertes (Kanalzahl 753) nach Abschnitt 2.1.1 einer Energie von ca. 82 MeV . Folglich liegt die Diskriminatorschwelle (Kanalzahl 60) bei einer Elektronenenergie von 2.9 MeV . Im Spektrum aus Abbildung 2.4 liegt diese Schwelle so niedrig, daß von der Gesamtzahl der Elektronsignale nur ein sehr kleiner Anteil diskriminiert wird. Das Fehlen eines monotonen Anstiegs im niederenergetischen Teil des gemessenen Spektrums läßt sich also nicht dadurch erklären, daß eine zu hoch gewählte Diskriminatorschwelle den niederenergetischen Teil der Zerfallselektronen unterdrückt.

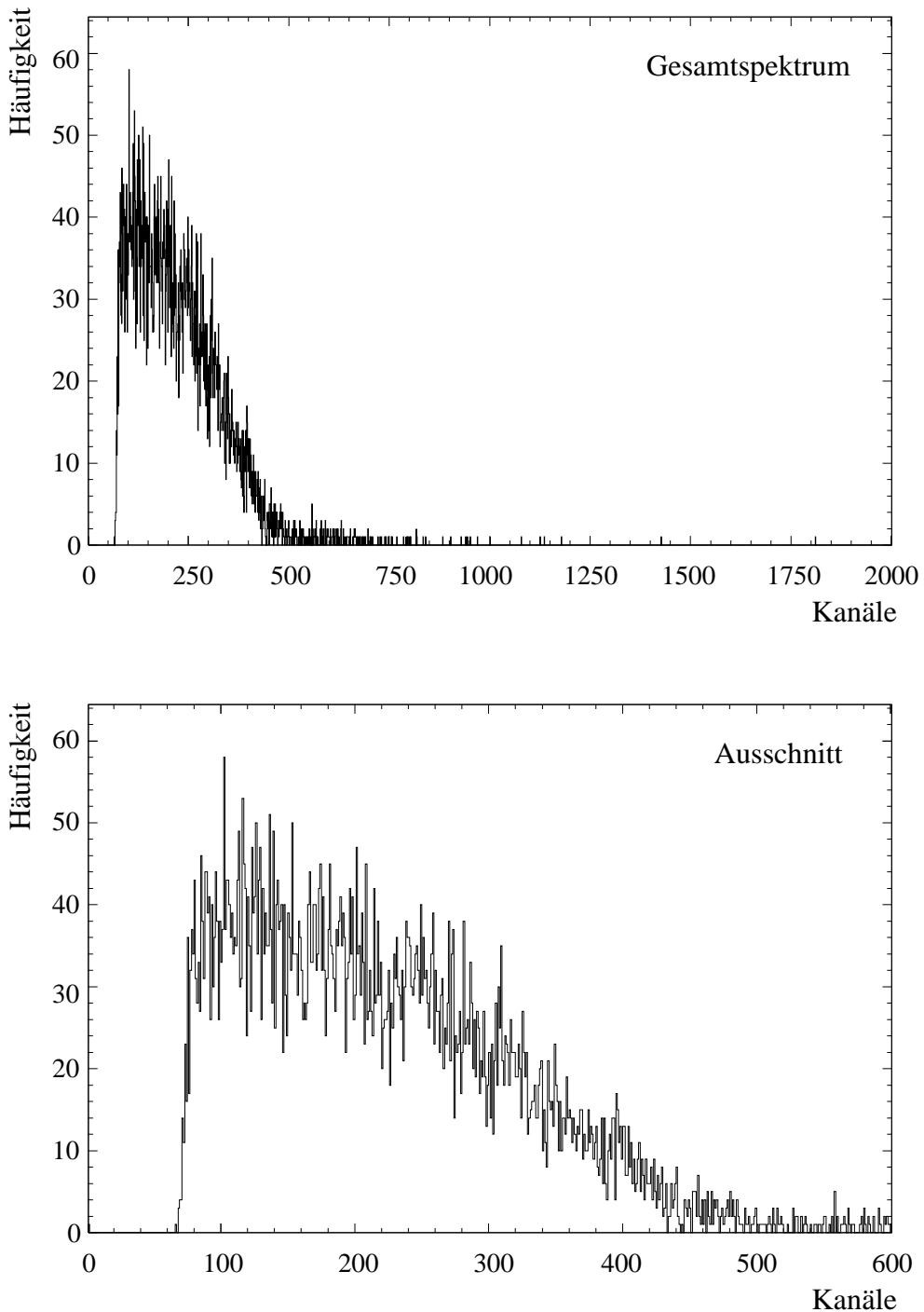


Abbildung 5.12: Michel spektrum nach einer Messung über 990 Minuten. Das untere Spektrum ist ein Ausschnitt aus dem oberen Spektrum.

Im hochenergetischen Bereich geht die gemessene Verteilung etwa bei der Kanalzahl 500 in den Untergrund über. Nach der Abschätzung entspricht die maximale Elektronenenergie von 52.8 MeV der Kanalzahl 497. Die Daten aus dem gemessenen Spektrum und die entsprechenden theoretischen Werte, die aufgrund der Ergebnisse aus Abschnitt 5.2 bis 5.3.4 abgeschätzt wurden, stimmen im Rahmen der Näherung überein. Lediglich der Kurvenverlauf der gemessenen Verteilung weicht vom Kurvenverlauf der theoretischen Beschreibung nach Gleichung 2.12 ab.

Um sicherzugehen, daß nicht einer der beiden Photomultiplier, bzw. der lineare FI/FO bei der Summation einen unerwünschten Einfluß auf die Form des Spektrums gehabt haben, wird das Michelspektrum für beide Photomultiplier getrennt aufgenommen. Ein solcher Einfluß konnte ausgeschlossen werden, da die Einzelspektren die Ergebnisse der ersten Messung bestätigten.

Die Form des Spektrums wird verständlich, wenn man die gegebene Detektorgeometrie berücksichtigt. Gemäß Gleichung 2.12 besitzt ein Großteil der Zerfallselektronen eine Energie im Bereich von 50 MeV . Nach [LEO87] haben Elektronen in Polyethylen — einer in Bezug auf die Stopping Power ähnlichen Substanz zu NE235 — eine Reichweite von 20 cm (Abbildung 5.13). Da die Reichweite in der Größenordnung der Detektorabmessungen liegt, besteht für Zerfallselektronen die Möglichkeit, den Bereich des Flüssigszintillators zu verlassen. Der Detektor registriert dann nur den Bruchteil der im Flüssigszintillator deponierte Energiemenge. Dieser Verlust an Energie („Leakage“) führt dazu, daß mehr Ereignisse mit niedriger und weniger Ereignisse mit hoher Energie als theoretisch erwartet gemessen werden. Um den Einfluß der Detektorgeometrie auf die Form des Michelspektrums zu untersuchen, wurde ein Monte-Carlo Simulationsprogramm in Fortran geschrieben.

Das Programm erstellt eine Häufigkeitsverteilung der von den Zerfallselektronen im Detektor deponierten Energiemengen. Da nur der qualitative Einfluß des Leakage-Effektes simuliert werden soll, gehen in das Programm folgende Annahmen als Voraussetzungen ein:

- Der Ort, an dem die Myonen gestoppt und somit die Zerfallselektronen erzeugt werden, ist isotrop im Flüssigszintillator verteilt. Diese Annahme

ist nach Abbildung 1.2 gerechtfertigt, da die Energieverteilung der kosmischen Myonen im Energiebereich bis 82 MeV annähernd konstant ist, d.h., daß die Eindringtiefe der Myonen in den Detektor gleichverteilt ist.

- Die Richtungen, in die die Elektronen emittiert werden, sind gleichverteilt.
- Die Zerfallselektronen sind minimal ionisierend, d.h., daß ihre Reichweite im Detektor proportional zur Energie ist, bzw. daß ihr Energieverlust nur von der im Detektor zurückgelegten Weglänge abhängt. Diese Näherung ist für Elektronen im beobachteten Energiebereich von 2.9 MeV (Diskriminatorschwelle) bis 52.8 MeV (Maximalenergie) in guter Näherung erfüllt (Abbildung 5.13).

In das Programm geht die mathematische Beschreibung des Michelspektrums nach Gleichung 2.12 als Häufigkeitsverteilung ein. Zu jedem Energiewert der Zerfallselektronen wird über einen Zufallszahlengenerator ein Entstehungsort

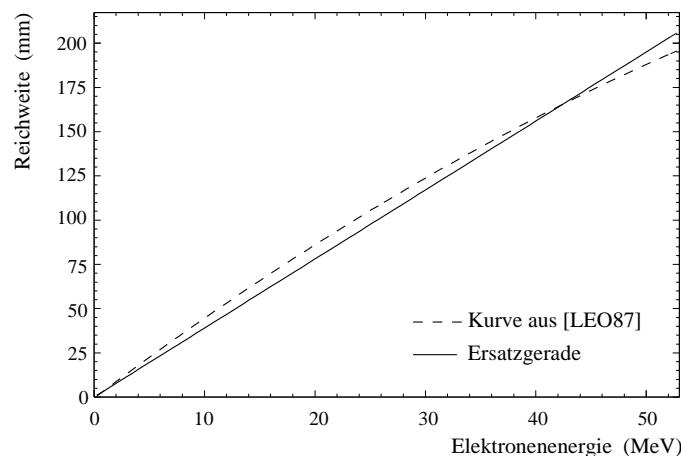


Abbildung 5.13: Die gestrichelt dargestellte Kurve zeigt die Abhängigkeit der Reichweite eines Elektrons in Polyethylen von seiner Anfangsenergie [LEO87]. Für das Simulationsprogramm wird die durchgezogene dargestellte lineare Funktion R_e benutzt. Im Bereich sehr kleiner Energien (keV -Bereich), sind die Funktionen nicht gültig.

im Tank und eine Flugrichtung generiert. Aus Entstehungsort und Flugrichtung errechnet sich die Länge des Weges bis zur Tankwand. Die lineare Funktion

$$R_e(E) = 3.9 \cdot E \quad (5.6)$$

die durch Anpassung von Daten aus [LEO87] gewonnen wurde (Abbildung 5.13), beschreibt im interessanten Bereich von 2.9 MeV bis 52.8 MeV die Abhängigkeit der Reichweite R_e (in mm) der Elektronen in Polyethylen von der Anfangsenergie E (in MeV). Die Funktion

$$E_e(R) = \frac{R}{3.9} \quad (5.7)$$

ist die zugehörige Umkehrfunktion. Das Programm prüft, ob die Reichweite $R_e(E)$ des Elektrons mit Energie E größer ist, als der bis zur Tankwand berechnete Weg x_e . Ist dies der Fall, so wird gemäß

$$E_{dep} = E_e(x_e) \quad (5.8)$$

die im Detektor deponierte Energie E_{dep} ermittelt. Anfangsenergie der Elektronen und deponierte Energie stimmen für den Fall, daß die Reichweite kleiner als der Weg bis zur Tankwand ist, überein. Nach dieser Methode füllt das Programm ein Spektrum mit Energiewerten, die der Detektor unter Berücksichtigung des Leakage-Effektes registrieren würde.

Bei der Ausführung des Programms wurden 10000 Schleifen durchlaufen, bei denen eine Anfangsenergie und eine der Häufigkeitsverteilung (Gleichung 2.12) entsprechenden Anzahl von Elektronen ermittelt wurde. Für jedes Elektron wurde dann ein zufälliger Entstehungsort und eine zufällige Flugrichtung bestimmt und die deponierte Energiemenge ermittelt. Daraus ergibt sich, daß das Programm insgesamt 560164 Ereignisse berechnet hat. Von diesen Ereignissen gehörten 41.4 % zu Zerfallselektronen, die ihre volle Energie im Tank deponiert hatten, und 58.6 % zu solchen, die den Tank verlassen konnten. Beim Vergleich des simulierten mit dem gemessenen Spektrum ist zu beachten, daß die theoretische Kurve für das Michel-Spektrum, die in die

Simulation eingeht, abrupt bei der Maximalenergie von 52.8 MeV endet. Diese Beschreibung ist physikalisch nicht korrekt, da unter Berücksichtigung der Detektorauflösung — insbesondere bedingt durch die statistische Verteilung der deponierten Energiemengen — sich ein stetiger (ausgeschmierter) Übergang in den Untergrund ergeben würde.

In Abbildung 5.14 ist das theoretische Michelspektrum, wie es durch das Programm erzeugt wird, und das Spektrum unter Berücksichtigung des Leakage-Effektes dargestellt. Der Einfluß des Leakage-Effektes ist deutlich zu erkennen. Der Detektor ist sensiv auf die Energiemenge, die die Elektronen im Flüssigszintillator deponieren. Da bei dieser Simulation fast 60 % der Elektronen den Tank verlassen haben, stimmen die Häufigkeitsverteilungen für die deponierten Energiemengen und die Anfangsenergien nicht überein. Die Wahrscheinlichkeit, den Tank zu verlassen, nimmt mit der Reichweite der Elektronen zu. Demzufolge verschiebt sich das Maximum der Verteilung ausgehend vom theoretischen Michelspektrum zu kleineren Energien. Von den Elektronen, die den Tank verlassen, deponiert ein Großteil nur wenig Energie im Detektor, so daß der Anteil der Elektronen, mit tatsächlich geringen Anfangsenergien, vollständig überdeckt wird.

Das Ergebnis dieser Simulation ist, daß das Energiespektrum der Zerfalls-elektronen, das mit diesem Detektoraufbau aufgenommen wird, eine starke Beeinflussung durch den Leakage-Effekte erfährt. Das Programm, das auf Näherungen für die beteiligten physikalischen Prozesse beruht, vermag den qualitativen Verlauf des gemessenen Spektrums zu reproduzieren.

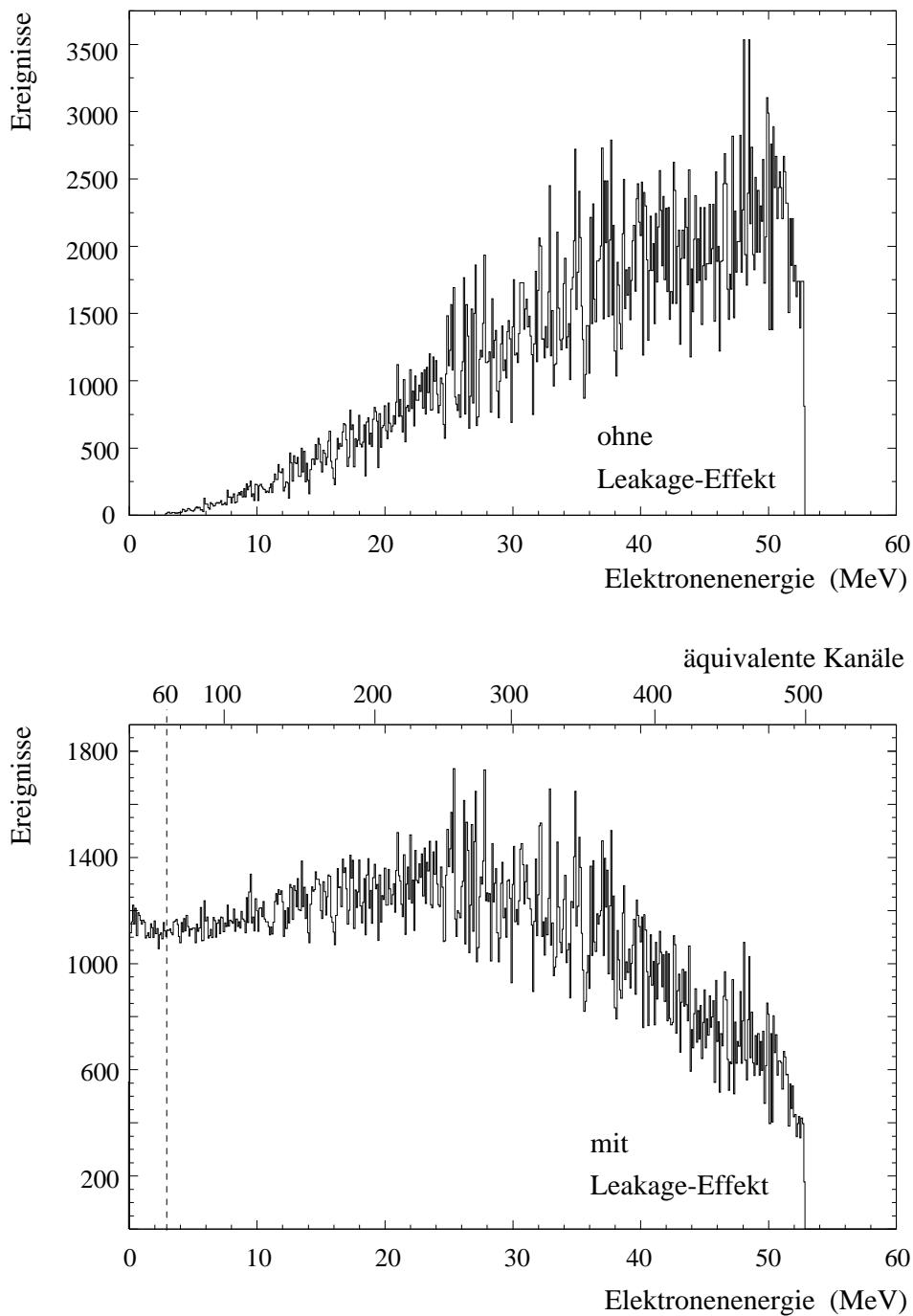


Abbildung 5.14: Spektren die durch das Fortran-Programm gefüllt wurden. Oben dargestellt ist das simulierte Energiespektrum der Elektronen ohne und unten mit Berücksichtigung des Leakage-Effektes. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Position der Diskriminatorschwelle. Die zu den Energien in erster Näherung äquivalenten Kanalzahlen erlauben den Vergleich zum gemessenen Spektrum.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Detektor für Teilchen der kosmischen Strahlung entwickelt und in Betrieb genommen. Mittels des Detektors wurde der Energieverlust minimal ionisierender Myonen und Elektronen im Detektor, die Zenitwinkelabhängigkeit der Intensität der Strahlung, die mittlere Lebensdauer im Detektor gestoppter Myonen und die Energieverteilung der Zerfallselektronen bestimmt.

Die bei verschiedenen Zenitwinkeln aufgenommenen Energieverlustspektren zeigen die für minimal ionisierende Teilchen charakteristische Landau-Verteilung im Bereich von 82 MeV . Zusätzlich ist ein unerwarteter Peak im niederenergetischen Bereich — besonders deutlich in den Spektren bei großen Zenitwinkeln — zu erkennen. Dieser Peak kann von Teilchen erzeugt werden, die den Tank nicht entlang der definierten Wegstrecke durchqueren. In diesem Fall wird die Signalauslese durch unerwünschte Koinzidenzen in den Triggerdetektoren gestartet, deren Ursache die Entstehung von Čerenkov-Photonen im Lichtleiter ist. Aus den bei verschiedenen Winkeleinstellungen der Apparatur aufgenommen Spektren wurde die Anzahl der registrierten Teilchen und damit die Zählrate bestimmt. Der theoretisch zu erwartende Zusammenhang zwischen Zählrate, bzw. Intensität und Zenitwinkel konnte eindrucksvoll bestätigt werden.

Die Bestimmung der mittleren Lebensdauer von im Tank gestoppten Myonen ergab einen Wert von $(2.181 \pm 0.017) \mu\text{s}$. Daraus konnte gefolgt werden, daß bei der Messung nur freie Zerfälle von Myonen registriert wurden. Für die Interpretation des Michelspektrums wurde ein Simulations-Programm geschrieben, um den Einfluß der Detektorgeometrie bei dieser Messung zu untersuchen. Die Vermutung, daß nur ein Teil der Elektronen seine gesamte Anfangsenergie im Detektormaterial deponiert, konnte zumindest qualitativ

mit der auf vereinfachten Annahmen fußenden Simulation begründet werden. Der Versuch, alle Effekte, die sich bei der Aufnahme des Michelspektrums störend auswirken können, in einer exakten Beschreibung in das Programm einfließen zu lassen, hätte den Rahmen dieser Arbeit gesprengt.

A. Technische Zeichnungen

A.1 Schaltpläne für Spannungsteiler

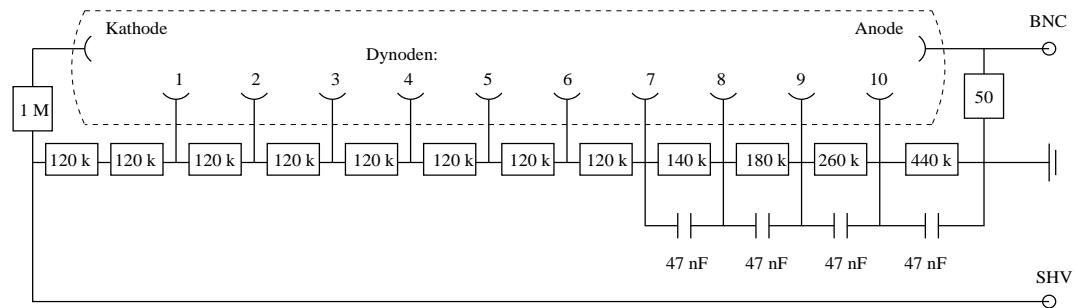


Abbildung A.1: Hamamatsu R580-16

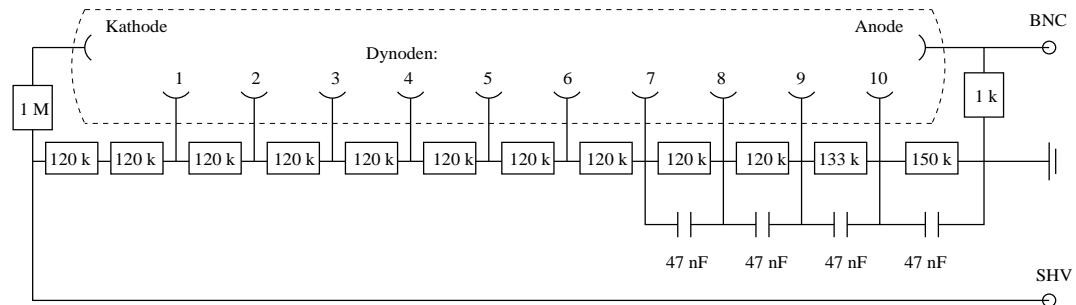


Abbildung A.2: Thorn Emi 9238 B

A.2 Konstruktionszeichnungen für den Tank

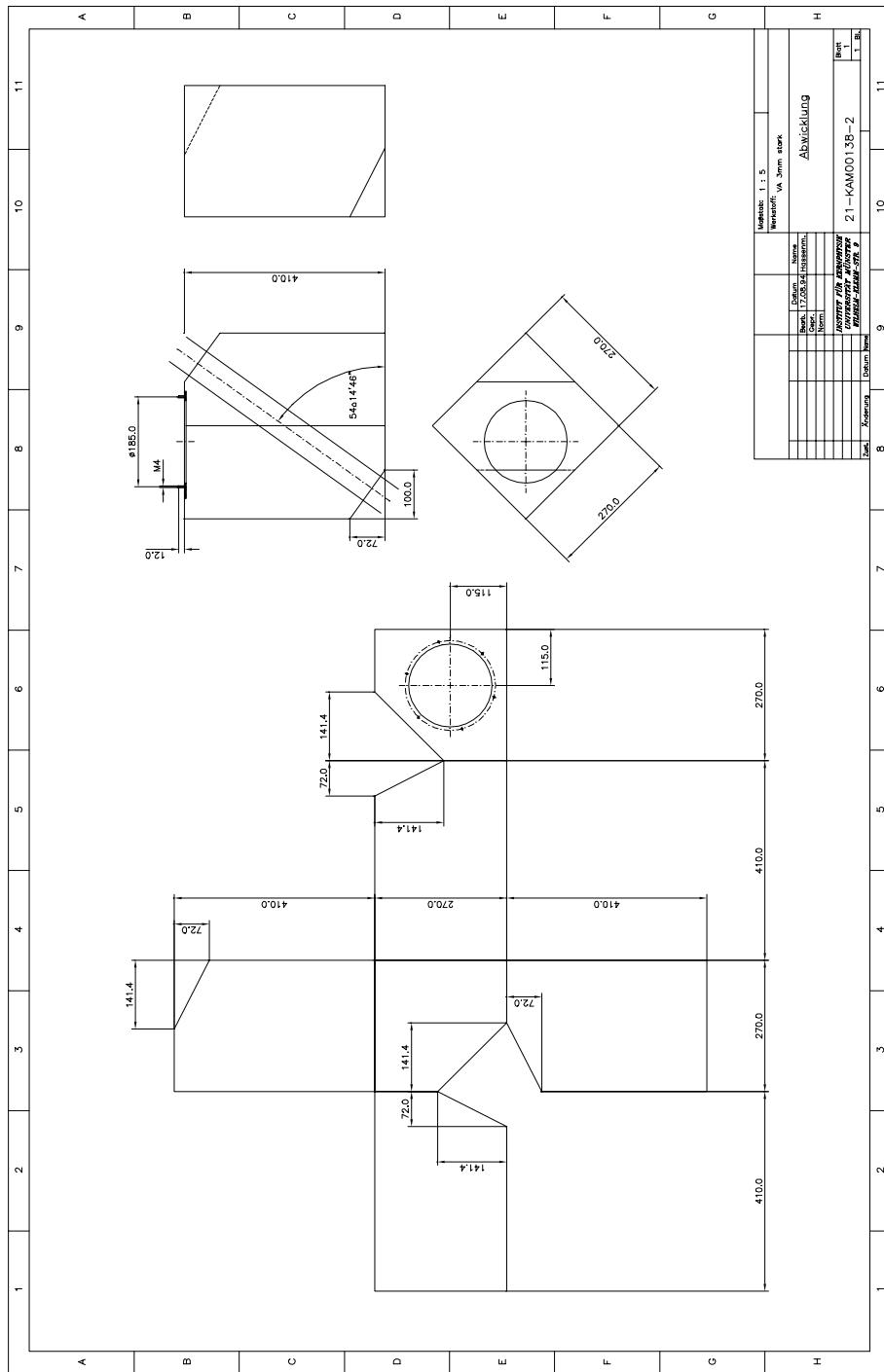


Abbildung A.3: Abwicklung des Tanks

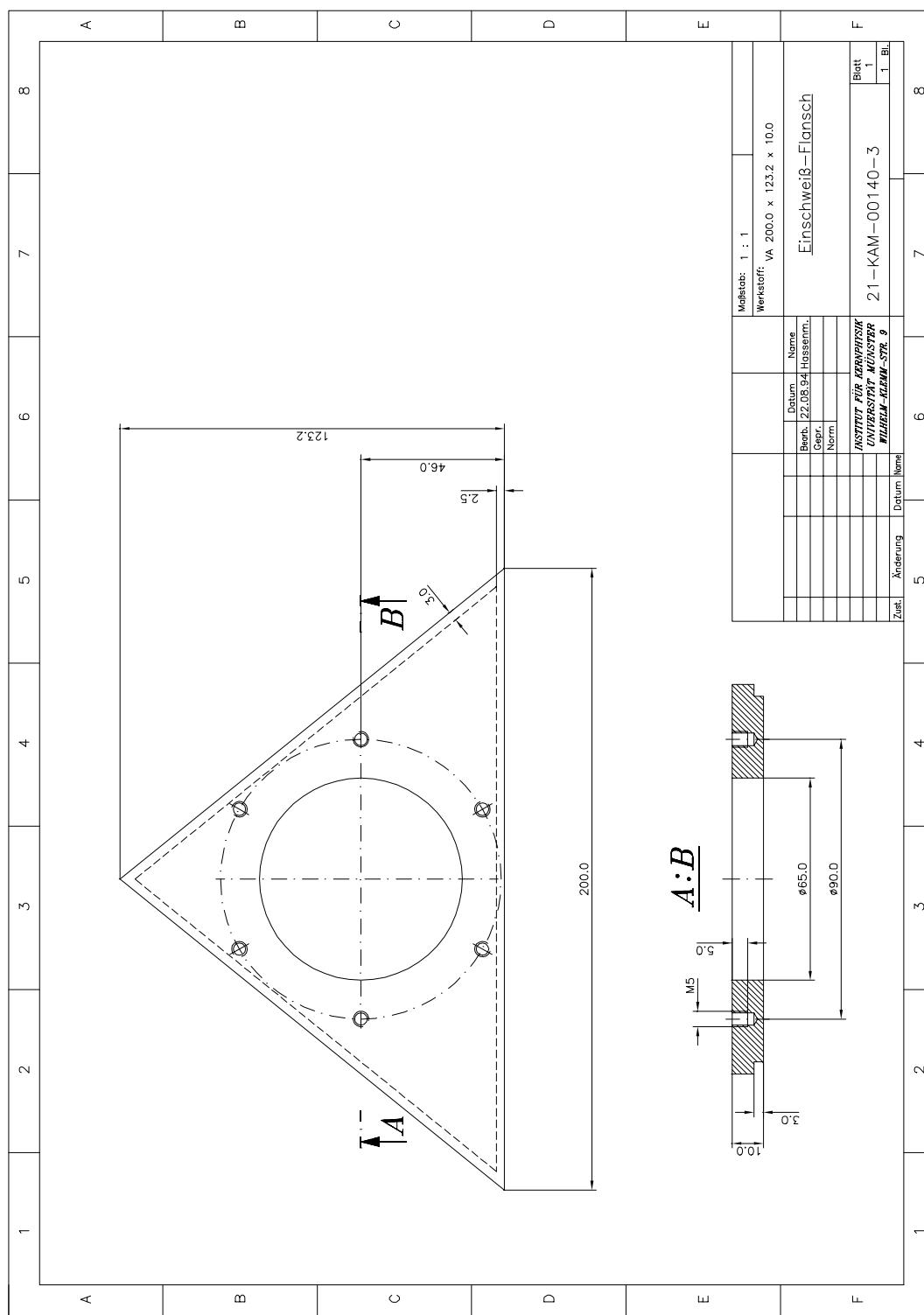


Abbildung A.4: Einschweiß-Flansch

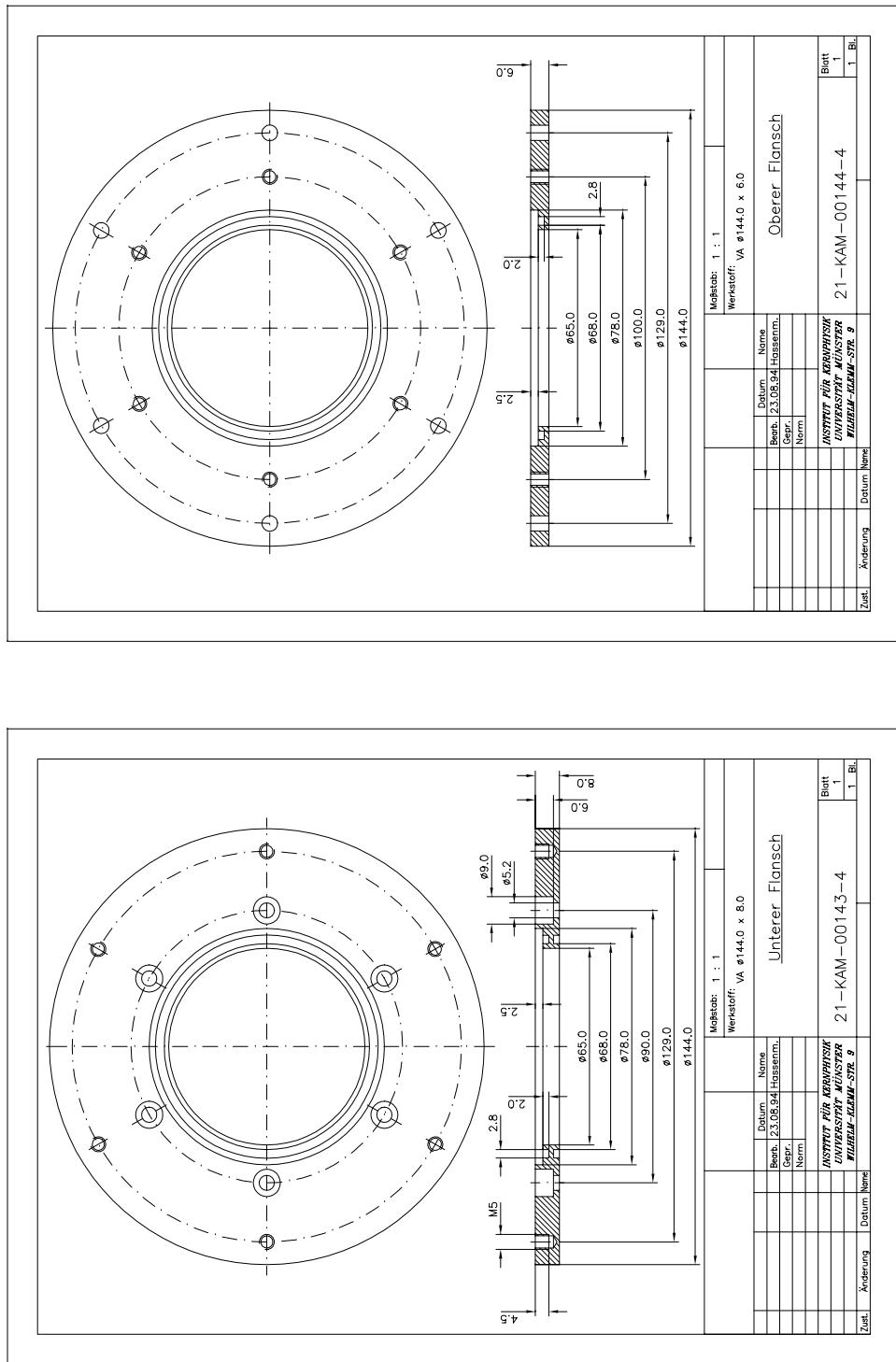


Abbildung A.5: Oberer und unterer Flansch

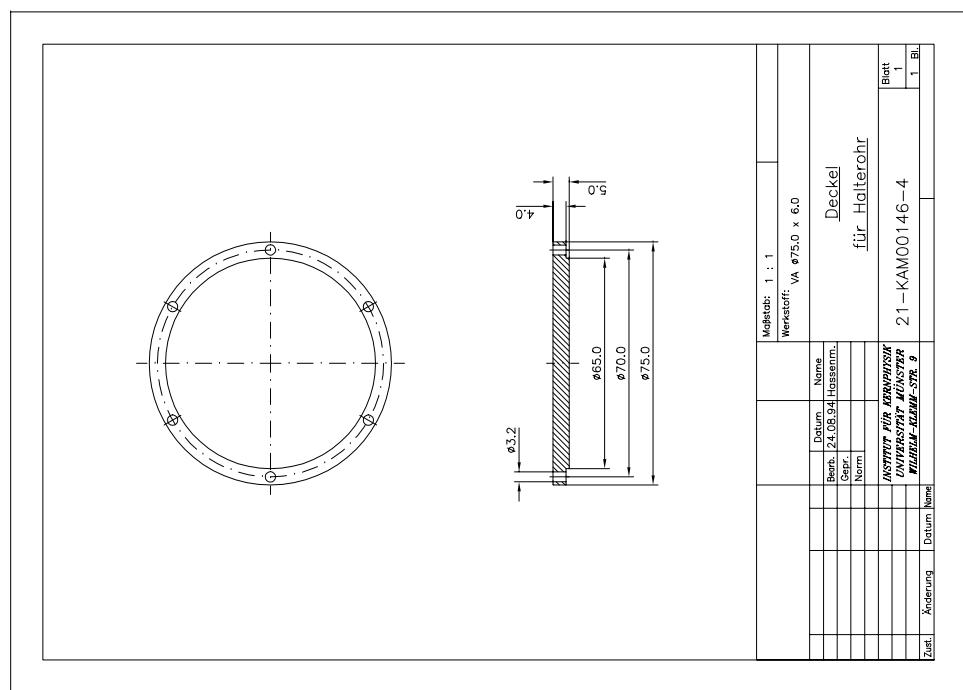
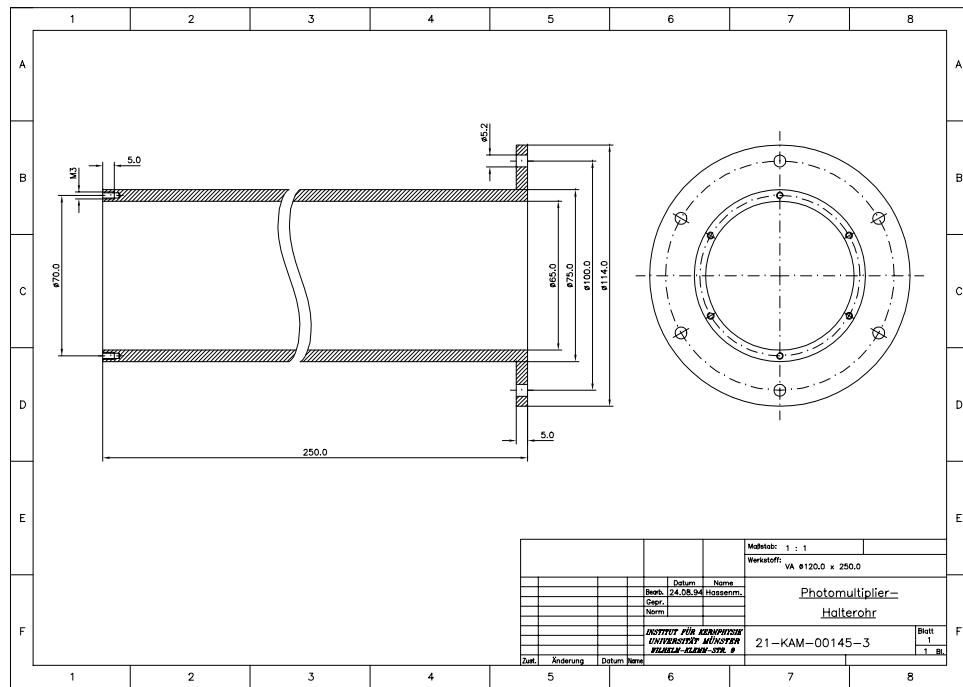


Abbildung A.6: Photomultiplier-Halterohr und zugehöriger Deckel (nicht eingezeichnet sind die Durchführungen für das SHV- und BNC-Kabel)

B. Auslese-Elektronik

Gerät	Modell	Hersteller
Puls-Generator	DB-2	<i>BNC</i> , Berkeley, California 94710
Dual Timer	N 93 B	
Linearer FI/FO	N 401	
Logischer FI/FO	N 454	
NIM-ECL-Konverter	C 467	
Hochspannungsversorgung	N 471	
TAC	1443 A	<i>Canberra Ind.</i> , Connecticut 06450
Timing-Diskriminator	STD-N-1	<i>Elscint LTD.</i> , Haifa 31-051, Israel
CFD	CF 8000	
Gategenerator	GG 8000	
Koinzidenzeinheit	CO 4000	
Q-ADC	4300 B	
Koinzidenzeinheit	622	
TTL-NIM-Konverter	688 A1	
Time-Kalibrator	462	
Scaler	430	
V-ADC	4418/V	<i>Silena</i> , 3-20063 Cernusco S/N (Mi)

Literaturverzeichnis

- [APS94] The American Physical Society, Physical Review D50, Particle And Fields (1994)
- [AUG48] P. Auger, Die kosmischen Strahlen, A. Francke AG. Verlag Berlin (1948)
- [BER92] C. Berger, Teilchenphysik, Eine Einführung, Springer-Verlag Berlin (1992)
- [BOU57] C. Bouchiat und L. Michel, Phys. Rev. 106, 170 (1957)
- [ČER64] P.A. Čerenkov, I.M. Frank und I.E. Thamm, Nobel Lectures in Physics, Elsevier, New York (1964)
- [CHE70] K.W. Chen et al., Nuclear Instruments And Methods 88, 219 (1970)
- [CLE88] Diplomarbeit G. Clewing, IKP Münster (1988)
- [FAX94] Fax der Firma NE Tecnology
- [FIT95] Programm *FIT*, F. Neumeyer, S. Strauch, TH Darmstadt (1995)
- [GRU85] C. Grupen, Kosmische Strahlung, Physik in unserer Zeit, 16. Jahrgang (1985), Nr. 3, 69 - 77
- [HAM88] Hamamatsu, Photomultiplier Tubes, Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division, Japan
- [HEI53] W. Heisenberg, Kosmische Strahlung, Springer Verlag (1953)

- [KLE92] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, B.G. Teubner Stuttgart (1992)
- [KNO89] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, John Wiley Sons, Singapore (1989)
- [LEO87] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag (1987)
- [MIC50] L. Michel, Proc. Phys. Soc. (London) A63, 514 (1950)
- [MUL95] Data Acquisition Program for IBM-PC / CAMAC-Based Multi Parameter Experiments, Wiener, Plein & Baus GmbH (1995)
- [NEP] NE Technology, Scintillation Materials, Prospekt der Firma NE Tecnology Limited, Berkshire, England
- [PRA] Praktikumsanleitung für Versuch zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer kosmischer Myonen, Darmstadt
- [PRI59] H. Primakoff, Rev. Mod. Phys. 31, 802 (1959)
- [PHB95] Physikalische Blätter, 51. Jahrgang, Heft 7/8, Antonia Rötger: Doppelt so groß wie das Saarland (1995)
- [RAS89] Diplomarbeit, A. Raschke, IKP Münster (1989)
- [ROS48] B. Rossi, Rev. Mod. Phys., Vol. 20, Number 3 (1948)
- [SCH90] Diplomarbeit R. Schmidt, IKP Münster (1990)
- [THO] Thorn Emi, Photomultiplier Tubes
- [ZIE91] Staatsexamenarbeit, A. Ziegler, IKP Münster (1991)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo möchte ich für das Ermöglichen dieser Arbeit und die interessante und abwechslungsreiche Aufgabenstellung danken.

Bei Herrn Prof. Dr. K.H. Kampert bedanke ich mich für die Betreuung meiner Arbeit während der Einarbeitungsphase.

Großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hat Herr Dr. H.J. Wörtche, dem ich insbesondere für die Geduld danken möchte, mit der er gelegentliche „Hiobsbotschaften“ aufgenommen hat.

Herrn Dr. T. Peitzmann und Herrn Dr. J. Schmand danke ich für die vielen hilfreichen Diskussionen, die zur Klärung noch offener Fragen beigetragen haben.

Bei Herrn W. Hassenmeier und Herrn N. Heine bedanke ich mich für das Anfertigen technischer Zeichnungen.

Den Mitarbeitern der Elektro- und Feinmechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn W. Gerdts und Herrn N. Bücker möchte ich danken für die sorgfältig erledigten Arbeiten, die zur Fertigstellung des Detektors geführt haben.

Für die gute Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe, all die hilfreichen Hinweise und aufschlußreichen Diskussionen danke ich:

Dipl.-Phys. C. Blume, Dipl.-Phys. D. Bock, Dipl.-Phys. E. M. Bohne, Dipl.-Phys. D. Bucher, Dipl.-Phys. A. Claussen, H. Feldmann, Dr. R. Glasow, S. Kees, S. Köhler, Dipl.-Phys. A. Khoukaz, Dipl.-Phys. J. Langheinrich, Dipl.-Phys. T. Lister, R. Ottenhues, Dipl.-Phys. K. Reygers, Dipl.-Phys. H. Schlagheck, Dipl.-Phys. D. Stüken

Ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium der Physik erst ermöglicht haben.

*Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbständig
verfaßt und keine anderen als die angegebenen
Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.*

Münster, 2. November 1995

André Röhring