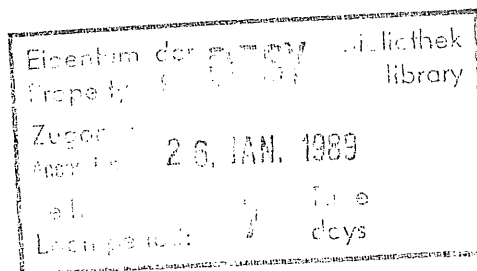


# Untersuchung des Pulshöhenverhaltens von geraden und bogenförmigen Plastikszintillationsdetektoren

Experimentell-physikalische Diplomarbeit  
am I. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Matthias Funk  
aus Wedel

Hamburg  
im Februar 1988





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Szintillationsdetektoren</b>	<b>7</b>
2.1	Szintillatormaterialien . . . . .	8
2.1.1	Szintillationsprozeß bei organischen Szintillatoren . . . . .	10
2.1.2	Plastikszintillatoren . . . . .	11
2.1.3	Die Szintillationsausbeute . . . . .	13
2.2	Energieverlust geladener Teilchen in Plastikszintillatoren . . . . .	15
2.2.1	Energieverlust durch Ionisation . . . . .	16
2.2.2	Energieverlust durch Bremsstrahlung . . . . .	19
2.2.3	Die Landau-Verteilung . . . . .	20
2.3	Lichtleitung und Lichtsammlung . . . . .	22
2.3.1	Lichtleitung im Szintillator . . . . .	22
2.3.2	Die Absorptionslänge . . . . .	24
2.3.3	Lichtleiter . . . . .	26
2.4	Photomultiplier . . . . .	26
2.4.1	Die Photokathode . . . . .	28
2.4.2	Der Elektronenvervielfacher . . . . .	29
2.4.3	Photomultiplier im Magnetfeld . . . . .	30
<b>3</b>	<b>Beschreibung der untersuchten Szintillatoren</b>	<b>32</b>
3.1	Szintillatorbretter . . . . .	32
3.2	Kreisbogenförmig begrenzte Szintillatoren . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Die Meßanordnungen</b>	<b>40</b>
4.1	Messungen mit kosmischer Strahlung . . . . .	41
4.1.1	Die kosmische Strahlung . . . . .	41
4.1.2	Aufbau der Koinzidenzdetektoren . . . . .	41
4.1.3	Elektronischer Aufbau bei den Muonenmessungen . . . . .	43
4.2	Messungen mit Elektronen . . . . .	46
4.2.1	Mechanischer Aufbau . . . . .	46
4.2.2	Elektronischer Aufbau . . . . .	47
4.3	Die Datenaufnahme . . . . .	51
4.3.1	Das Datenaufnahmesystem . . . . .	51
4.3.2	Das List-Mode-Verfahren . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>53</b>
5.1	Die Datenauswertung . . . . .	53
5.1.1	Erzeugung von Pulshöhenspektren aus List-Mode-Daten . . . . .	54
5.1.2	Die Fitfunktion . . . . .	54
5.1.3	Das Fitprogramm . . . . .	56

5.2	Ergebnisse der Untersuchungen von geraden Szintillatoren . . . . .	59
5.2.1	Ortsabhängigkeit der Pulshöhe bei 180 cm langen Szintillatorbrettern	59
5.2.2	Vergleich der 180 cm langen Detektoren . . . . .	61
5.2.3	Ergebnisse des 3.60 m langen Szintillationsdetektors . . . . .	64
5.3	Ergebnisse der Untersuchungen von bogenförmigen Szintillatoren . . . . .	67
5.3.1	Der 180°-Bogen . . . . .	67
5.3.2	Der Szintillatorring . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Materialdaten</b>	<b>78</b>
<b>B</b>	<b>Photomultiplierdaten</b>	<b>80</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Im Sommer 1990 werden die ersten Experimente am Speicherring HERA (Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage) beginnen. Bei diesen Experimenten werden 30 GeV-Elektronen mit 820 GeV-Protonen kollidieren. Die Energie im Massenschwerpunktsystem beträgt dabei 314 GeV, der maximale Impulsübertrag  $Q_{\max}$  liegt bei  $10^5$  GeV<sup>2</sup>.

Zur Zeit sind zwei Detektoren (H1 und ZEUS) im Bau, mit denen die Reaktionsprodukte aus der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen gemessen werden können.

Das I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg beteiligt sich am H1-Detektor unter anderem durch den Aufbau der Szintillatorwände, die etwa 2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt auf der Protoneneintrittsseite ("Rückwärtsbereich") des Detektors senkrecht zum Strahlrohr aufgestellt werden. Die Szintillatorwände dienen als Veto-Detektoren zur Reduktion von Untergrundereignissen, die z. B. durch Wechselwirkungen der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr, im wesentlichen zeitgleich mit dem Protonenbunch in den Detektor einfallen. In Abb. 1.1 ist der H1-Detektor schematisch dargestellt.

Zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit war geplant, zur Reduktion von Untergrundereignissen den H1-Detektor mit einem kompletten Flugzeitsystem (Time-of-Flight, TOF) auszustatten, wie es auch andere Hoch-Energie-Physik Detektoren (Mark III, Argus) besitzen. Sowohl aus Kostengründen wie auch aus der Überlegung heraus, daß Untergrundereignisse aus der kosmischen Strahlung für den 20 m unter der Erdoberfläche aufgebauten Detektor kein ernstes Problem darstellen, wurde das vollständige TOF-System zugunsten von einer oder zwei Szintillator-Veto-Wänden aufgegeben.

Das Thema der vorliegenden Arbeit wurde in Hinblick auf das geplante vollständige TOF-System gestellt, so daß im folgenden darauf Bezug genommen wird.

Das TOF-System umgibt den Innendetektor fast vollständig. Die Länge des umschlossenen Volumens beträgt etwa 4 m, sein Durchmesser etwa 1.80 m. Es soll in der Lage sein, den Ort und Zeitpunkt eines Teilchendurchganges genügend genau zu bestimmen, um durch Vergleich mit dem Zeitpunkt der Wechselwirkung im Vertex, unter Berücksichtigung des Flugweges, Reaktionsprodukte aus dem Vertex von Untergrundereignissen unterscheiden zu können. Diese Aufgabe erfordert neben einer guten Orts- und Zeitauflösung eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Teilchen aller Art und Energie.

Der achsenparallele Teil des TOF-Systems besteht aus langen Szintillatorbrettern, die nebeneinander liegend den Zylindermantel überdecken. Bei einer Breite eines einzelnen Szintillatorbrettes von 8.5–10 cm waren etwa 60 Einzeldetektoren für den Zylindermantel vorgesehen. Jedes Szintillatorbrett wird an seinen gegenüberliegenden Enden von Photomultipliern ausgelesen. Durch Messung der Laufzeitdifferenz eines Szintillationssignals zu beiden Photomultipliern kann der Ort des Teilchendurchganges längs des Szintillator-

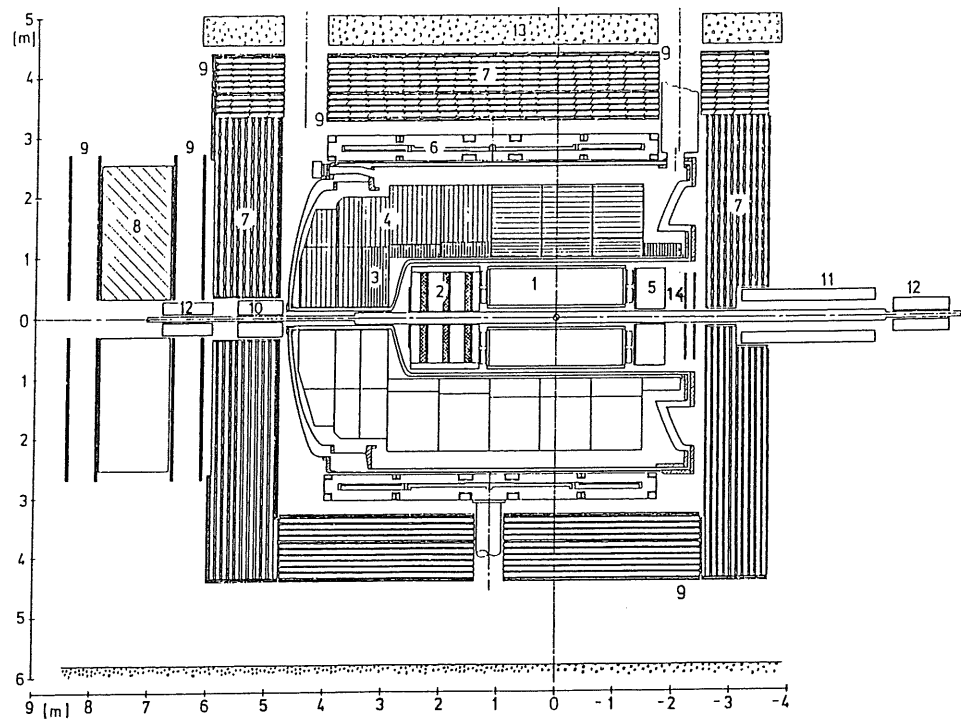


Abb. 1.1: Gesamtansicht des H1-Detektors.

1 - Innendetektor, 2 - Spurkammern, 3 - Elektromagnetisches Flüssig-Argon Kalorimeter, 4 - Hadronisches Flüssig-Argon Kalorimeter, 5 - Elektromagnetisches Kalorimeter, 6 - Spule, 7 - Eisenjoch mit Streamer-Röhren, 8 - Muon-Toroid-Magnet, 9 - Muon-Kammern, 10 - Plug-Kalorimeter, 11 - Ausgleichsspule, 12 - HERA-Quadrupol, 13 - Beton, 14 - Szintillator-Veto-Wände  
Das geplante TOF-System sollte den Innendetektor und die Spurkammern umgeben.

brettes bestimmt werden; die erreichbare Zeitauflösung bestimmt die Ortsauflösung. In  $\varphi$ -Richtung ist die Ortsauflösung durch die Segmentierung des Zylindermantels gegeben. Zusätzlich erhält man bei der späteren Off-line-Auswertung der Elektron-Proton Reaktionen aus den Signalen der Drift- und Proportionalkammern des innerhalb des TOF-Zylinders liegenden Innendetektors eine wesentlich präzisere Ortsauflösung.

Für die Stirnwände des TOF-Systems wurden verschiedene Möglichkeiten der Segmentierung vorgeschlagen. Eine einfache Lösung sieht trapezförmige Szintillatoren vor, die nebeneinander liegend eine Kreisfläche mit einer mittleren Öffnung für das Strahlrohr bedecken. Die Breite der Szintillatoren am äußeren Radius würde dabei der Breite der langen Szintillatorbretter entsprechen. Wegen fehlenden Platzes für Photomultiplier nahe dem Strahlrohr könnten diese Szintillatoren von nur einem Photomultiplier ausgelesen werden, eine entsprechend schlechte Orts- und Zeitaufklärung wäre die Folge.

Eine andere Möglichkeit, die Szintillatorwände zu segmentieren, ist in Abb. 1.2 dargestellt und wurde für die Veto-Detektor-Wände in [Tec86] vorgeschlagen. Die viertel- bzw. achteckringförmigen Szintillatoren werden von je zwei Photomultipliern ausgelesen, wobei jedoch jeder Photomultiplier zwei aneinandergrenzende Segmente ausliest. Details dieser Lichtauskopplung werden in Kap. 3.2 beschrieben. Die konzentrische Anordnung der Detektoren erlaubt es, der vergrößerten Intensität des Strahluntergrundes

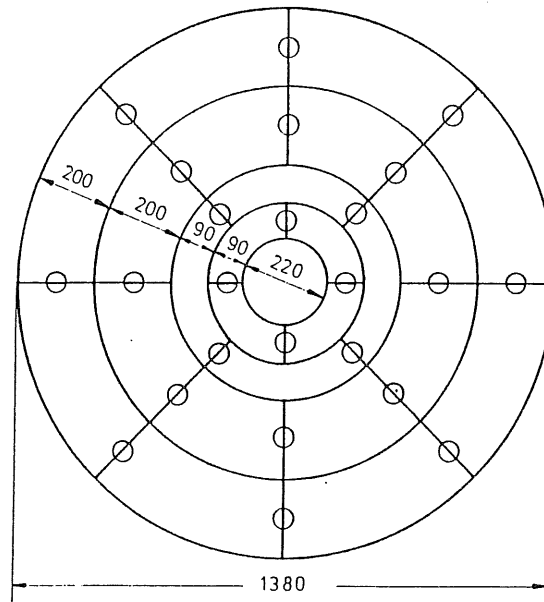


Abb. 1.2: Vorgeschlagene Segmentierung der Szintillator-Veto-Wände mit kreisringförmigen Szintillatoren.

nahe dem Strahlrohr durch eine feinere Segmentierung in diesem Bereich Rechnung zu tragen. Der Strahluntergrund entsteht durch Wechselwirkungen der Protonen mit Restgasmolekülen im Vakuumrohr. Die dabei entstehenden Sekundärteilchen bewegen sich parallel zum Protonenbunch, innerhalb und außerhalb nahe des Strahlrohrs.

Das gesamte TOF-System, wie auch die Veto-Detektoren, befinden sich innerhalb des 1.2 T starken homogenen Magnetfeldes des H1-Detektors. Alle Szintillatoren müssen durch Photomultiplier ausgelesen werden, die innerhalb dieses Magnetfeldes genügend große Stromverstärkung liefern, da es nicht möglich ist, die Szintillatorsignale durch lange Lichtleiter in einen feldfreien Raum außerhalb des Detektors zu transportieren. Diese speziellen Photomultiplier mit Transmissionsdynoden (Kap. 2.4.3) müssen parallel zum Magnetfeld angeordnet werden. Daher ist für die Stirnwände des TOF-Systems, wie auch für die Veto-Wände, eine Lichtumlenkung um  $90^\circ$  erforderlich.

Die geforderte hohe Nachweiswahrscheinlichkeit aller Szintillationsdetektoren erfordert die Verwendung eines Szintillatormaterials mit hoher Lichtausbeute und, insbesondere für die langen Szintillatorbretter, einer großen Absorptionslänge. Aufgrund von Untersuchungen an SCSN-38 [Tan83], die eine effektive Absorptionslänge von 180 cm ergaben, wurde dieses Material für die Szintillatoren ausgewählt. Zudem ist SCSN-38 gegen Strahlenschädigungen resistenter als andere Plastiksintillatoren [ZEU87].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen mit Szintillationsdetektoren in verschiedenen Geometrien durchgeführt. Die Untersuchungen galten einerseits der Verwendbarkeit von SCSN-38 in Form langer Bretter, andererseits der Realisierbarkeit von kreisringförmigen Szintillationsdetektoren mit der für die Veto-Wände notwendigen Lichtumlenkung um  $90^\circ$ . Die Untersuchungen wurden gemeinsam mit Harald Weser durchgeführt, in dessen Diplomarbeit [Wes88] das Zeitverhalten der Detektoren beschrieben wird. In dieser Arbeit wird auf die Signalamplituden der Detektoren und ihre Abhängigkeit vom Einstrahlungsort eingegangen.

Im folgenden Kapitel 2 werden die Komponenten, Szintillator, Lichtleiter und Photomultiplier, vorgestellt und die Wirkungsweise von Szintillationsdetektoren erläutert. Der Szintillationsprozeß von organischen Szintillatormaterialien, insbesondere Plastiksintillatoren, wird beschrieben. Wegen der Bedeutung für die Anregung des Szintillators wird

auf die Energieverlustmechanismen von geladenen Teilchen in Materie eingegangen, insbesondere auf die statistische Verteilung (Landau-Verteilung) des Energieverlustes. In Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit untersuchten Szintillationsdetektoren mit ihren Abmessungen und Lichtleitern zur Ankopplung der Photomultiplier beschrieben. Anschließend werden im 4. Kapitel die Meßanordnungen für die Untersuchungen der Detektoren angegeben. Es wurden sowohl kosmische Muonen als auch hochenergetische Elektronen des DESY-Teststrahls zur Anregung der Szintillatoren verwendet. Im Kapitel 5 wird der Gang der Auswertung beschrieben und die Ergebnisse der Untersuchungen bezüglich des Pulshöhenverhaltens vorgestellt. Es folgt schließlich eine kurze Zusammenfassung. Im Anhang sind Materialdaten der untersuchten Szintillatoren und Details über die verwendeten Photomultiplier und Spannungsteiler zusammengestellt.



## Kapitel 2

# Szintillationsdetektoren

Die Wirkungsweise von Szintillationsdetektoren beruht darauf, daß die nachzuweisenden Teilchen unter Verlust von kinetischer Energie entlang ihrer Bahn im Szintillator<sup>1</sup> Moleküle anregen bzw. ionisieren. Die Anregungsenergie wird zum größten Teil in Wärme umgewandelt, jedoch wird ein kleiner Teil (1-10%) als Licht emittiert, dessen Intensität<sup>2</sup> vom Betrag des Energieverlustes abhängt. Das Licht breitet sich isotrop im Szintillator aus, wird an den Szintillatorwänden reflektiert und an mindestens einer Fläche des Szintillators durch Photomultiplier nachgewiesen. Gegebenenfalls wird zwischen Szintillator und Photomultiplier ein Lichtleiter zur geometrischen Anpassung von Szintillatorfläche und Photomultiplierkathode verwendet. Da die Größe des Lichtpulses gering ist und entsprechend hohe Empfindlichkeit des Photomultipliers erfordert, muß der gesamte Detektor sorgfältig gegen Außenlicht geschützt werden. Dies geschieht meist durch eine lichtundurchlässige Kunststoffolie, die den Detektor umhüllt.

Die Signalhöhe am Photomultiplier ist abhängig von der Zahl der gebildeten Photonen und damit von der durch die geladenen Teilchen deponierten Energie. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß

- der Energieverlust monoenergetischer Teilchen längs ihres Flugweges durch den Detektor statistisch verteilt ist
- nur ein kleiner Teil der deponierten Energie in Licht umgewandelt wird
- beim Transport des Lichtes durch den Szintillator und Lichtleiter Verluste auftreten
- die Höhe des elektrischen Signals des Photomultipliers von der Kathodenempfindlichkeit, der angelegten Hochspannung und einem eventuell vorhandenen äußeren Magnetfeld abhängt.

Eine grobe Abschätzung über die zu erwartende Pulshöhe für einen typischen Plastikszintillator mit einer Dicke von 2 cm, in dem minimal ionisierende Teilchen 5 MeV deponieren (Kap. 2.2), ergibt etwa 1000 Photoelektronen an der Kathode, wobei eine Szintillationsausbeute von 3% (Kap. 2.1.3), Verluste beim Lichttransfer von 90% und eine Quantenausbeute von 20% (Kap. 2.4) angenommen wurde. Bei einem Faktor von etwa  $10^6$  (Anh. B) für die Elektronenvervielfachung erhält man einen Anodenpuls, der ungefähr  $10^8$  Elektronen entspricht.

---

<sup>1</sup>Der Begriff Szintillationsdetektor für den gesamten Detektor und Szintillator werden häufig synonym gebraucht. Hier soll jedoch mit Szintillator nur das aktive Volumen des Detektors gemeint sein.

<sup>2</sup>Die Einheit der Intensität ist  $[J/m^2s]$ . Wegen  $E = Nh\nu$  ist die Lichtintensität proportional zur Anzahl der pro Teilchendurchgang erzeugten bzw. nachgewiesenen Photonen.

Abb. 2.1 zeigt die wesentlichen Bestandteile und den Aufbau eines Szintillationsdetektors. Die Einflüsse der einzelnen Komponenten auf die Lichtausbeute werden in diesem Kapitel näher erläutert.

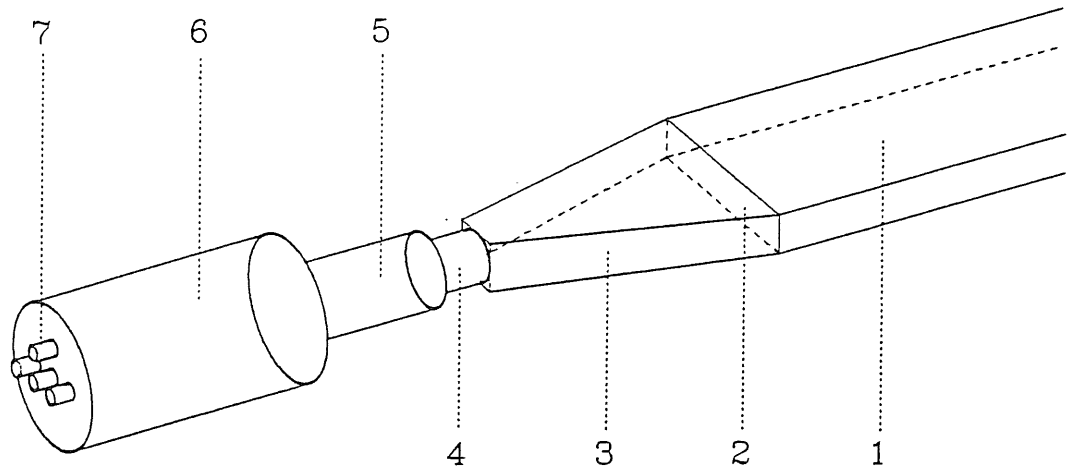


Abb. 2.1: Komponenten eines Szintillationsdetektors :

1 - aktives Volumen, 2 - ausgelesene Fläche, 3 - Lichtleiter, 4 - Lichtleiterflansch zur Befestigung des Photomultipliers, 5 - Photomultiplier, 6 - Spannungsteiler, 7 - Anschlüsse für Signal und Hochspannungskabel. Nicht dargestellt sind die lichtundurchlässige Umhüllung des Detektors und die Mechanik zur Befestigung des Photomultipliers.

## 2.1 Szintillatormaterialien

Es gibt viele verschiedenartige Materialien, die die Eigenschaft haben, absorbierte Energie in Licht umzuwandeln. Bei anorganischen Stoffen beruht der Effekt in den meisten Fällen auf der kristallinen Struktur dieser Szintillatoren. Beispiele für solche Stoffe sind  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ ,  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ ,  $\text{CsJ}(\text{Na})$ . Da sie nur als Einkristalle szintillieren und gleichzeitig transparent sind, ist ihre Anwendung auf kleinere Einzeldetektoren beschränkt. Häufig sind die Kristalle hygroskopisch und zerbrechlich und daher schwierig zu handhaben. Der Vorteil der anorganischen Szintillatoren liegt in ihrer hohen Lichtausbeute und guten Energieauflösung für  $\gamma$ -Strahlung.

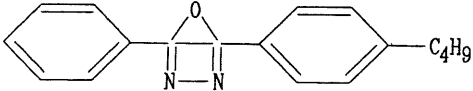
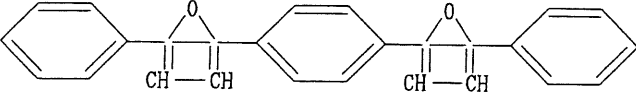
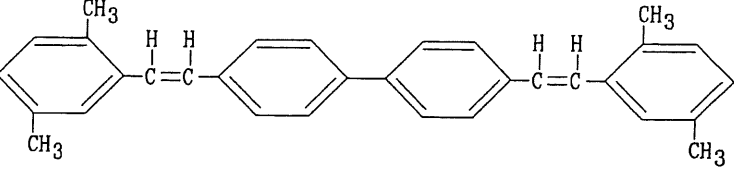
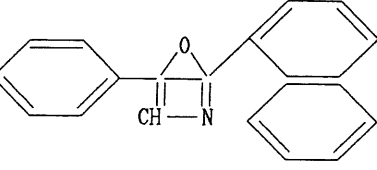
Unter den organischen Szintillatoren gibt es neben kristallinen Stoffen (Naphtalin, Anthracen) auch Materialien, die allein aufgrund ihrer Molekülstruktur szintillieren. Aus diesen Substanzen (Tab. 2.1) können Flüssig- und Plastikszintillatoren hergestellt werden, die den Bau großvolumiger Detektoren ermöglichen. Die Szintillationsausbeute ist bei organischen Materialien deutlich kleiner als bei anorganischen Stoffen, doch ist die bessere Handhabbarkeit und die kürzeren Abklingzeiten der Signale für viele Anwendungen vorteilhaft.

Während bei Detektoren mit anorganischen oder kristallinen organischen Szintillatoren das gesamte aktive Volumen nur aus dem Szintillatormaterial selbst besteht, ist bei Flüssig- oder Plastikszintillatoren die eigentliche Szintillatorsubstanz nur zu einem kleinen Prozentsatz (1-10%) in einem organischen Lösungsmittel enthalten. Geladene Teilchen

verlieren Energie im Szintillator im wesentlichen durch Wechselwirkungen mit Molekülen dieses Lösungsmittels. Es existieren aber Mechanismen, um die Anregungsenergie auf die eigentlichen Szintillatormoleküle zu übertragen (Kap. 2.1.2).

Allgemein werden an einen Szintillator folgende Ansprüche gestellt [Kno79], wobei jedoch kein Material alle Kriterien gleichermaßen gut erfüllt:

- hohe Effizienz bei der Umwandlung von Anregungsenergie in Licht,
- linearer Zusammenhang zwischen dem Energieverlust und der Lichtintensität,
- gute Transparenz des Szintillators für das eigene Szintillationslicht,
- gute mechanische Eigenschaften,
- Brechungsindex nahe dem des Eintrittsfensters des Photomultipliers,
- ein der Anwendung entsprechendes Zeitverhalten.

Szintillator <sup>3</sup>	Struktur
b-PBD	
POPOP	
BDB	
$\alpha$ -NPO	

Tab. 2.1: Strukturformeln einiger organischer Szintillatormoleküle.

Allen Substanzen gemeinsam ist der aus sechs Kohlenstoffatomen bestehende aromatische Ring, der für die Szintillationseigenschaften dieser Materialien verantwortlich ist. Alle hier aufgeführten Substanzen finden in Flüssig- oder Plastiksintillatoren Verwendung.

<sup>3</sup>b-PBD : 2-(4-t-butylphenyl)-5-phenyl-oxadiazol, POPOP : 1,4-di-(phenyl-5-oxazolyl-2)-benzol  
 BDB : 4,4'-bi-(2,5-dimethyl-styryl)-biphenyl,  $\alpha$ -NPO : 2-(1-naphthyl)-5-phenyl-oxazol  
 (nach [Tau87])

### 2.1.1 Szintillationsprozeß bei organischen Szintillatoren

Alle organischen Szintillatoren gehören zur Gruppe der aromatischen Kohlenwasserstoffe, deren Charakteristikum die Ringstruktur aus sechs Kohlenstoffatomen ist. Aufgrund der Gleichwertigkeit der sechs Ringbindungen ergeben sich Energieverhältnisse, die für die Szintillationseigenschaften dieser Moleküle verantwortlich sind, unabhängig davon, ob diese Moleküle als Komponenten von Flüssig- oder Plastiksintillatoren vorliegen [Bir60]. Ein typisches Energieniveauschema ist in Abb. 2.2 dargestellt.

$S_0, S_1, S_2, \dots$  bezeichnen Singulett-Zustände (Spin 0),  $T_1, T_2, T_3, \dots$  bezeichnen Triplett-Zustände (Spin 1) des Moleküls. Der Energieabstand zwischen dem  $S_0$  und  $S_1$  Niveau beträgt typischerweise 3–4 eV, die folgenden Abstände sind etwas kleiner. Jedes Niveau ist in Vibrationszustände ( $S_{01}, S_{02}, \dots, S_{10}, S_{11}, \dots$ ) aufgespalten. Diese Niveaus liegen etwa 0.15 eV auseinander, so daß sich bei Raumtemperatur die Moleküle im Grundzustand  $S_{00}$  befinden.

Ein den Szintillator durchquerendes geladenes Teilchen regt die höheren Singulett-Zustände der Moleküle an. Diese Anregung erfolgt praktisch gleichzeitig mit dem Teilchendurchgang (aufwärts gerichtete Pfeile). Innerhalb von Picosekunden nach der Anregung kommt es durch Schwingungsrelaxation und innere Umwandlung zur Besetzung des  $S_{10}$ -Zustandes, dessen Lebensdauer typischerweise einige Nanosekunden beträgt (abwärts gerichtete, gestrichelte Pfeile). Diese Vorgänge erfolgen strahlungslos.

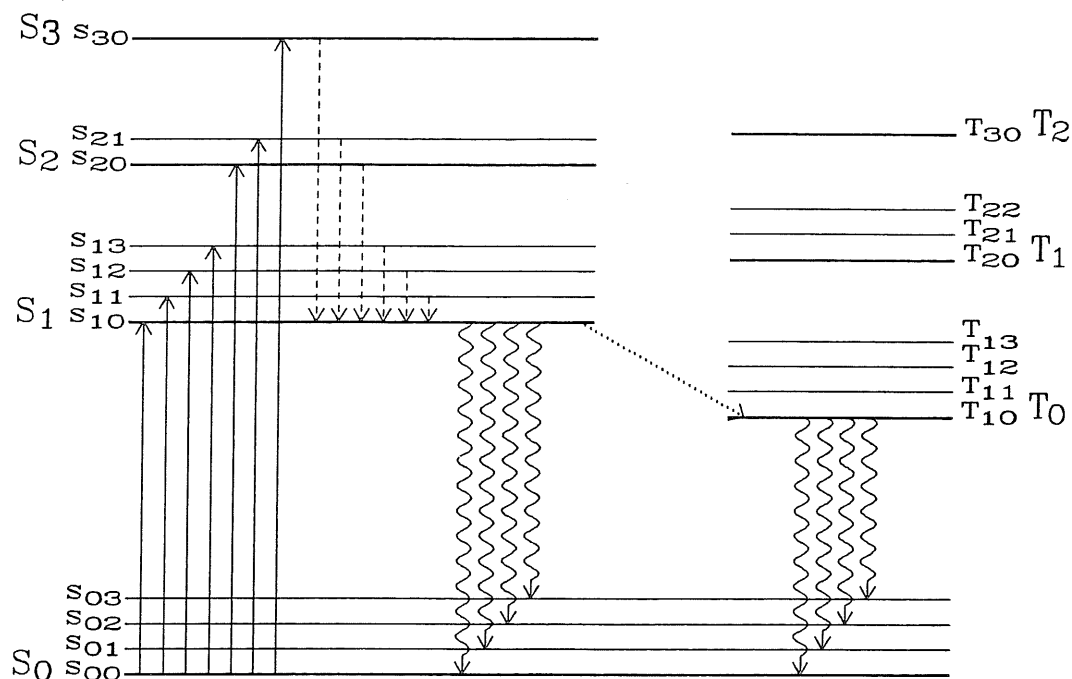


Abb. 2.2: Energieniveauschema eines organischen Szintillatormoleküls.

Die aufwärts gerichteten Pfeile stellen die Anregung als Folge des Teilchendurchganges dar. Die anschließende Besetzung des  $S_{10}$ -Zustandes erfolgt strahlungslos. Beim Übergang vom  $S_{10}$  in einen der  $S_0$ -Zustände wird in spontaner Fluoreszenz der Hauptteil des Szintillationslichtes emittiert. Durch Intersystem-Übergänge kann auch das  $T_{10}$ -Niveau besetzt werden. Bei der Relaxation dieses langlebigen Zustandes wird Licht größerer Wellenlänge als Phosphoreszenz emittiert.

Beim Übergang vom  $S_{10}$ -Zustand in einen der  $S_0$ -Zustände kommt es dann zur Emission von Licht. In dieser spontanen Fluoreszenz wird der Hauptteil des Szintillationslichtpulses emittiert.

In geringerem Maße kommt es aber auch nach der Anregung und anschließender Relaxation zur Besetzung des niedrigsten Triplett-Zustandes. Dieser liegt energetisch niedriger als der  $S_{10}$ -Zustand und ist langlebiger. Beim Übergang vom  $T_{10}$ -Zustand in den  $S_0$ -Zustand wird Licht größerer Wellenlänge emittiert, zudem erfolgt die Emission später (Größenordnung Mikrosekunden) als die spontane Fluoreszenz. Dieser Prozeß wird als Phosphoreszenz bezeichnet.

Ein guter Szintillator zeichnet sich dadurch aus, daß der Hauptanteil des Lichtes durch Fluoreszenz emittiert wird. Phosphoreszenz und verzögerte Fluoreszenz tragen zur Lichtintensität nur wenig bei.

Zu einer dritten Möglichkeit der Lichtemission kommt es, wenn Moleküle aus dem  $T_{10}$ -Zustand wieder in den  $S_{10}$ -Zustand und von dort in den Grundzustand übergehen. Es wird Licht der gleichen Wellenlänge wie bei der spontanen Fluoreszenz emittiert, jedoch zu einem späteren Zeitpunkt, so daß man hier von verzögerter Fluoreszenz spricht.

Die emittierte Strahlung kann nur dann von gleichartigen Molekülen reabsorbiert werden, wenn ihre Energie mindestens der Energiedifferenz der Niveaus  $S_{10} - S_{00}$  entspricht. Diese minimale Absorptionsenergie ist jedoch gleichzeitig die maximale Emissionsenergie. Absorptions- und Emissionsspektrum sind daher deutlich gegeneinander verschoben (Abb. 2.3).

Neben den Fluoreszenz- und Phosphoreszenzübergängen nach  $S_0$  existieren strahlungslose Übergänge, durch die ein Teil der Anregungsenergie in Wärme statt in Licht umgewandelt wird. Im Normalfall ist die Wahrscheinlichkeit für solche Übergänge jedoch gering. Durch Zerstörungen von Molekülen kann sich der strahlungslos abgegebene Energieanteil vergrößern. Man bezeichnet den Vorgang der strahlungslosen Relaxation als Quenching.

### 2.1.2 Plastikszintillatoren

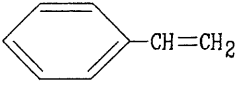
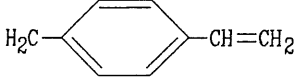
Plastikszintillatoren werden hergestellt, indem man kleine Mengen organischen Szintillators in einer Substanz löst, die unter Einwirkung von Wärme oder einem Katalysator zu einer Matrix polymerisiert. Dabei vereinigen sich die Moleküle zu einem Riesenverband und erlangen dadurch neue mechanische Eigenschaften. Beispiele für solche Materialien sind Styrol, Trägersubstanz von SCSN-38, oder Vinyltoluol, Basismaterial von NE110. Die Strukturen dieser Materialien sind in Tab. 2.2 angegeben.

Plastikszintillatoren lassen sich in fast allen Formen und Größen herstellen, als Platten, Blöcke, Folien, Fasern und Röhren. Sie lassen sich mechanisch gut bearbeiten und sind, im Gegensatz zu den meisten anorganischen Szintillatorkristallen, nicht hygroskopisch.

Der Anteil des eigentlichen Szintillators im Polymer beträgt nur wenige Prozent, so daß die mechanischen Eigenschaften im wesentlichen von der Matrix bestimmt werden. Daher wird aber auch der größte Teil der Energie, den die geladenen Teilchen im aktiven Volumen verlieren, an Moleküle der Matrix abgegeben und nicht an Szintillatormoleküle selbst.

Szintillatorsubstanz und Polymer müssen deshalb so gewählt sein, daß es Mechanismen für einen Energietransfer von der Matrix zu den Szintillatormolekülen gibt.

Bei SCSN-38 und NE110 erfolgt dieser Energietransfer durch kurzweilige Strahlung, die von den Matrixmolekülen als Folge der Anregung emittiert wird [Bir60]. Die Szintillationseigenschaft der Matrix folgt aus der Existenz des aromatischen Kohlenstoffringes in jedem Einzelmolekül, da gerade diese Ringstruktur den Szintillationseffekt ermöglicht

Monomer	Struktur
Styrol	
Vinylnol	

Tab. 2.2: Monomere für die Plastikszintillatoren SCSN-38 und NE110.  
Die beiden Substanzen gemeinsamen aromatischen Kohlenstoffringe sind für den Energietransfer von der Matrix auf die Szintillatormoleküle wichtig.

(Kap. 2.1.1). Allerdings liegen bei den Matrixmolekülen Absorptions- und Emissionsspektren nicht weit genug auseinander, so daß das kurzwellige Licht bereits nach wenigen Zentimetern Lichtweg von den benachbarten Molekülen vollständig absorbiert wird. Regt dieses Licht jedoch ein Szintillatormolekül an, so reagiert dieses durch Aussendung von Strahlung größerer Wellenlänge, für die die Matrix transparent ist. Diese Strahlung kann noch durch gleichartige Szintillatormoleküle absorbiert werden, deren Konzentration jedoch gering und Reabsorption entsprechend unwahrscheinlich ist.

Häufig enthalten Plastikszintillatoren einen weiteren organischen Szintillator in noch geringerer Konzentration (etwa 1% der ersten gelösten Substanz), der als Wellenlängenschieber dient. Seine Moleküle können durch Licht des ersten Szintillators angeregt werden und emittieren als Folge Strahlung mit noch größerer Wellenlänge. Die Wahrscheinlichkeit der Eigenabsorption wird durch diese Wellenlängenverschiebung weiter verringert. Zusätzlich erzielt man eine bessere Anpassung der Wellenlänge des Szintillationslichtes an den empfindlichen Bereich des Photomultipliers [Lan66].

Abb. 2.3 zeigt Absorptions- und Emissionsspektren von b-PBD und BDB, den beiden in Polystyrol gelösten organischen Szintillatoren in SCSN-38.

Einflüsse, die zu einer Verschlechterung der Lichtausbeute eines Plastikszintillators führen, sind u. a.

- Fremdmoleküle, die Anregungsenergie absorbieren und strahlungslos abgeben. Sie können als Verunreinigungen in den Szintillator gelangt sein oder durch chemische Veränderungen entstanden sein, etwa durch Zersetzung der Matrix unter Licht- und Sauerstoffeinfluß oder durch starke ionisierende Strahlung
- Änderungen in den Energieniveaus der beteiligten Moleküle, wodurch die Abstimmung von Emissions- auf Absorptionsspektren gestört und der Energietransfer behindert wird
- Ionisierung der Moleküle entlang der Teilchenbahn bei zu großer Anregungsenergie. Die ionisierten Moleküle rekombinieren zwar, jedoch nicht unter Emission von Licht (Radiation Quenching)
- Verfärbungen des Szintillators, etwa als Folge zu starker Bestrahlung, wodurch der Lichttransport beeinträchtigt wird.

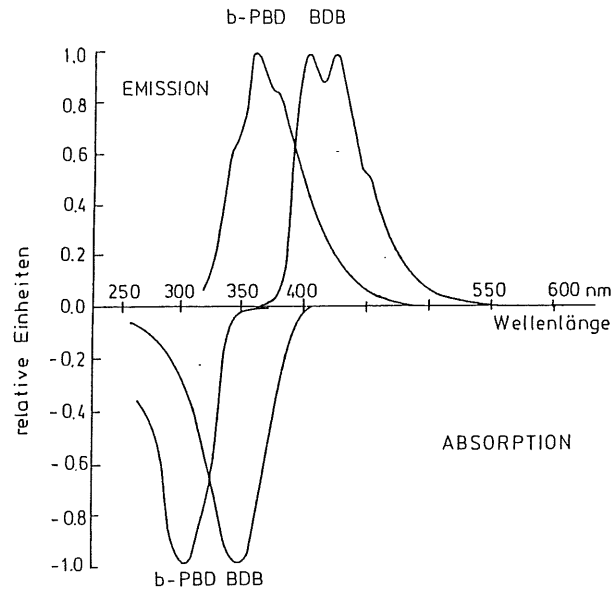


Abb. 2.3: Absorptions- und Emissionsspektren der Szintillatorsubstanzen in SCSN-38 (nach [Kam77]).

Der geringe Überlapp zwischen Absorptionsspektrum von b-PBD und dem Emissionsspektrum von BDB bedingt die Transparenz des Plastiksintillators gegenüber seinem eigenen Szintillationslicht.

### 2.1.3 Die Szintillationsausbeute

Die Szintillationsausbeute  $\eta$  gibt an, welcher Prozentsatz der absorbierten Energie  $E_a$  als Licht emittiert wird:

$$\eta = \frac{E_e}{E_a} \quad (2.1)$$

Die absorbierte Energie kann rechnerisch über die Energieverlustbeziehungen (Kap. 2.2) aus den Materialdaten des Szintillators oder experimentell bestimmt werden. Auf die als Licht emittierte Energie kann aus der Anzahl der an der Kathode des Photomultipliers erzeugten Photoelektronen geschlossen werden. Dazu betrachtet man die von den Molekülen emittierten Photonen, deren Anzahl und Energie vom Spektrum der Strahlung abhängt. Vereinfachend kann man von einer Anzahl  $N$  von Photonen mit einer mittleren Energie  $h\bar{\nu}$  ausgehen. Es gilt:

$$E_e = Nh\bar{\nu} \quad (2.2)$$

mit

$$N = \int N(\lambda) d\lambda .$$

$N(\lambda)$  ist die Anzahl der Photonen pro Wellenlänge und Sekunde. Für die mittlere Energie der Photonen ergibt sich damit

$$h\bar{\nu} = \frac{hc}{N} \int \frac{N(\lambda)}{\lambda} d\lambda \quad (2.3)$$

Da Emissions- und Absorptionsspektrum des Szintillators teilweise überlappen, ist  $h\bar{\nu}$  abhängig von der optischen Weglänge im Detektor. Extrem ist diese Abhängigkeit auf den ersten Zentimetern. Dort wird das ursprünglich kurzwellige Licht vollständig absorbiert und mit deutlich größerer Wellenlänge reemittiert. Im weiteren Verlauf nimmt  $h\bar{\nu}$  nur

noch geringfügig ab. Da die Wahrscheinlichkeit für Eigenabsorption von Licht mit dieser Wellenlänge gering ist, bleibt die Anzahl der Photonen nahezu konstant.

Erreicht nun ein Bruchteil  $F$  der ursprünglich erzeugten Photonen die Photokathode, so wird ein Photostrom der Stärke  $I$  erzeugt, für den gilt:

$$I = eF \int \epsilon(\lambda) N(\lambda) d\lambda = eF\bar{\epsilon}N, \quad (2.4)$$

wobei  $\epsilon(\lambda)$  die Quantenausbeute der Photokathode für die Wellenlänge  $\lambda$  bedeutet, und  $\bar{\epsilon}$  eine mittlere Quantenausbeute bezeichnet. Das gemessene Signal  $I_g$  ist diesem Photostrom direkt proportional. Damit folgt für die emittierte Energie:

$$E_e = \frac{Ih\bar{\nu}}{eF\bar{\epsilon}} \propto I_g \quad (2.5)$$

Bis auf  $F$ , den Bruchteil der registrierten Photonen, ist damit die emittierte Energie bestimmt. Da  $F$  aber von der Geometrie des Szintillators abhängt, sind Absolutmessungen nur dann möglich, wenn  $F$  bestimmt werden kann<sup>4</sup>. In [Cla74] sind Messungen mit kugelförmigen Szintillatoren beschrieben, bei denen  $F$  allein vom Raumwinkel der Photokathode abhängt. Für Plastikszintillatoren wurden Werte für die Szintillationsausbeute  $\eta$  von etwa 3% gemessen. In den meisten Fällen wird jedoch  $\eta$  nur relativ bestimmt, indem die Lichtintensität verschiedener Szintillatormaterialien mit gleicher Geometrie und Strahlungsquelle gemessen wird [Bir64].

Bei der Bestimmung von  $\eta$  und der Berechnung der zu erwartenden Pulshöhe muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß  $\eta$  von der absorbierten Energie abhängen kann. Im idealen Fall gilt:

$$\frac{dI_g}{dx} = S \cdot \frac{dE_0}{dx} \quad (2.6)$$

$dE_0/dx$  bezeichnet den Energieverlust eines geladenen Teilchens mit der Anfangsenergie  $E_0$  pro Längeneinheit durchquerten Materials,  $dI_g/dx$  die zu diesem Energieverlust am Photomultiplier gemessene Lichtenergie. Die Proportionalitätskonstante  $S$  beinhaltet die Szintillationsausbeute  $\eta$  des Materials, sowie Geometrie- und Photomultipliereffekte.  $S$  bezeichnet die Szintillationsausbeute eines realen Detektors.

Für schwere Teilchen (Muonen, Protonen) beobachtet man, daß die Lichtenergie nicht linear vom Energieverlust abhängt [Smi68]. Insbesondere für kleine Teilchenenergien und dem damit verbundenen hohen Energieverlust (Kap. 2.2) ist die Lichtausbeute unterproportional.

Zur Beschreibung dieses Verhaltens gibt es mehrere semiempirische Ansätze [Cra70]. Der einfachste geht davon aus, daß es bei großem Energieverlust neben der Anregung der Moleküle auch zu Ionisierung oder gar dauerhafter Zerstörung<sup>5</sup> kommen kann. Das Verhältnis der Anzahl dieser "beschädigten" Moleküle zu der Anzahl der "normal" angeregten Molekülen hängt linear von der absorbierten Energie ab.

$$\frac{n_{\text{dam}}}{n_{\text{exc}}} = B \cdot \frac{dE_0}{dx}$$

Bei diesen "beschädigten" Molekülen ist die Wahrscheinlichkeit  $k$  dafür, daß die Anregungsenergie strahlungslos abgegeben wird, größer als im Normalfall. Insgesamt kommt es zu einer Verringerung der Lichtintensität, abhängig von  $k$  und  $B$ . Man schreibt:

<sup>4</sup> $F$  beinhaltet auch Quenchingeffekte. Für räumlich kleine Detektoren können diese jedoch gegenüber den Geometrieinflüssen vernachlässigt werden.

<sup>5</sup>Die dauerhafte Zerstörung von Molekülen als Folge von zu starker Anregung führt zu einer Abnahme der Lichtintensität mit zunehmendem Alter des Detektors.



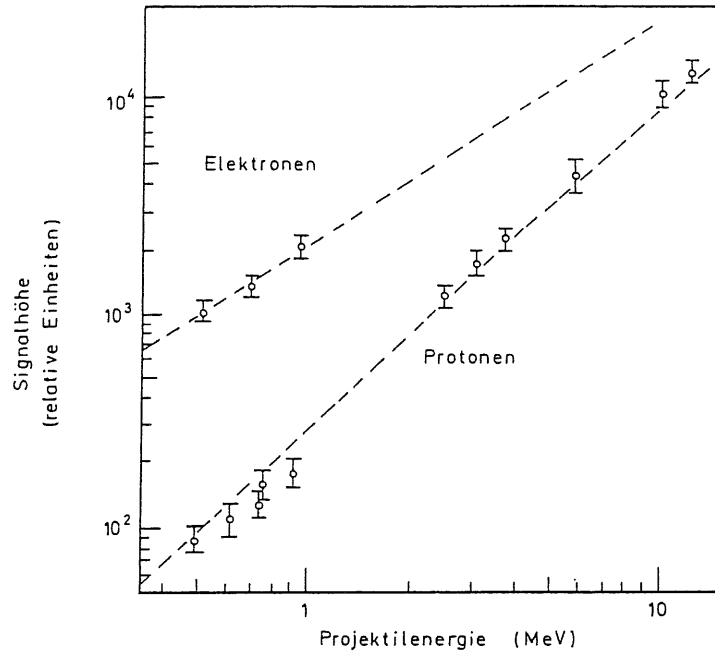


Abb. 2.4: Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Teilchenenergie [Cra70]. Die geladenen Projektile werden im Szintillator gestoppt, das erzeugte Szintillationslicht wird gemessen. Die eingezeichnete Kurve durch die Protonenmeßwerte ist durch die Anpassung von Gl. 2.7 an die Daten entstanden. Es wurde ein  $kB$ -Faktor von  $1.31 \cdot 10^{-2} \text{ MeV}^{-1} \text{ g cm}^{-2}$  ermittelt. Die Elektronendaten sind durch eine Gerade miteinander verbunden.

$$\frac{dE_e}{dx} = \frac{S \cdot (dE_0/dx)}{1 + kB (dE_0/dx)} \quad (2.7)$$

Das Produkt  $kB$  ist ein experimentell zu bestimmender Parameter, da es kaum Möglichkeit gibt,  $k$  oder  $B$  einzeln zu bestimmen.

Für hochenergetische Teilchen und insbesondere für Elektronen ist  $dE_0/dx$  klein. In diesem Fall geht Gl. 2.7 über in Gl. 2.6. Tatsächlich zeigen die untersuchten Szintillatoren für Elektronen und schnelle Protonen ein lineares Verhalten.

Für minimal ionisierende Teilchen, wie sie in den hier durchgeführten Messungen ausschließlich verwendet wurden, kann man annehmen, daß sich die Lichtintensität kaum mit der Teilchenenergie ändert, da der Energieverlust ebenfalls fast konstant ist (Kap. 2.2.1).

## 2.2 Energieverlust geladener Teilchen in Plastiksintillatoren

Die von einem Szintillator als Folge der Anregung durch ein geladenes Teilchen emittierte Lichtintensität ist über Gl. 2.7 mit dem Energieverlust dieses Teilchens verknüpft. Die deponierte Energie hängt wiederum von der Anfangsenergie  $E_0$  des Teilchens und von Materialeigenschaften des Szintillators ab.

Im Szintillator wechselwirken die geladenen Teilchen im wesentlichen mit den Hüllenelektronen und den Atomkernen der Moleküle. Die Wahrscheinlichkeit von Wechselwirkungen mit Molekülen bzw. Atomen als Ganzem ist ebenso wie die Wahrscheinlichkeit für

Reaktionen mit einzelnen Nukleonen eines Kerns vernachlässigbar [Tai80]. Bei einer einzelnen Wechselwirkung wird im Mittel nur wenig Energie auf den Absorber übertragen. Der Gesamtenergieverlust ergibt sich aus der Summe der bei den einzelnen Reaktionen transferierten Energien. Für hochenergetische Teilchen und "dünne" Absorber, wie sie Plastiksintillatoren darstellen, beträgt der Energieverlust nur einen Bruchteil der Anfangsenergie. Typischerweise kommt es in einem 2 cm dicken Plastiksintillator zu  $10^6$  Wechselwirkungen [Mar69].

Die beiden wesentlichen Energieverlustmechanismen sind:

- Anregung bzw. Ionisation von Absorbermolekülen durch Wechselwirkungen der geladenen Projektile mit den Hüllenelektronen
- Emission von hochenergetischen Photonen (Bremsstrahlung) als Folge von inelastischen Streuungen der Projektile im Feld der Atomkerne.

Abhängig von der Anfangsenergie und der Projektillart tragen diese Prozesse unterschiedlich stark zum Energieverlust bei.

In den folgenden Abschnitten werden die beiden Energieverlustmechanismen näher vorgestellt und die Energieverluste verschiedener Projektile in einem typischen Plastiksintillator in Abhängigkeit von der Anfangsenergie angegeben. Ferner wird auf die statistische Verteilung des Energieverlustes eingegangen, die die Form der gemessenen Spektren bestimmt.

### 2.2.1 Energieverlust durch Ionisation

Sobald ein geladenes Projektil in einen Absorber eindringt wechselwirkt es aufgrund seiner Ladung mit mehreren Hüllenelektronen gleichzeitig. Die bei diesem Prozeß auf das Hüllenelektron übertragene Energie hängt von dessen Abstand zur Bahn des Projektils ab. Durch die absorbierte Energie wird das Elektron in einen energetisch höheren gebundenen oder ungebundenen Zustand gebracht, das Absorbermolekül wird angeregt bzw. ionisiert. Die kinetische Energie des Projektils verringert sich um diese Anregungsenergie.

Die maximale kinetische Energie  $W$ , die ein Projektil mit der Masse  $m_p$  auf ein ruhendes Elektron (Masse  $m_e$ ) bei einer einzelnen Wechselwirkung übertragen kann, ist gegeben durch

$$W_{\max} = \frac{2m_e p^2}{m_e^2 + m_p^2 + 2m_e E} \quad , \quad (2.8)$$

wobei  $E$  und  $p$  totale Energie bzw. Impuls des Projektils bedeuten.

Für Projektile mit einer Masse schwerer als  $m_e$  wird der Energieverlust  $dE$  pro Absorberdicke  $dx$  durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. Unter einigen vereinfachenden Annahmen kann diese Gleichung durch klassische Überlegungen näherungsweise hergeleitet und Korrekturterme für schnelle Projektile qualitativ erklärt werden [Ste61].

Zur Berechnung des Energieverlustes  $dE/dx$  eines Projektils (Ladung  $z$ ) in einem Absorber mit  $\bar{n}$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$  muß über alle einzelnen Wechselwirkungen und deren Energieüberträge summiert werden. Man betrachtet ein zylinderförmiges Volumen um die Projektillbahn und bestimmt die Energieüberträge auf die darin befindlichen Elektronen. Die Größe dieses Bereiches hängt vom maximalen Energieübertrag ab, der den kleinsten wirksamen Abstand festlegt, und von der minimalen Anregungsenergie, die den größten Abstand von der Projektillbahn bestimmt. Um den diskreten Energieniveaus der Hüllenelektronen Rechnung zu tragen, führt man ein mittleres Ionisationspotential  $I$  ein. Nur Energieüberträge größer als  $I$  führen zu einer Anregung;  $I$  legt also die maximale Ausdehnung des wirksamen Bereiches fest.

Unter den Annahme kleiner Projektilenergien,  $E \ll \frac{m_p^2}{2m_e} c^2$ , geht Gl. 2.8 über in

$$W_{\max} = \frac{2m_e v^2}{(1 - \beta^2)}, \quad \text{mit } \beta = \frac{v}{c}, \quad (2.9)$$

und man erhält aus den obigen Überlegungen für den Energieverlust des Projektils im Absorber<sup>6</sup>

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \bar{n} z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I(1 - \beta^2)} \right). \quad (2.10)$$

Die durch exakte quantenmechanische Rechnungen hergeleitete Bethe-Bloch-Formel

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi \bar{n} z^2 e^4}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e v^2 W_{\max}}{I^2(1 - \beta^2)} - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (2.11)$$

ist bis auf die Terme  $2\beta^2$  und  $\delta$  unter Berücksichtigung der Näherung 2.9 mit der Gl. 2.10 identisch.

Der Term  $2\beta^2$  berücksichtigt relativistische Effekte, während der Summand  $\delta$  der Abschirmung der Projektilspur durch Polarisation der umliegenden Moleküle für hochenergetische Projektile Rechnung trägt.

Aus den klassischen Überlegungen folgt, daß der Radius des wirksamen Bereiches um die Projektilbahn proportional zu

$$\frac{v/c}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma \cdot \beta$$

wächst. Durch die hochenergetischen Projektile werden jedoch die Moleküle nahe der Projektilbahn polarisiert und dadurch das Coulombfeld des Projektils teilweise abgeschirmt. Dies bewirkt eine Verringerung der wirksamen Reichweite. Die Folge dieses Effektes, der für Absorber mit höherer Dichte stärker wirksam ist, liegt in einer weniger starken Zunahme des Energieverlustes hochenergetischer Projektile.

Sternheimer [Ste61] hat eine Parametrisierung für  $\delta$  durch 5 materialabhängige Größen angegeben, abhängig von  $X = \log_{10}(\gamma\beta)$

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.606X + C + a(X_1 - X)^s & X_0 < X < X_1 \\ 4.606X + C & X_1 < X \end{cases} \quad (2.12)$$

Zahlenwerte für  $X_0, X_1, C, a$  und  $s$  für verschiedene Absorbermaterialien sind in [Loh85] tabelliert und für Plastiksintillatoren im Anhang aufgeführt.

Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt den Energieverlust von schweren Teilchen in Materie, bei denen der im Stoßprozeß mit dem Hüllenelektron auftretende Energieübertrag nur einen kleinen Bruchteil der Teilchenenergie ausmacht. Bei Elektron-Elektron-Stößen sind hingegen sehr hohe Energieüberträge möglich. Im Extremfall gilt:

$$W_{\max} = \frac{2m_e p^2}{m_e^2 + m_e^2 + 2m_e E} = \frac{E^2 - m_e^2}{E + m_e} = E - m_e = E_{\text{kin}}. \quad (2.13)$$

Es kann die gesamte kinetische Energie des Elektrons übertragen werden. Da nach dem Stoß nicht zu unterscheiden ist, welches der beiden Elektronen das Hüllenelektron bzw.

<sup>6</sup>Die Einheiten sind so gewählt, daß  $e^2 = 1.44 \text{ MeV fm}$  gilt.

das Projektil war, bezeichnet man das Teilchen mit der höheren Energie als das Projektil. Der maximale Energieübertrag reduziert sich dadurch auf

$$W_{\max}^{(\epsilon)} = \frac{E_{\text{kin}}}{2} \quad (2.14)$$

Schließt man ferner andere Energieverlustprozesse wie Bremsstrahlung und Paarbildung aus, so erhält man für Elektronen eine sogenannte eingeschränkte Energieverlustrate aufgrund von Ionisation.

$$-\left\{ \frac{dE}{dx} \right\}_{\leq \frac{E_{\text{kin}}}{2}} = \frac{2\pi\tilde{n}\epsilon^4}{m_e v^2} \left[ \ln \left( \frac{m_e v^2}{I^2(1-\beta^2)} \frac{E_{\text{kin}}}{2} \right) - \delta + F(\beta) \right] \quad (2.15)$$

mit

$$F(\beta) = -\ln 2 (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 .$$

Der Term  $\delta$  berücksichtigt wie in Gl. 2.11 den Abschirmungseffekt.

Der Energieverlust von Elektronen (nach Gl. 2.15) sowie von Muonen und Protonen (nach Gl. 2.11) in Abhängigkeit von der Gesamtenergie  $E_0$  sind in Abb. 2.5 dargestellt. Für die Elektronendichte  $\tilde{n}$  und die 5 Parameter von  $\delta$  wurden die Materialdaten von Polystyrol eingesetzt.

Alle Kurven weisen denselben Verlauf auf: Ein steiler Abfall des Energieverlustes bei kleinen Energien, ein wenig ausgeprägtes Minimum bei ca.  $3 m_0 c^2$  und ein langsamer Anstieg des Energieverlustes mit wachsenden Anfangsenergien. Teilchen mit Energien um  $3 m_0 c^2$  bezeichnet man als minimal ionisierende Teilchen und betrachtet ihren Energieverlust als weitgehend unabhängig von  $E_0$ .

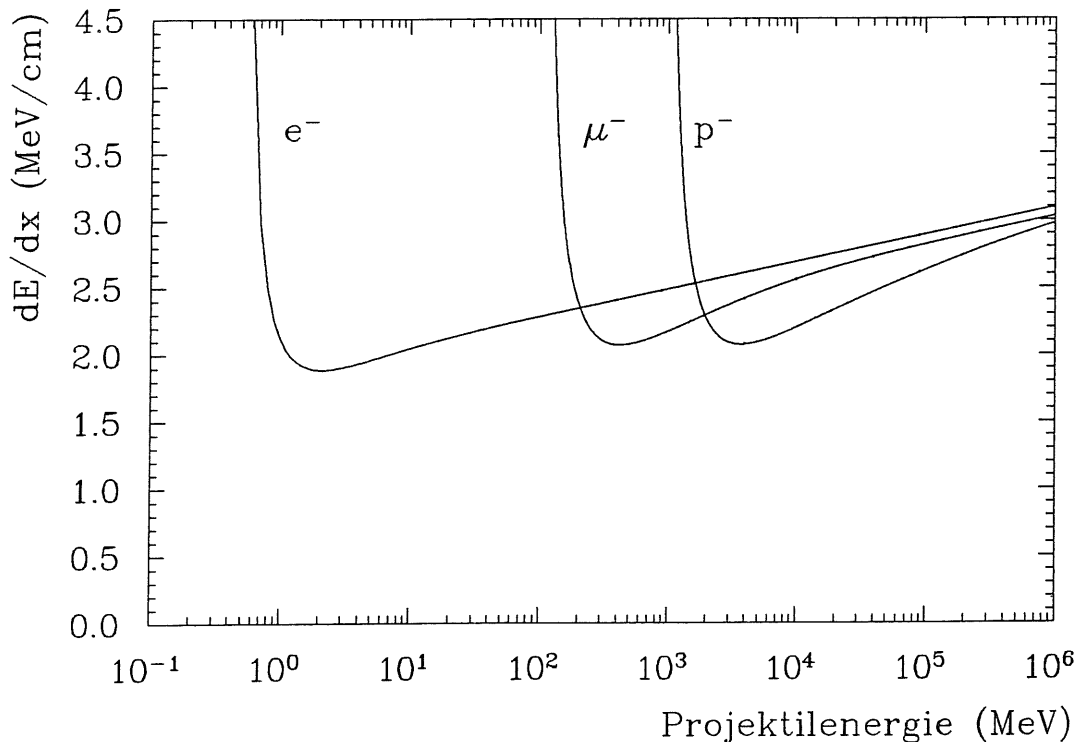


Abb. 2.5: Spezifischer Energieverlust  $dE/dx$  von Elektronen, Muonen und Protonen in 2 cm dickem SCSN-38, berechnet nach den Formeln 2.11 und 2.15.

Während für sehr hohe Projektilenergien ( $\beta \approx 1$ ) die Energieverluste aller schweren Projektile gegen denselben Wert gehen, liegt der Energieverlust von Elektronen stets etwas höher. Die Differenz ist jedoch gering.

Die Energien der für die Messungen in Rahmen dieser Arbeit verwendeten Projektile, Elektronen von 3 GeV und Muonen von 1–1000 GeV, liegen jenseits der Energie minimal ionisierender Teilchen. Ihre Energieverluste können in guter Näherung als gleich groß betrachtet werden.

### 2.2.2 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Neben der Ionisation bzw. Anregung von Absorbermolekülen durch geladene Projektile ist die Emission von elektromagnetischer Strahlung (Bremsstrahlung) der zweite wichtige Energieverlustmechanismus. Die Abstrahlung von Photonen tritt stets bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen auf; im Absorber erfolgt diese Beschleunigung bei der inelastischen Streuung der Projektile im Coulombfeld der Atomkerne. Da die Intensität der Bremsstrahlung proportional zu  $Z(Z+1)/m_p^2$  ist, wird im Folgenden nur der Energieverlust durch Bremsstrahlung für Elektronen betrachtet. Für schwere Projektile ist dieser Energieverlustmechanismus vernachlässigbar<sup>7</sup>. Die bei einem einzelnen Prozeß emittierten Photonen können alle Energien bis zu einer Maximalenergie  $h\nu_0 = E_{\text{kin}}$  annehmen. Daher gilt für den Gesamtenergieverlust durch Emission von Bremsstrahlung:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = n \int_{\nu=0}^{\nu=\nu_0} h\nu \Phi(E_0, \nu) d\nu \quad , \quad (2.16)$$

wobei  $n$  die Anzahl der Atome pro  $\text{cm}^3$  bezeichnet.  $\Phi(E_0, \nu)$  beschreibt die Energieverteilung der emittierten Strahlung. Sie ist für kleine Projektilenergien proportional zu  $1/\nu$ , d.h. der größte Teil der emittierten Photonen hat kleine Energien, verglichen mit  $\nu_0$ . Für große Projektilenergien ist  $\Phi(E_0, \nu)$  näherungsweise konstant mit einem steilen Abfall bei  $\nu_0$ .

Der genaue Verlauf der Energieverteilung wird beeinflusst durch die Abschirmung der Ladung des Atomkerns durch Hüllenelektronen. Nur für die Extremfälle vernachlässigbarer und vollständiger Abschirmung kann  $\Phi(E_0, \nu)$  durch einfache Beziehungen angegeben werden. In den anderen Fällen muß  $\Phi(E_0, \nu)$  durch eine Potenzreihenentwicklung dargestellt werden [Ste61].

Den genannten Extremfällen können Energiebereiche zugeordnet werden. Für Projektilenergien mit  $m_e c^2 \ll E_{\text{kin}} \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$  sind die Abschirmeffekte vernachlässigbar. In diesem Fall gilt:

$$\Phi(E_0, \nu) d\nu = \frac{4(Z(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \frac{d\nu}{\nu} \left[ 1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \left[ \ln \left( \frac{2E_0E}{m_e c^2 h\nu} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad , \quad (2.17)$$

wobei  $E$  die Projektilenergie nach der Reaktion bezeichnet, mit  $h\nu = E_0 - E$ . Für den Gesamtenergieverlust nach Gl. 2.16 gilt in diesem Fall:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} \approx nE_0 \frac{Z(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \left[ 4 \ln \frac{2E_0}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right] \quad . \quad (2.18)$$

Für extrem große Projektilenergien,  $137m_e c^2 Z^{-1/3} \ll E_{\text{kin}}$ , ist die Abschirmung fast vollständig. Dadurch wird der Anstieg des Energieverlustes durch Bremsstrahlung mit

<sup>7</sup>Es kann auch Bremsstrahlung durch Ablenkung im Coulombfeld der Hüllenelektronen emittiert werden. Soll diese mitberücksichtigt werden, so geht die  $Z(Z+1)$ -Abhängigkeit über in eine  $Z(Z+1.3)$ -Abhängigkeit [Seg77].

der Energie verlangsamt. Es gilt in diesem Fall nach [Ste61]:

$$\Phi(E_0, \nu) d\nu = \frac{4}{137} \frac{Z(Z+1)\epsilon^4}{m_e^2 c^4} \frac{d\nu}{\nu} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \frac{E}{E_0} \right\} \quad (2.19)$$

Für  $(dE/dx)_{\text{rad}}$  folgt mit Gl. 2.19:

$$- \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \approx n E_0 \frac{4Z(Z+1)\epsilon^4}{137 m_e^2 c^4} \left[ \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{18} \right] . \quad (2.20)$$

Führt man eine materialabhängige Größe  $X_0$  ein, mit

$$\frac{1}{X_0} = n \frac{Z(Z+1)\epsilon^4}{137 m_e^2 c^4} \left[ 4 \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) \right], \quad (2.21)$$

so läßt sich Gl. 2.20 (unter Vernachlässigung des Terms  $\frac{2}{9}$ ) schreiben als

$$\frac{1}{E_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = - \frac{1}{X_0} \quad (2.22)$$

$$\Rightarrow E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} . \quad (2.23)$$

Die Strahlungslänge  $X_0$  bezeichnet also diejenige Strecke, die ein hochenergetisches Elektron im Mittel in einem Absorber zurücklegen muß, damit seine Energie allein durch Emission von Bremsstrahlung auf  $1/e$  des ursprünglichen Wertes abfällt.

$(dE/dx)_{\text{rad}}$  wächst für hochenergetische Elektronen linear mit  $E_0$ . Für einen 2 cm dicken SCSN-38-Szintillator mit  $n_C = 3.9 \cdot 10^{23}$  Kohlenstoffatomen pro  $\text{cm}^3$  gilt<sup>8</sup>:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = 0.025 \cdot E_0$$

Der Energieverlust minimal ionisierender Teilchen durch Ionisation in 2 cm SCSN-38 beträgt ca. 5 MeV (siehe Abb. 2.5). Die kritische Energie  $E_c$ , bei der die Energieverluste durch Ionisation und durch Emission von Bremsstrahlung gleich groß sind, liegt bei  $E_c = 200$  MeV. Elektronen mit 3 GeV verlieren bereits 75 MeV durch Bremsstrahlung.

Die Emission von Bremsstrahlung führt in einem Szintillator jedoch nicht direkt zur Erzeugung von Szintillationslicht. Die energiereichen Photonen der Bremsstrahlung können aber durch Paarbildung im Absorber neue geladene Teilchen erzeugen. Diese reagieren dann wiederum durch Ionisation oder Emission von Photonen mit dem Absorber. Es entsteht ein elektromagnetischer Schauer.

In einem dünnen Szintillator ist jedoch die Wahrscheinlichkeit für die Schauerentwicklung so gering<sup>9</sup>, daß das Szintillationslicht allein durch Ionisation bzw. Anregung durch primäre Projektile erzeugt wird.

### 2.2.3 Die Landau-Verteilung

Die Gleichungen 2.11 und 2.15 geben Mittelwerte für den Energieverlust geladener Teilchen in einem Absorber an. Die von einem Projektil tatsächlich deponierte Energie weicht von diesem Mittelwert z. T. erheblich ab. Die Verteilung der Energieverluste wird durch die Vavilov-Verteilung beschrieben [Pau71].

Für schwere Projektile bzw. dicke Absorber ist die Verteilung der Energieverluste symmetrisch. Leichte Projektile können, wenn auch mit geringer Wahrscheinlichkeit, hohe

<sup>8</sup>Die Anzahl der Wasserstoffatome wird gegen die Zahl der Kohlenstoffatome vernachlässigt.

<sup>9</sup>Die Strahlungslänge von Polystyrol beträgt 42.5 cm.

Energieverluste erleiden. Dies führt zu einer starken Asymmetrie der Energieverlustverteilung zugunsten hoher Werte. Die Vavilov-Verteilung geht in die Landau-Verteilung über, deren Maximum bei kleinerer Energie liegt als der Mittelwert.

Die Verteilung der Energieverluste  $f(\Delta E)$  kann dargestellt werden als [Lan44]

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\xi} \cdot \phi(\lambda) , \quad (2.24)$$

wobei  $\phi(\lambda)$  eine universelle Funktion ist, die von einem dimensionslosen Parameter  $\lambda$  abhängt. Es gilt:

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty+\sigma}^{+i\infty+\sigma} e^{u \ln u + \lambda u} du \quad (2.25)$$

und

$$\lambda \equiv \frac{\Delta E - \zeta}{\xi} . \quad (2.26)$$

Der Parameter  $\xi$  hängt über

$$\xi = \frac{2\pi \tilde{n} \epsilon^4 z^2}{m_e v^2} d \quad (2.27)$$

von Materialeigenschaften des Absorbers ( $d$  bezeichnet die Dicke des Absorbers in cm, die übrigen Bezeichnungen sind in Zusammenhang mit Gl. 2.10 erläutert) und der Projektilenergie ab.

Das Maximum von  $\phi(\lambda)$  liegt bei  $\lambda = -0.222782$  [Köl84], so daß sich für den wahrscheinlichsten Energieverlust  $\Delta E_{\text{mp}}$  ergibt:

$$\Delta E_{\text{mp}} = 0.222782 \cdot \xi + \zeta \quad (2.28)$$

Aus einer exakten quantenmechanischen Rechnung folgt für  $\Delta E_{\text{mp}}$  die für alle Teilchenarten geltende Beziehung [Pau71]:

$$\Delta E_{\text{mp}} = \xi \left[ \ln \left( \frac{2m_p c^2}{I^2} \right) + 0.198 + 2 \ln \frac{p}{m_i c} + \ln \xi - \beta - \delta \right] . \quad (2.29)$$

In Tab. 2.3 sind die aus Gl. 2.15, Gl. 2.29 und Gl. 2.27 berechneten Parameter der Energieverlustverteilung für einen 2 cm dicken SCSN-38-Szintillator und 3 GeV Elektronen aufgeführt. Die zugehörige Landau-Verteilung ist in Abb. 2.6 dargestellt.

wahrscheinlichster Energieverlust $\Delta E_{\text{mp}}$	3.286 MeV
mittlerer Energieverlust $\overline{\Delta E}$	4.996 MeV
$\xi$	0.171 MeV

Tab. 2.3: Parameter der Landau-Verteilung für 2 cm SCSN-38 und 3 GeV-Elektronen.

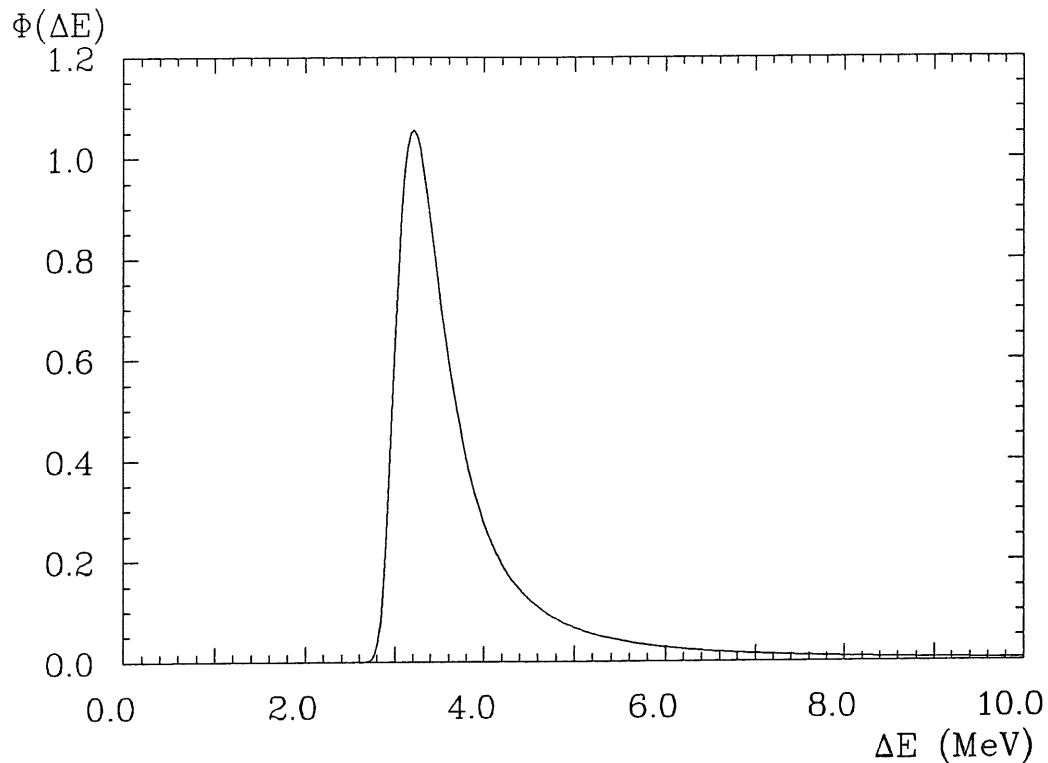


Abb. 2.6: Detektorspezifische Energieverlust-Verteilung (Landau-Verteilung) für 3 GeV-Elektronen in einem 2 cm dicken SCSN-38 Szintillator.

## 2.3 Lichtleitung und Lichtsammlung

Bei guten Szintillationszähleranordnungen erreicht ein großer Teil des Szintillationslichtes den Photomultiplier und wird dort nachgewiesen. Der Transport des Lichtes vom Entstehungsort im aktiven Volumen bis zum Photomultiplier erfolgt im wesentlichen durch Reflexionen an den Grenzflächen von Szintillator bzw. Lichtleiter zum umgebenden Medium (meist Luft). Bei den Reflexionen, wie auch durch Selbstabsorption, kommt es zu Lichtverlusten, und die nachgewiesene Lichtintensität ist insbesondere bei großvolumigen Szintillationsdetektoren deutlich vom Abstand zwischen Photomultiplier und dem Ort der Lichtentstehung abhängig. Dieses Verhalten wird durch die effektive Absorptionslänge  $\lambda_{\text{eff}}$  beschrieben, die von individuellen Eigenschaften des Detektors, wie Gestalt des aktiven Volumens oder Beschaffenheit der Oberflächen, abhängt.

Die absolute Intensität des nachgewiesenen Lichtes wird zusätzlich durch die Lichtleitergeometrie und den optischen Kontakt zum Photomultiplier beeinflusst.

### 2.3.1 Lichtleitung im Szintillator

Die Szintillationszentren im aktiven Volumen des Detektors emittieren Licht isotrop in alle Richtungen. Das aktive Volumen ist für dieses Licht weitgehend transparent und die Lichtausbreitung unterliegt den Gesetzen der geometrischen Optik. Insbesondere wird das Licht an den Grenzflächen zurück in den Szintillator reflektiert. Nach vielfacher Reflexion erreicht ein Lichtstrahl schließlich eine Fläche des aktiven Volumens, von der aus Licht in einen Photomultiplier gelangen kann, um durch ein elektrisches Signal nachgewiesen zu werden.



Aufgrund dieser Lichtleitungsmechanismen ist es möglich, Licht, das an beliebiger Stelle in einem großen Volumen erzeugt wurde, an einer kleinen Begrenzungsfläche dieses Volumens effizient nachzuweisen. In der Praxis verwendet man stabförmige Szintillatoren mit rechteckigem oder rundem Querschnitt und liest das Licht an den Stirnflächen aus.

Abb. 2.7 zeigt einen quaderförmigen Szintillator. Im Punkt  $Q$  wird Licht isotrop emittiert. Das Verhalten eines von  $Q$  ausgehenden Lichtstrahls ist durch die beiden Winkel  $\varphi$  und  $\vartheta$  bestimmt, wobei

- $\varphi$  der Winkel zwischen Lichtstrahl und  $y$ -Achse

und

- $\vartheta$  der Winkel zwischen Lichtstrahl und  $x$ -Achse ist.

$\varphi$  und  $\vartheta$  sind die Einfallswinkel des Lichtstrahls auf die Grenzflächen bei  $x = \pm a$  und  $y = \pm b$ . An diesen Grenzflächen tritt Totalreflexion auf, wenn der Einfallswinkel größer ist als ein Grenzwinkel  $\alpha$ . Sei  $n_{sz}$  der Brechungsindex des Szintillatormaterials und  $n$  derjenige des umgebenden Mediums, so gilt für  $\alpha$ :

$$\sin \alpha = \frac{n}{n_{sz}} \quad (2.30)$$

Für gute Lichtleitungseigenschaften des Szintillators bzw. Lichtleiters sollte  $\alpha$  möglichst klein sein, d. h. die Differenz ( $n_{sz} - n$ ) sollte möglichst groß sein.

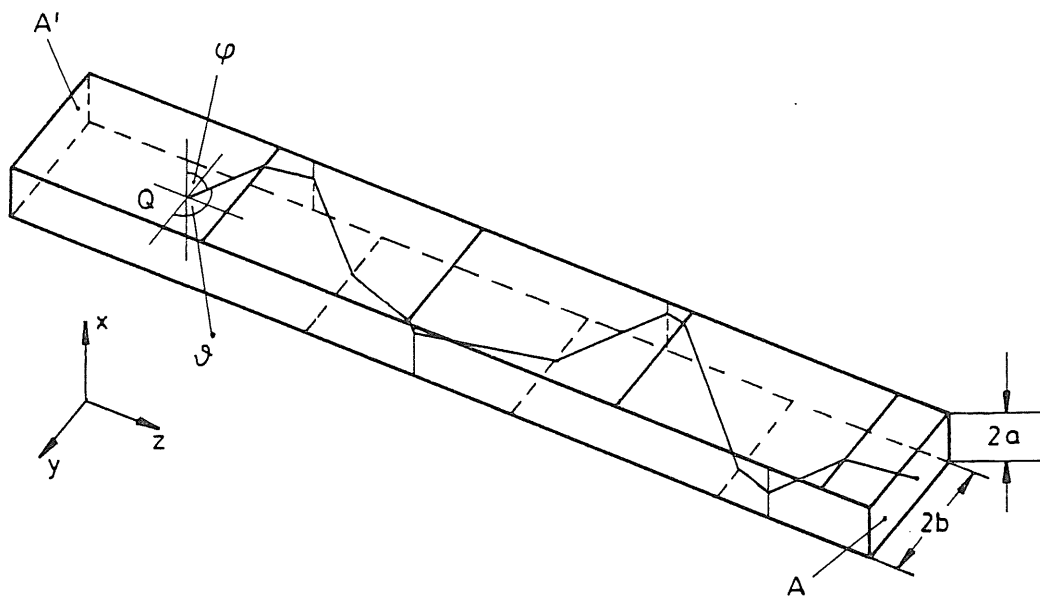


Abb. 2.7: Quaderförmiges aktives Volumen eines Szintillationsdetektors. Das im Punkt  $Q$  isotrop in alle Richtungen emittierte Szintillationslicht wird an den Begrenzungsflächen  $x = \pm a$  und  $y = \pm b$  reflektiert, wobei diese Reflexionen entweder ohne Verluste (Totalreflexion) oder mit Lichtverlusten erfolgen, abhängig vom Einfallswinkel. Nachgewiesen wird nur Licht, daß die Fläche  $A$  erreicht. Eingezeichnet ist der Weg eines Lichtstrahls, der mit  $\varphi, \vartheta > \alpha$  emittiert und an den Grenzflächen ohne Verluste reflektiert wird.

Alle Lichtstrahlen mit  $\vartheta, \varphi < \alpha$  werden an den Grenzflächen teilweise reflektiert und teilweise in das umgebende Medium hinein gebrochen. Das Verhältnis der Intensitäten der beiden Teilstrahlen hängt vom Einfallswinkel ab. Exakt wird das Verhalten durch die Fresnel'schen Formeln beschrieben [Hec74].

Um einen vollständigen Verlust des Lichtes, das den Szintillator verlassen hat, zu vermeiden, wird das aktive Volumen häufig mit einer reflektierenden Folie, zusätzlich zur lichtdichten Außenhülle des Detektors, umgeben. Dadurch gelangt zumindest ein Teil des Lichtes zurück in das aktive Volumen und hat eine Chance, vom Photomultiplier nachgewiesen zu werden.

Für die reflektierende Umhüllung kann sowohl Aluminiumfolie wie auch diffus reflektierende weiße Folie verwendet werden. In allen Fällen ist darauf zu achten, daß zwischen dem aktiven Volumen und dem umgebenden Medium eine große Differenz der Brechungsindizes bestehen bleibt. Es sollte daher möglichst ein Luftspalt vorhanden sein, Klebeband oder Fettspuren (Fingerabdrücke) auf der Oberfläche verringern den Grenzwinkel für Totalreflexion. An diesen Stellen verläßt vermehrt Licht den Szintillator und geht für den Nachweis verloren.

Neben den Lichtverlusten bei der Reflexion an den Grenzflächen kommt es auch zum Lichtverlust durch Selbstabsorption. Dieser ist allein durch die Länge des Lichtweges  $l$  bestimmt. Es gilt:

$$l = l(z, \vartheta, \varphi) = \sqrt{z^2 / (1 - \cos^2 \vartheta - \cos^2 \varphi)} .$$

Für die Abschwächung entlang des Lichtweges  $l$  gilt (siehe Kap. 2.3.2):

$$I(l) = I_0 e^{-\frac{l}{\lambda_{\text{opt}}}} .$$

Unberücksichtigt blieb bisher der Einfluß der Fläche  $A'$ , die der ausgelesenen Fläche  $A$  gegenüber liegt. Sofern  $Q$  nahe bei  $A'$  liegt, kann Licht, nachdem es an  $A'$  reflektiert wurde, zur Fläche  $A$  gelangen und dort nachgewiesen werden [Nic70]. Die Folge ist eine überproportional große Lichtintensität von Punkten, die nahe bei  $A'$  liegen. Der Einfluß von  $A'$  auf die gemessene Lichtintensität hängt stark von der Reflexivität von  $A'$  ab, er ist jedoch selbst bei den hier untersuchten Szintillatoren, bei denen  $A'$  selbst durch einen Photomultiplier ausgelesen wurde, also weitgehend absorbierend war, nicht vernachlässigbar.

Genauere Aussagen über die Lichtintensität an der ausgelesenen Fläche erhalte man, indem man in einer Monte-Carlo-Rechnung den Lichtweg und die Lichtverluste möglichst vieler Lichtstrahlen mit unterschiedlichsten Emissionswinkeln berechnet.

### 2.3.2 Die Absorptionslänge

Die Abschwächung der Intensität eines Lichtstrahl beim Durchgang durch ein transparentes Medium wird durch ein exponentielles Gesetz der Form

$$I(l) = I_0 e^{-\frac{l}{\lambda_{\text{opt}}}} \quad (2.31)$$

beschrieben. Darin ist  $\lambda_{\text{opt}}$  die optische Absorptionslänge des Mediums und nur von dessen Materialeigenschaften abhängig,  $l$  bezeichnet den zurückgelegten Lichtweg.

Bei großen Szintillationsdetektoren wird die Abhängigkeit der Signalhöhe vom Abstand  $z$  zwischen dem Ort des Teilchendurchganges und der ausgelesenen Fläche  $A$  in erster Näherung durch ein entsprechendes Gesetz beschrieben. Man führt eine effektive Absorptionslänge  $\lambda_{\text{eff}}$  ein, die stets kleiner ist als die optische Absorptionslänge, da der Lichtweg  $l$  stets größer als  $z$  ist. Man schreibt:

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} \quad (2.32)$$

Die Ortsabhängigkeit der vom Photomultiplier gemessenen Lichtintensität läßt sich bei langen Szintillatoren für einen Bereich mittlerer Abstände  $z$  zwischen Photomultiplier und Lichtentstehungsort gut durch diese Beziehung beschreiben. Für sehr große Abstände nimmt die Intensität jedoch weniger stark ab, als es der exponentielle Verlauf im näher zum Photomultiplier liegenden Bereich erwarten läßt. Von dem in diesem Teil eines langen Szintillators erzeugten Lichtes kann nur der Teil den Photomultiplier erreichen, der unter Winkeln größer als der Grenzwinkel  $\alpha$  für Totalreflexion, emittiert worden ist. Dieses Licht verliert Intensität nur durch Selbstabsorption. Die Ortsabhängigkeit der Lichtintensität ist daher im entfernten Bereich durch den mittleren Lichtweg und die optische Absorptionslänge gegeben, während von näher am Photomultiplier liegenden Einstrahlungsorten auch Licht nachgewiesen werden kann, daß unter beträchtlichen Verlusten an den Grenzflächen bzw. der reflektierenden Umhüllung gespiegelt wurde. Im mittleren Bereich ist die Ortsabhängigkeit größer, da die Anzahl der Reflexionen stärker eingeht.

Im Bereich sehr nahe der ausgelesenen Fläche beeinflusst die Lichtauskopplung durch Lichtleiter und Grenzfläche zum Lichtleiter bzw. Photomultiplier die Ortsabhängigkeit, so daß sie auch hier vom exponentiellen Verlauf abweicht (vergl. Kap. 5.2.1).

Die Grenzen der genannten Bereiche sind fließend und hängen von der Szintillatorgeometrie und der Beschaffenheit der Oberfläche bzw. der Umhüllung ab.

Aufgrund dieser verschiedenen detektorspezifischen Faktoren, die die Absorptionslänge beeinflussen, ist ein absoluter Vergleich verschiedener Szintillatormaterialien bezüglich  $\lambda_{\text{eff}}$  schwierig. Stets muß die Meßanordnung bei der Bewertung von Literaturangaben mit berücksichtigt werden.

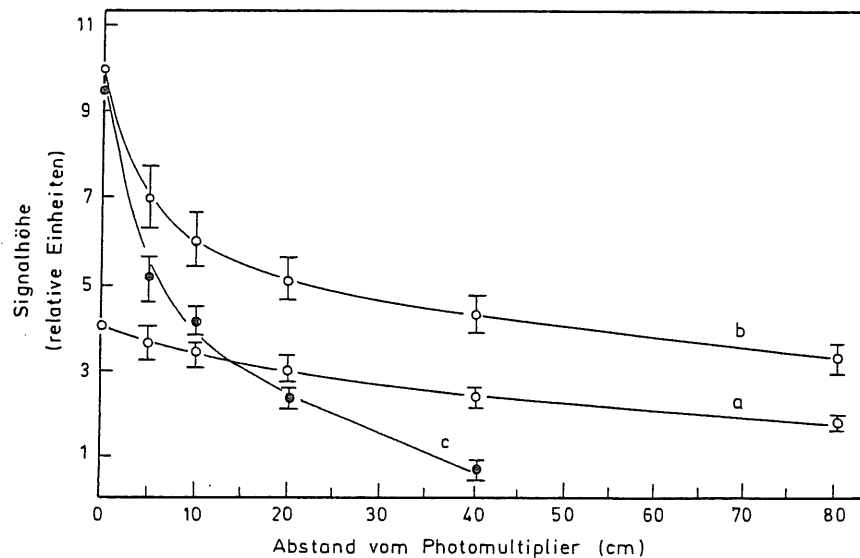


Abb. 2.8: Lichtintensität bei verschiedenen Umhüllungen der Lichtleiteroberfläche nach [Kil70].

a - Totalreflexion, d. h. lose schwarze Umhüllung.

b - Totalreflexion + reflektierende Folie, d. h. lose Aluminium-Umhüllung.

c - diffuse Reflexion ohne Totalreflexion, d. h. weiße Farbe direkt auf die Oberfläche des Szintillators aufgetragen.

Große Absorptionslängen sind nur unter Ausnutzung der Totalreflexion zu erreichen. Eine lose reflektierende Umhüllung vergrößert zusätzlich die absolute Lichtintensität.

### 2.3.3 Lichtleiter

Bei den meisten Szintillationsdetektoren ist der Photomultiplier nicht direkt an das aktive Volumen gekoppelt, sondern über einen Lichtleiter, meist aus Plexiglas. Seine Aufgabe es ist, das an der Fläche A gesammelte Licht möglichst vollständig auf die Photokathode des Multipliers zu überführen. Lichtleiter sind notwendig, wenn

- die Form der ausgelesenen Fläche an die Photokathode angepaßt werden muß
- am Ort des Szintillators kein Photomultiplier installiert werden kann
- ein Magnetfeld am Ort des Detektors eine feste Orientierung des Photomultipliers im Raum erfordert, die mit der Lage der Fläche A nicht verträglich ist.

Um eine möglichst vollständige Überführung des Szintillationslichtes aus dem aktiven Volumen in den Lichtleiter zu erreichen, müssen die Brechungsindizes der beiden Materialien ähnlich sein, um Reflexionen an den Kontaktstellen zu vermeiden. Meist sind Szintillator und Lichtleiter miteinander verklebt, und es ist darauf zu achten, daß im Klebstoff, der einen passenden Brechungsindex besitzen muß, keine Luftblasen eingeschlossen sind.

Für den Kontakt zwischen Lichtleiter und Photomultiplier gelten dieselben Kriterien. Da hier meist ein nichtpermanenter Kontakt erforderlich ist, damit der Photomultiplier ausgewechselt werden kann, verwendet man optisches Fett bzw. Öl, um im Spalt zwischen dem Glaskörper des Photomultipliers und dem Lichtleiter Lufteinschlüsse zu verhindern.

Der Transport des Lichtes im Lichtleiter erfolgt wie im aktiven Volumen im wesentlichen durch Totalreflexion. Grundsätzlich ist es möglich, Licht ohne Verluste von der Eintritts- zur Austrittsfläche zu transportieren, solange die Querschnittsfläche des Lichtleiters konstant gehalten wird und starke Krümmungen vermieden werden. Lichtleiter mit dieser Eigenschaft werden als adiabatisch bezeichnet.

Wird der Lichtleiter dagegen zur Anpassung der Größe der ausgelesenen Fläche an die Photokathode verwendet, so kommt es zu Verlusten proportional zum Verhältnis der Querschnittsflächen, da die Dichte des Lichtflusses im Lichtleiter konstant ist [Kno79].

In Fällen, in denen eine Umlenkung des Lichtes um große Winkel ( $\geq 90^\circ$ ) auf kleinem Raum erforderlich ist, wird bei der Lichtleitergeometrie bewußt auf die Aufrechterhaltung der Totalreflexion verzichtet. Vielmehr wird eine Kante des Lichtleiters so präpariert, daß sie als Spiegel die gewünschte Lichtumlenkung bewirkt. Ein Lichtleiter für Lichtumlenkung um  $180^\circ$  ist in [Hül85] beschrieben. Lichtleiter für Umlenkungen um  $90^\circ$  wurden an Szintillationsdetektoren im Rahmen dieser Arbeit untersucht (siehe Kap. 3.2).

## 2.4 Photomultiplier

Die moderne Meßtechnik erfordert beim Einsatz von Szintillationsdetektoren eine Umwandlung der optischen Signale des Szintillators in entsprechende elektrische Signale. In den meisten Fällen werden zu diesem Zweck Photomultiplier verwendet. Die Umwandlung erfolgt in zwei Schritten:

Zunächst setzen die einfallenden Photonen an der Photokathode Photoelektronen frei, während im zweiten Schritt die Anzahl der Elektronen pro Puls vergrößert wird. Durch ein statisches elektrisches Feld werden die Photoelektronen zur ersten Dynode hin beschleunigt. Die Dynoden sind so beschaffen, daß ein mit genügend großer Geschwindigkeit einfallendes Elektron mehrere Sekundärelektronen aus dem Dynodenmaterial freisetzt. Die Anordnung der Dynoden ist so gewählt, daß die erzeugten Elektronen durch ein weiteres elektrisches Feld zur nächsten Dynode hin beschleunigt werden. Dort und an allen folgenden Dynoden wiederholt sich der Vorgang der Elektronenvervielfachung, so daß schließlich

eine nachweisbare Anzahl von Ladungsträgern die Anode des Photomultipliers erreicht. Diese Ladungsmenge ist proportional zur Anzahl der ursprünglich erzeugten Photoelektronen und damit auch zum optischen Signal.

Die Beschleunigungsspannungen zwischen den einzelnen Dynoden betragen ca. 100–150 V, so daß bei 10–15 Dynoden zwischen Kathode und Anode eine Hochspannung von ca. 2000 V liegt. Abb. 2.9 zeigt vereinfacht den prinzipiellen Aufbau eines Photomultipliers. Die Widerstandsnetzwerke der beiden bei diesen Messungen verwendeten Photomultipliertypen, für die Erzeugung der elektrischen Felder zwischen den einzelnen Dynoden, ist in Anh. B dargestellt.

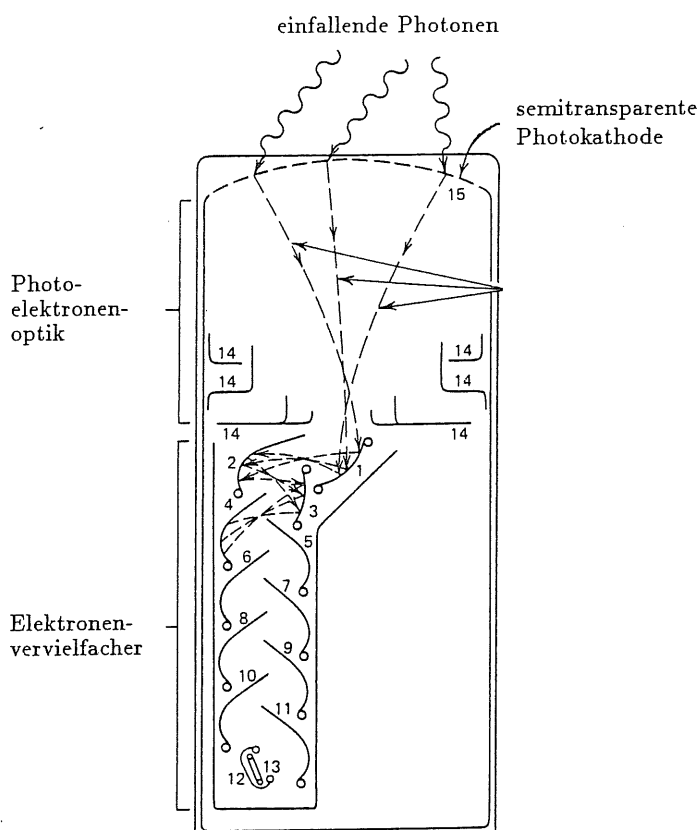


Abb. 2.9: Prinzipieller Aufbau eines Photomultipliers

Photomultiplier werden mit den verschiedensten Qualifikationen (spektrale Empfindlichkeit, Zeitverhalten, Geometrie) für einen weiten Bereich von Anwendungen angeboten. Halbleiterphotodioden und Vakuumphototrioden leisten ebenfalls die Umwandlung optischer in elektrische Signale, sie erreichen jedoch nicht die hohen Verstärkungen von Multipliern und sind daher für die häufig sehr schwachen Lichtsignale der meisten Szintillatoren weniger geeignet.

In diesem Abschnitt werden die Komponenten eines Photomultipliers, Photokathode und Elektronenvervielfacher mit Spannungsteiler sowie ihre charakteristischen Größen vorgestellt. Wegen der besonderen Bedeutung für den H1-Detektor wird ferner ein Multipliertyp beschrieben, der auch in hohen Magnetfeldern arbeitet und mit dem einige der hier beschriebenen Messungen durchgeführt wurden.

### 2.4.1 Die Photokathode

In der Photokathode lösen die einfallenden Photonen durch Photoeffekt Elektronen aus. In einer Wechselwirkung mit einem Atom des photosensitiven Materials wird das Photon absorbiert, das angeregte Atom emittiert ein Elektron. Dieses ungebundene Elektron driftet durch die Kathodenschicht und kann, wenn es bei Erreichen der Oberfläche genügend Energie hat, die materialspezifische Austrittsarbeit aufzubringen, die Photokathode verlassen.

Das aus einer der äußeren Schalen des angeregten Atoms emittierte Elektron besitzt als kinetische Energie die Photonenenergie, die etwa 3 eV beträgt. Auf dem Weg zur Oberfläche der Kathode gibt es einen Teil dieser Energie in Elektron-Elektron-Wechselwirkungen ab, so daß zur Überwindung der Potentialbarriere an der Oberfläche nicht mehr die volle Photonenenergie zur Verfügung steht. Damit möglichst viele Photoelektronen frei werden, muß die Austrittsarbeit des Materials klein sein. Ferner darf der Driftweg bis zur Oberfläche nicht zu lang sein.

Photokathoden bestehen aus Alkalimetallverbindungen bzw. -legierungen (Ag-O-Cs, Na<sub>2</sub>-K-Sb) oder aus Halbleitermaterialien, die mit Alkalimetallen dotiert sind (GaAs(Cs)), da die Austrittsarbeit dieser Materialien niedrig ist (1.5–2 eV). Bei den meisten Multipliern ist die Photokathode als dünne Schicht auf die Innenseite des Eintrittsfensters aufgebracht. Die erzeugten Photoelektronen werden auf der Innenseite der Kathode durch ein elektrisches Feld abgesaugt. Es gibt aber auch Multiplier, bei denen das Licht von derselben Seite auf die Photokathode trifft, an der auch die Photoelektronen emittiert werden. Die photosensitive Schicht ist dabei auf eine Metallelektrode aufgebracht.

Typische Schichtdicken von Photokathoden liegen bei etwa 25 nm. Solche Schichten sind semitransparent, so daß längst nicht alle einfallenden Photonen in der sensitiven Schicht absorbiert werden. Man beschreibt die Empfindlichkeit einer Photokathode durch die wellenlängenabhängige Quantenausbeute (QE). Sie ist definiert als

$$QE = \frac{\text{Anzahl der emittierten Photoelektronen}}{\text{Anzahl der einfallenden Photonen}} .$$

Typische Werte für die Quantenausbeute liegen bei 20–30%. In Datenblättern zu Photomultipliern ist häufig die spektrale Empfindlichkeit  $sk_e(\lambda)$  in der Einheit mA/W angegeben. Für die Umrechnung aus der Quantenausbeute gilt [Ham85]:

$$sk_e(\lambda) \left[ \frac{\text{mA}}{\text{W}} \right] = QE[\%] \cdot \frac{\lambda[\text{nm}]}{124} . \quad (2.33)$$

In Abb. 2.10 ist die spektrale Empfindlichkeit der Kathode des Photomultipliers Valvo XP2011B dargestellt, mit dem die meisten der hier beschriebenen Messungen durchgeführt wurden.

Zu großen Wellenlängen hin ist die Quantenausbeute durch die Austrittsarbeit begrenzt, die die Mindestenergie der Photonen kennzeichnet. Die Begrenzung zu kurzen Wellenlängen ist meist nicht durch das Kathodenmaterial, sondern durch das Material des Eintrittsfensters gegeben. Normale Glassorten sind für UV-Strahlung undurchlässig, so daß ein scharfer Abfall der Quantenausbeute bei etwa 300 nm auftritt. Für den Nachweis von UV-Strahlung stehen Multiplier mit speziellen Eintrittsfenstern zur Verfügung.

Ein wichtiges Merkmal eines Photomultipliers ist die Höhe des "Dunkelstroms", der an der Anode gemessen wird, obwohl kein Licht auf die Photokathode fällt. Die Höhe des Dunkelstroms bestimmt die untere Nachweisgrenze. Die wichtigste Quelle dieses unerwünschten Effektes ist die thermische Emission von Elektronen aus der Kathode, die durch die Verwendung von Materialien mit niedriger Austrittsarbeit begünstigt wird. Bei kritischen Anwendungen kann der Dunkelstrom durch Kühlung des Multipliers verringert werden.

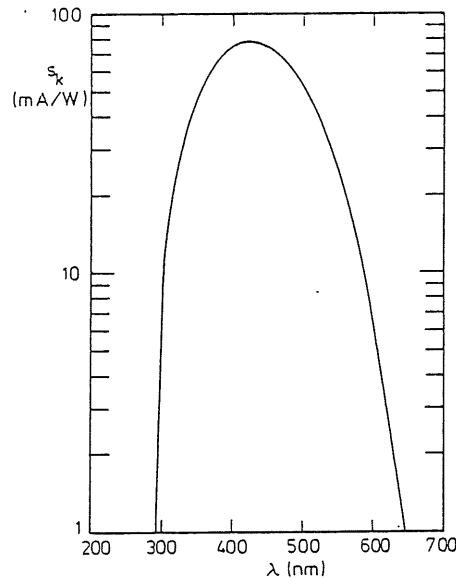


Abb. 2.10: Spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers XP2011B.

### 2.4.2 Der Elektronenvervielfacher

Zur Vergrößerung der Anzahl der Elektronen bzw. Ladungsmenge eines Signals werden die Photoelektronen durch ein statisches elektrisches Feld beschleunigt und auf die 1. Dynode gelenkt. Dynoden bestehen aus einer Metallelektrode, auf deren Oberfläche eine Sekundäremissionsschicht aufgebracht ist. Diese Materialien (BeO, CuBe, Cs<sub>3</sub>Sb) besitzen die Eigenschaft, als Folge einer Anregung durch ein einfallendes Elektron, Sekundärelektronen zu emittieren. Ist das Material geeignet gewählt und ist die Energie des einfallenden Elektrons genügend groß, werden mehr als ein Elektron emittiert. Durch geeignete Anordnung der Dynoden und durch elektrische Felder zwischen den Dynoden werden die Sekundärelektronen zur folgenden Dynode hin beschleunigt, bis schließlich hinter der letzten Dynode die Zahl der Elektronen so groß ist, daß an der Anode eine ausreichend große Ladungsmenge nachgewiesen werden kann.

Die Stromverstärkung des Elektronenvervielfachers hängt von der Elektronenemissionsrate  $\delta$  einer jeden Dynode und der Anzahl der Dynoden ab. Für  $\delta$  gilt:

$$\delta = \frac{\text{Anzahl der Sekundärelektronen}}{\text{Anzahl der einfallenden Elektronen}} = A' \cdot U^\alpha, \quad (2.34)$$

wobei  $A'$  konstant ist,  $U$  die Beschleunigungsspannung der auf die Dynode fallenden Elektronen bezeichnet, und  $\alpha$  von Dynodenmaterial und -struktur abhängt ( $\alpha \approx 0.7-0.8$ ). Für die Stromverstärkung  $V$  eines  $n$ -stufigen Photomultipliers folgt:

$$V = \delta^n = (A' \cdot U^\alpha)^n = \left\{ A' \left( \frac{U_{\text{ges}}}{n-1} \right)^\alpha \right\}^n = A \cdot U_{\text{ges}}^{\alpha n}. \quad (2.35)$$

$U_{\text{ges}}$  ist die Hochspannung zwischen Anode und Kathode,  $A$  bezeichnet eine Konstante.

Photomultiplier besitzen typischerweise 10–16 Dynoden, so daß die Stromverstärkung direkt mit der 10. bis 16. Potenz der Hochspannung  $U^\alpha$  variiert, das Ausgangssignal also sehr empfindlich auf Fluktuationen der Hochspannung reagiert. Multiplier müssen daher mit einer gut stabilisierten und geglätteten Hochspannung betrieben werden. Typische Werte für  $V$  liegen bei  $10^4-10^6$ .

Die Anordnung der Dynoden und Fokussierungselemente im Elektronenvervielfacher ist auf maximalen Elektronenfluß abgestimmt, so daß Beeinflussungen der Elektronen-

bahnen zu starken Verlusten führen. Insbesondere haben äußere Magnetfelder so starken Einfluß auf die Stromverstärkung, daß Photomultiplier nicht in Magnetfeldern betrieben werden können bzw. gegen Magnetfelder durch  $\mu$ -Metall-Abschirmungen geschützt werden müssen.

Daneben kann es bei großen Signalen zur Ausbildung von beträchtlichen Raumladungen im Bereich der letzten Dynoden kommen, wodurch die Elektronenbahnen gestört werden und Verluste auftreten. Dieser Effekt beeinflusst die Linearität der Stromverstärkung im Bereich großer Pulse.

Die Aufgabe des Spannungsteilers ist es, die Hochspannung zwischen Kathode und Anode den Angaben des Herstellers entsprechend auf die einzelnen Dynoden aufzuteilen. Meist ist die Spannung zwischen Kathode und 1. Dynode größer als die Spannungen zwischen den folgenden Dynoden. Man erreicht dadurch eine stärkere Fokussierung der wenigen Photoelektronen auf die 1. Dynode.

Der Querstrom durch den Spannungsteiler ist gering ( $\sim 1$  mA), im Bereich der letzten Dynoden kann der Elektronenstrom im Multiplier jedoch so groß werden, daß die Spannung zwischen den letzten Dynoden für die Dauer des Pulses absinkt, da die Spannungsquelle zu hoch belastet wird. Kondensatoren parallel zu den Widerständen der letzten Dynoden sollen diesen kurzzeitigen Zusammenbruch auffangen. Es ist möglich, die letzten Dynoden mit einer gesonderten Spannungsquelle zu versorgen.

### 2.4.3 Photomultiplier im Magnetfeld

In vielen Detektoren der Hochenergiephysik werden starke, homogene Magnetfelder zur Bestimmung von Teilchenimpulsen benötigt. Der Einsatz von Szintillationsdetektoren innerhalb dieser Felder erfordert meist sehr lange Lichtleiter, da herkömmliche Photomultiplier außerhalb des Feldes angeordnet werden müssen.

Von Hamamatsu gibt es seit kurzer Zeit Photomultiplier mit spezieller Dynodenanordnung, die auch in starken Magnetfeldern genügend hohe Stromverstärkungen liefern. Diese Multiplier besitzen Transmissionsdynoden, die parallel zueinander, hintereinander angeordnet sind. Die Sekundärelektronen werden bei diesen Dynoden auf der Rückseite emittiert, so daß die Elektronenbahnen weitgehend gradlinig, parallel zur Symmetrieachse verlaufen. Ein homogenes Magnetfeld, parallel zu dieser Achse, beeinflusst die Bewegung der Elektronen kaum.

Die Stromverstärkung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke ist in Abb. 2.11 dargestellt.

Da die Wege der Elektronen bei dieser Anordnung der Dynoden wenig differieren, ist bei diesen Multipliern eine bessere Zeitaufösung als bei herkömmlichen Typen zu erwarten. Pulshöhen- und Zeitverhalten sind gegenwärtig Gegenstand genauerer Untersuchungen [Mor88].



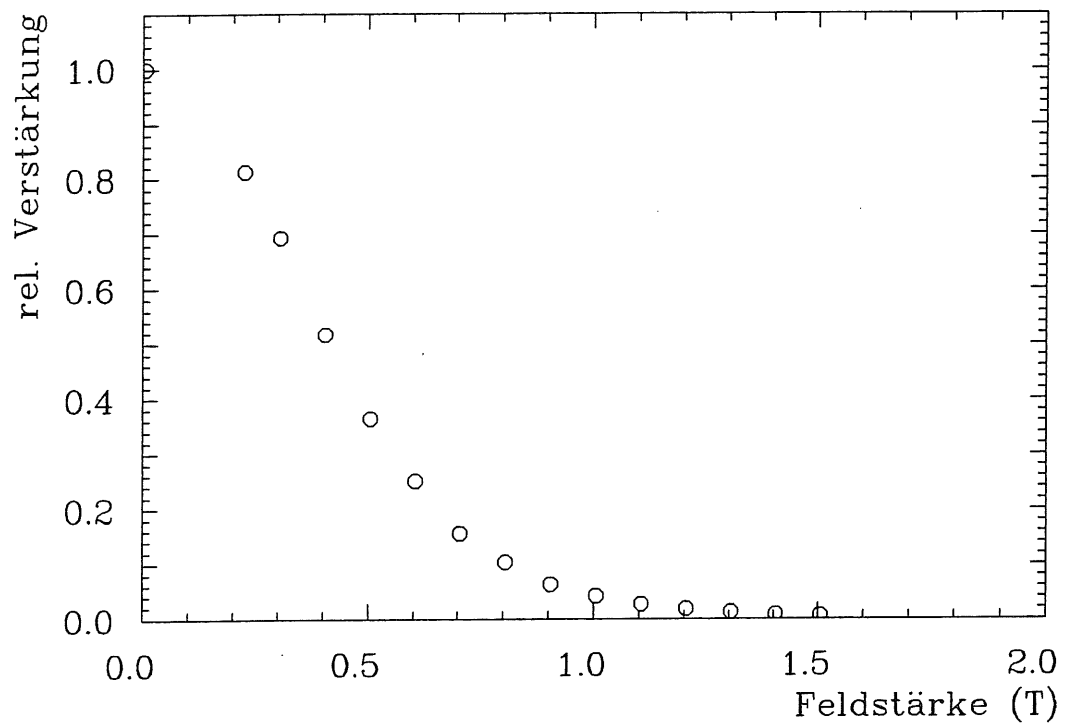


Abb. 2.11: *Stromverstärkung des Photomultipliers Hamamatsu R2490 nach [Mor88] in relativen Einheiten, in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke.*

## Kapitel 3

# Beschreibung der untersuchten Szintillatoren

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Szintillationsdetektoren werden in diesem Kapitel detailliert beschrieben. Aufgrund der Form ihrer aktiven Volumina lassen sie sich in zwei Gruppen einteilen:

- Szintillationsdetektoren in Form langer Bretter, die ursprünglich für den Zylindermantel des TOF-Systems des H1-Detektors vorgesehen waren.
- Szintillationsdetektoren mit kreisbogenförmig begrenzten aktiven Volumina, aus denen die Stirnwände des TOF-Detektors aufgebaut werden sollten.

### 3.1 Szintillatorbretter

Für die Untersuchungen standen Szintillatoren aus SCSN-38<sup>1</sup> mit folgenden Abmessungen zur Verfügung:

- $180 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$  (2 Stücke)
- $180 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$  (1 Stück)

Szintillatoren mit größerer Länge als 180 cm waren nicht lieferbar. Nachdem die 1.80 m langen Szintillatoren untersucht worden waren, wurden die beiden 2 cm dicken Stücke zu einem Szintillator mit den Maßen

- $360 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$

verklebt und sein Zeit- und Pulshöhenverhalten untersucht.

Ferner wurde ein NE110-Szintillator<sup>2</sup> mit den Abmessungen

- $180 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$

untersucht. Wegen der identischen Maße ermöglicht dies einen Vergleich der beiden Materialien SCSN-38 und NE110, sowohl bezüglich der Lichtausbeute als auch der effektiven Absorptionslänge.

Die Lichtleiter aller Szintillatorbretter waren vom "fish-tail"-Typ (Abb. 3.1). Sie bestanden aus Plexiglas und überführten das Szintillationslicht von den  $20 \text{ cm}^2$  bzw.  $10 \text{ cm}^2$

<sup>1</sup>Hersteller: Kyowa Gas Chemical Industry Co., Ltd., Japan

<sup>2</sup>Hersteller: Nuclear Enterprise Ltd., Scotland

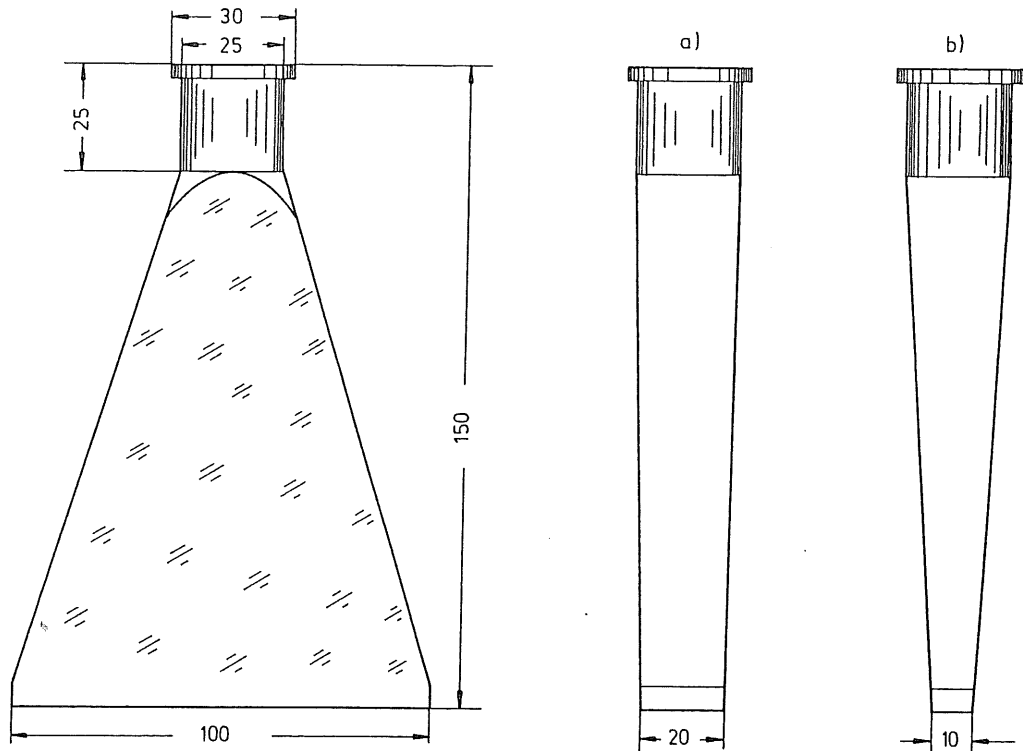


Abb. 3.1: "fish-tail"-Lichtleiter der geraden Szintillatorbretter.

Auf- und Seitenansicht der Plexiglas-Lichtleiter, mit denen das Szintillationslicht von den ausgelesenen Flächen des 2 cm-dicken (a) bzw. 1 cm-dicken (b) Szintillatoren auf eine  $4.9 \text{ cm}^2$  große runde Fläche überführt wird. Der Wulst am Ende der Lichtleiter dient zur Befestigung des Photomultipliers (siehe Abb 3.2).

großen rechteckigen Stirnflächen der Szintillatoren auf einen  $4.9 \text{ cm}^2$  großen runden Querschnitt, an den der Photomultiplier angekoppelt wurde. Die Form der Lichtleiter wurde in Hinblick auf eine gute Lichtüberführung und verhältnismäßig einfache Fertigung gewählt, jedoch nicht durch Simulationsrechnungen optimiert.

Die aktiven Volumina aller Szintillationszähler wurden mit Aluminium-beschichteter Mylarfolie umhüllt. Diese hat gegenüber handelsüblicher Aluminium-Folie (Backfolie) den Vorteil, daß sie flexibel ist, nicht knittert und sich daher glatt um den Szintillator legen läßt. Dafür ist ihr Reflexionsvermögen nicht 100%; gegen eine starke Lichtquelle wirkt sie semitransparent. Die Detektoren wurden daher zusätzlich mit einer lichtdichten Kunststoffolie umhüllt, um Außenlicht abzuschirmen.

In Messungen mit UV-Licht [Pau88] wurde der Einfluß der Umhüllung der Lichtleiter auf die Lichtüberführung untersucht. Dabei zeigte es sich, daß eine weiße, diffus reflektierende Folie die günstigsten Eigenschaften aufweist, verglichen mit einer Aluminium-Umhüllung und einer absorbierenden Umhüllung. Diese diffus reflektierende Folie wurde hergestellt, indem die oben beschriebene Aluminium-beschichtete Mylarfolie dünn mit weißer Binderfarbe bespritzt wurde, der zur Verbesserung der Reflexionseigenschaften  $\text{TiO}_2$  zugesetzt wurde<sup>3</sup>. Der Vorteil der Verwendung einer Folie gegenüber dem Auftragen von weißer Reflektorfarbe direkt auf den Lichtleiter liegt in der weitgehende Erhaltung der Totalreflexion durch den Luftspalt zwischen Plexiglas und Folie.

<sup>3</sup>Die Folien wurden unter Mithilfe von J. Peters, F14, hergestellt.

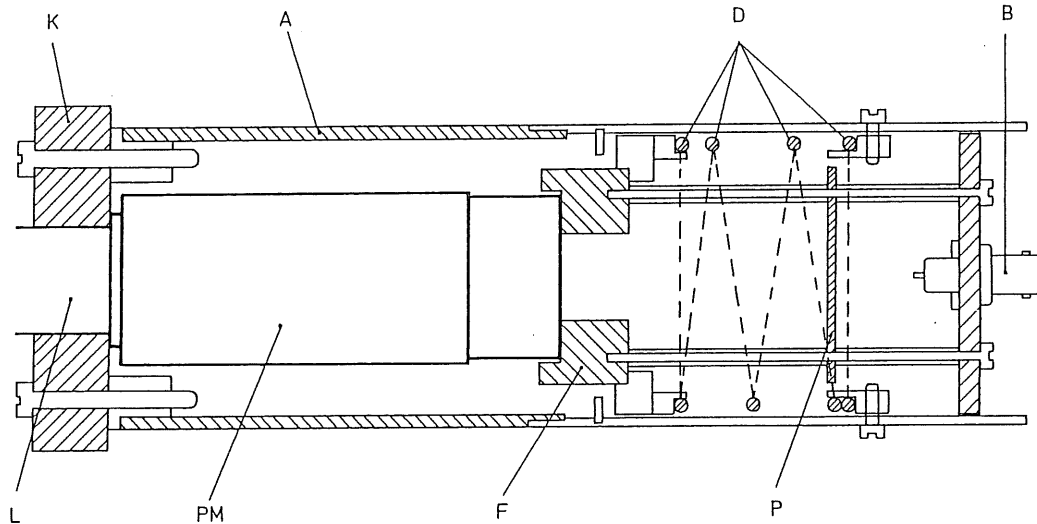


Abb. 3.2: Mechanischer Aufbau zur Ankopplung der Photomultiplier.  
 Die Kunststoffbacken (K) umschließen das runde Ende des Lichtleiters (L). Sie sind durch Schrauben fest mit der Aluminiumhülse (A) verbunden, auf die das Spannungsteilergehäuse (S) geschraubt wird. Durch die Druckfeder (D) wird der Photomultiplier (PM) zusammen mit seiner Fassung (F), der Spannungsteilerplatine (P) und der rückseitigen Abdeckung, die die BNC- und SHV-Anschlüsse (B) trägt, gegen den Lichtleiter gedrückt und der optische Kontakt hergestellt. Als Kontaktmittel diente das optische Fett Rhodorsil.

Die Messungen wurden mit Photomultipliern vom Typ VALVO XP2011B und Hamamatsu 2021 durchgeführt. Die Kenndaten dieser Multiplier, sowie die Schaltungen der verwendeten Spannungsteiler, sind im Anhang aufgeführt.

Da die VALVO-Multiplier zuvor bereits für Messungen von M. Gennis [Gen87] verwendet wurden, waren geeignete Spannungsteiler für diese Multiplier vorhanden. Durch die in Abb. 3.2 dargestellte Konstruktion wurden die Photomultiplier mit ihren Spannungsteilern an die Lichtleiter der Szintillationszähler angekoppelt.

Für die Hamamatsu-Photomultiplier wurde der mechanische Aufbau der Spannungsteiler von den VALVO-Multipliern übernommen und nur die Platine des Spannungsteilers verändert [Wes88].

## 3.2 Kreisbogenförmig begrenzte Szintillatoren

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nacheinander zwei Szintillationsdetektoren mit kreisringförmig begrenzten aktiven Volumina gebaut und mit 3 GeV-Elektronen des DESY-Teststrahls untersucht.

Der erste dieser Detektoren, ein 180°-Bogen, ist in Abb. 3.3 dargestellt. Er wurde aus einer 13.5 mm dicken NE102<sup>4</sup>-Platte hergestellt und hatte einen Außenradius von 240 mm und einen Innenradius von 140 mm. Die beiden ausgelesenen Flächen waren unter 45° angeschrägt, so daß das Szintillationslicht um 90° umgelenkt wurde und den Szintillator senkrecht zur Detektorebene verließ. Die Lichtleiter waren entsprechend an den Enden des Bogens auf den Szintillator aufgeklebt. Sie besaßen dieselbe Form wie die Lichtleiter

<sup>4</sup>Hersteller: Nuclear Enterprise Ltd., Scotland

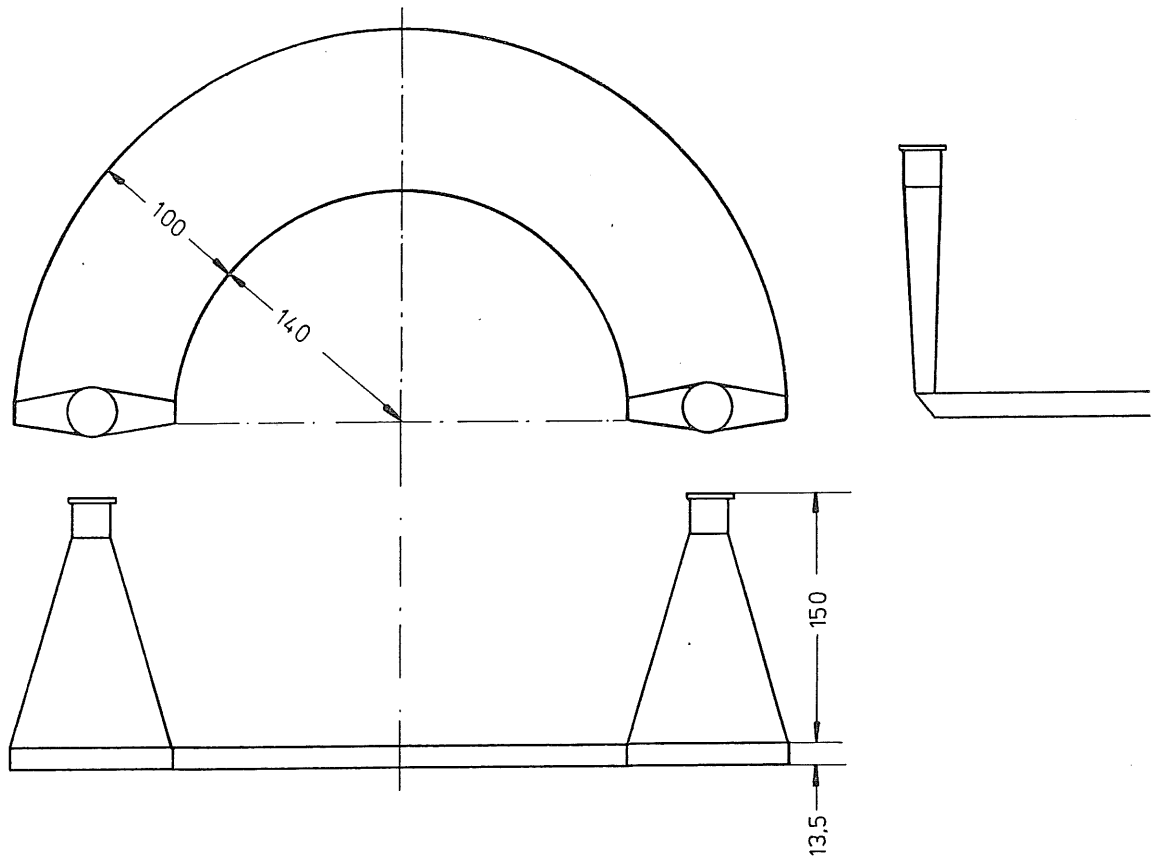


Abb. 3.3: Abmessungen des 180°-Szintillatorbogens.

Durch die unter 45° abgeschragten ausgelesenen Flächen wird das Szintillationslicht um 90° umgelenkt und tritt senkrecht zur Detektorebene aus. Die Lichtleiter waren mit denen der langen Szintillatorbretter identisch.

der Szintillatorbretter und liefen am breiten Ende, entsprechend der Dicke des Szintillatorbogens, auf 13.5 mm zu.

Um die Signalhöhe und das Zeitverhalten des Szintillatorbogens mit dem der geraden Szintillatoren vergleichen zu können, wurde aus derselben Szintillatorplatte, zusammen mit dem Bogen, ein gerades Referenzstück angefertigt. Es hatte eine Breite von 100 mm und seine Länge von 597 mm entsprach der Bogenlänge beim mittleren Radius von 190 mm. Die einander gegenüber liegenden ausgelesenen Flächen waren ebenfalls unter 45° abgeschragt, die Form und Anordnung der Lichtleiter war mit denen des Bogens identisch.

Photomultiplier und Lichtleiter wurden durch die bereits beschriebene Konstruktion miteinander verbunden.

Entsprechend den Erfahrungen mit den Lichtleitern der geraden Szintillatoren wurden die Lichtleiter bei Bogen und Referenzstück lose mit weißer Folie umwickelt. Die aktiven Volumina beider Detektoren wurden mit Aluminium-beschichteter Mylarfolie umgeben. An den abgeschragten Flächen, an denen es besonders auf gute Reflexionseigenschaften ankam, wurde die Aluminiumfolie durch steife Pappe verstärkt. Zur vollständigen Abschirmung gegen Außenlicht wurden die Detektoren schließlich mit schwarzer Kunststoffolie und schwarzem Klebeband lichtdicht verpackt.

Als zweiter Szintillationsdetektor mit kreisringförmig begrenztem aktivem Volumen wurde ein Prototyp des inneren Detektorringes der in Abb. 1.2 vorgeschlagenen Flächen-

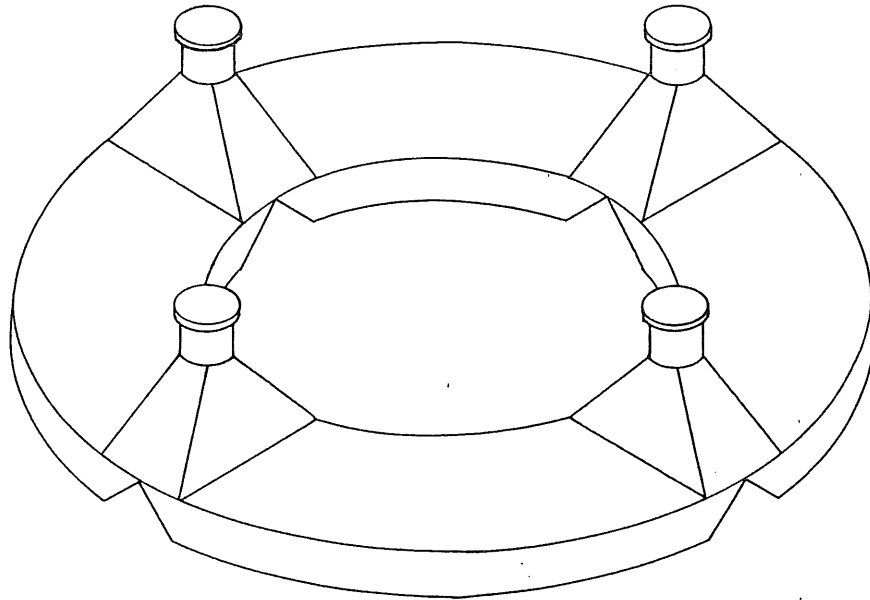


Abb. 3.4: Gesamtansicht des Detektorringes.

Nicht dargestellt sind die Photomultiplier und die Grundplatte aus Aluminium, auf der der Detektor zur Erhöhung der Stabilität befestigt war. Die Unterschiede in den Lichtleitergeometrien sind ebenfalls nicht dargestellt.

aufteilung untersucht. Der Detektor bestand aus vier Viertelkreissegmenten aus NE102 mit Außenradien von 200 mm und Innenradien von 110 mm. Die Dicke des Materials betrug 25 mm. Die beiden ausgelesenen Flächen eines jeden Segments waren wie beim Szintillatorbogen unter  $45^\circ$  abgeschragt. Im Detektorring lagen je zwei solcher Flächen nebeneinander. Sie wurden von einem gemeinsamen Lichtleiter überdeckt. Durch diese Anordnung wurde jedes Segment durch zwei Photomultiplier ausgelesen, obwohl nur vier Photomultiplier benötigt wurden. Abb. 3.4 zeigt eine Gesamtansicht des Detektors ohne Photomultiplier.

Neben dem Pulshöhen- und Zeitverhalten von gekrümmten Szintillatoren wurden mit diesem Detektor verschiedene Lichtleitergeometrien untersucht. Wegen des begrenzt zur Verfügung stehenden Platzes in z-Richtung im H1-Detektor waren die vier Lichtleiter nur 75 mm hoch. Ihre äußeren Abmessungen waren weitgehend identisch, sie unterschieden sich jedoch an den Klebestellen zwischen Szintillator und Lichtleiter, wie es in Abb. 3.5 dargestellt ist. Aufgrund der für die  $90^\circ$ -Spiegelung des Lichtes erforderlichen Ansträgung des Szintillators und der dadurch reduzierten Dicke an den Segmentgrenzen bestand die Gefahr einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit im Übergangsbereich zwischen den Segmenten. Daher wurden zusätzlich Szintillatorstücke zwischen Lichtleiter und Szintillatorring eingesetzt.

Im Lichtleiter vom Typ a wurde durch einen Keil aus Szintillatormaterial erreicht, daß die Szintillatordicke von 25 mm über den ganzen Übergangsbereich hinweg konstant war.

Eine weniger aufwendige Konstruktion wurde für den Lichtleiter vom Typ b gewählt. Dort wurde mit einem zusätzlichen Szintillatorstück eine Gesamtszintillatordicke im Übergangsbereich von 10 mm garantiert. Die entsprechend geringere Intensität des dort erzeugten Szintillationslichtes relativ zum 25 mm dicken Szintillatorring wurde durch die Nähe zum Photomultiplier kompensiert. Zwei Lichtleiter des Detektorringes waren von diesem Typ.

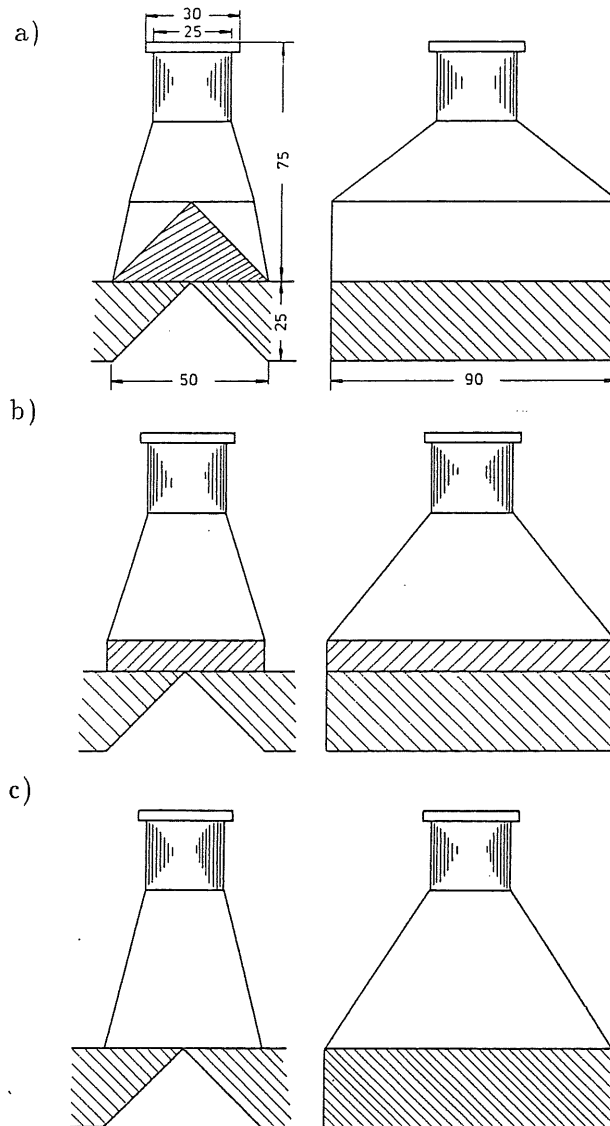


Abb. 3.5: Geometrien der Lichtleiter des Detektorringes.

Während die äußeren Abmessungen der Lichtleiter nahezu identisch sind, unterscheiden sie sich in Details, die Einfluß haben auf das Verhalten des Detektors beim Durchgang von Teilchen nahe den Segmentgrenzen.

- a) Durch den Keil aus Szintillatormaterial wird eine gleichbleibende Szintillatordicke im Bereich des Überganges zwischen zwei Kreisringsegmenten erreicht.
- b) Eine Szintillatorplatte zwischen Plexiglas und aktivem Volumen gewährleistet eine Mindestszintillatordicke im Bereich des Überganges.
- c) Wegen der verschwindenden Szintillatordicke nahe der Segmentgrenze besteht die Gefahr, daß Teilchen den Detektor in diesem Bereich "ungesehen" durchqueren.

Der Lichtleiter vom Typ c stellte die einfachste Lösung dar. Es mußte jedoch ein "blinder" Bereich des Detektors an den Segmentgrenzen in Kauf genommen werden.

Obwohl durch die aufgeklebten Lichtleiter die vier Segmente des Detektorringes fest miteinander verbunden waren, wurde der gesamte Ring durch je zwei Schrauben pro Segment auf einer 2 mm starken Aluminium-Platte befestigt. Diese Platte war gleichzeitig Teil eines Gehäuses, welches

- den gesamten Detektor gegen Außenlicht abschirmte
- zur Halterung der Photomultiplier und Spannungsteiler diente
- es ermöglichte, den Detektorring mit den Photomultipliern senkrecht in den Elektronenstrahl zu stellen.

Die Szintillatorsegmente wurden sowohl mit einer Umhüllung aus Aluminium-beschichteter Mylarfolie untersucht als auch mit einer Umhüllung aus weißem, diffus reflektierendem Papier.



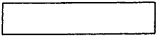
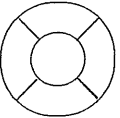
Die vier Lichtleiter mit weißer Folie zu umhüllen war, wegen ihrer gedrungenen Form, nicht möglich. Daher wurde auf die schmalen Flächen weiße Reflektorfarbe (NE560<sup>5</sup>) direkt aufgetragen. Die großen Flächen der Lichtleiter, die aufgrund ihrer flachen Steigung Totalreflexion ermöglichten, wurden poliert belassen.

In Tab. 3.1 sind alle Szintillationsdetektoren mit ihren Maßen und Materialien zusammengestellt. Ferner ist aufgeführt, mit welchen Photomultipliern, welchen Umhüllungen und welchen Strahlungsquellen diese Detektoren untersucht wurden.

---

<sup>5</sup>Hersteller: Nuclear Enterprise Ltd., Scotland



Form	Maße	Material	Umhüllung	Photomultiplier	Teilchen
	180×10×1	SCSN-38	alu	VALVO	Muonen
				Hamamatsu	Elektronen
	180×10×2	SCSN-38	alu	VALVO	Muonen
				Hamamatsu	Elektronen
					Muonen
				NE110	Elektronen
360×10×2	SCSN-38	alu	VALVO	Elektronen	
		schwarz	VALVO	Elektronen	
	$r_a = 24$ $r_i = 14$ $d = 1.35$	NE102	alu	VALVO	Elektronen
	59.7×10×1.35	NE102	alu	VALVO	Elektronen
	$r_a = 20$ $r_i = 11$ $d = 2.5$	NE102	alu	VALVO	Elektronen
			weiß	VALVO	Elektronen

Tab. 3.1: Übersicht über alle Szintillationsdetektoren und die durchgeführten Messungen. (Maßangaben in cm)

## Kapitel 4

# Die Meßanordnungen

Um das Pulshöhenverhalten von verschiedenen geformten Szintillationsdetektoren untersuchen zu können, muß das aktive Volumen an einem bekannten, räumlich begrenzten Ort zur Szintillation angeregt werden. Soll zusätzlich das Zeitverhalten untersucht werden, so muß die Anregung durch kurze Pulse erfolgen, deren Anstiegszeit im zeitlichen Bereich der untersuchten Phänomene ( $\sim 1$  ns) liegen muß.

Im einfachsten Fall kann die Anregung durch Einstrahlung von ultraviolettem Licht einer Entladungslampe oder durch ionisierende Strahlung eines radioaktiven  $\beta^-$ -Präparates erfolgen. In beiden Fällen werden jedoch nur Szintillationen bevorzugt nahe der Oberfläche des aktiven Volumens angeregt. Die Abhängigkeit der Pulshöhe von der Dicke des Szintillators, wie sie beim Durchgang minimal ionisierender Teilchen beobachtet wird, kann daher mit einem Präparat nicht studiert werden. Bei radioaktiven Präparaten muß durch geeignete Kollimatoren von der isotrop emittierten Strahlung der größte Teil ausgeblendet werden, damit der Einstrahlungsort genügend genau eingegrenzt ist. Sofern nicht extrem aktive Präparate verwendet werden, sinkt dadurch die Ereignisrate so stark, daß sie mit der Zählrate der kosmischen Strahlung vergleichbar wird, wodurch eine einfache ortsabhängige Messung unmöglich wird.

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen wurden die Szintillatoren sowohl durch hochenergetische Elektronen des DESY-Teststrahls, der für insgesamt vier Wochen, verteilt auf drei Strahlzeiten innerhalb von sieben Monaten zur Verfügung stand, als auch durch Muonen der kosmischen Strahlung angeregt. Kosmische Muonen treffen mit hoher Energie gleichmäßig verteilt auf der Erdoberfläche auf, so daß für ortsabhängige Messungen Koinzidenzdetektoren verwendet werden müssen, die den Auftreffort eines Muons festlegen. Zwar ist die Ereignisrate bei ausreichend guter Ortsauflösung gering, die Meßdauer für eine gute Statistik entsprechen lang, dafür steht die Höhenstrahlung rund um die Uhr zuverlässig zur Verfügung.

Alle untersuchten Szintillationsdetektoren wurden von je zwei Photomultipliern ausgelesen. Zu jedem Teilchendurchgang (Ereignis) wurden daher zwei Pulshöhensignale sowie zusätzliche Signale aus dem Zeitweig erzeugt, die alle gleichzeitig im Datenaufnahmesystem digitalisiert und aufgezeichnet wurden (Multi-Parameter-Experiment).

In diesem Kapitel werden der mechanische und der elektronische Aufbau aller Experimente detailliert beschrieben. Bedingt durch die Erfahrungen, die im Verlauf der Messungen gemacht wurden, sowie durch neu eintreffende elektronische Geräte, wurden die Meßaufbauten mehrfach verändert. Diese Änderungen werden ebenso beschrieben, wie die Maßnahmen, die getroffen wurden, um die Meßergebnisse der einzelnen Szintillationsdetektoren im Nachhinein miteinander vergleichbar zu machen.

Schließlich wird das verwendete Datenacquisitionssystem kurz beschrieben und das verwendete List-Mode-Verfahren für die Datenaufzeichnung erläutert.

## 4.1 Messungen mit kosmischer Strahlung

Die kosmische Strahlung auf Meereshöhe besteht hauptsächlich aus Muonen ( $\sim 80\%$ ) sowie aus Elektronen und Protonen. Entsprechend der Durchdringungskraft ihrer Bestandteile wird sie in eine harte und eine weiche Komponente unterteilt. Muonen, die zur harten Komponente gehören, vermögen Bleiabsorber mit einer Dicke  $>15$  cm (entspricht  $167\text{ g/cm}^2$ ) zu durchdringen. Daher werden zur Festlegung des Einstrahlungsortes auf großflächigen Detektoren keine Kollimatoren, sondern geeignete Anordnungen von Koinzidenzdetektoren verwendet, die den bestrahlten Bereich definieren.

Die Anordnung der Koinzidenzdetektoren bei den hier beschriebenen Untersuchungen sowie der elektronische Aufbau werden in diesem Abschnitt beschrieben. Zunächst folgen jedoch einige Fakten über kosmische Strahlung und Muonen.

### 4.1.1 Die kosmische Strahlung

Die kosmische Primärstrahlung, die aus dem Weltall kommend auf die Erdatmosphäre trifft, setzt sich aus Protonen ( $\sim 90\%$ ) und schwereren Teilchen zusammen. Die Energien der Primärteilchen reichen von  $\geq 1$  GeV bis zu  $\sim 10^5$  GeV pro Nukleon. In der Erdatmosphäre kommt es zu Wechselwirkungen mit Gasmolekülen, bei denen hadronische Schauer erzeugt werden, die hauptsächlich aus Pionen ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ) bestehen. Im Mittel erfährt ein primäres Proton zwölf Wechselwirkungen auf einer vertikalen Bahn durch die Erdatmosphäre. Neben der Pionenerzeugung kommt es bei den Wechselwirkungen zur Emission von hochenergetischen Nukleonen, die ihrerseits hadronische Schauer erzeugen.

Die entstehenden Pionen sind instabil und zerfallen, trotz der relativistischen Zeitdilatation, aufgrund des großen Wechselwirkungsquerschnittes für Reaktionen mit Molekülen der Erdatmosphäre, bevor sie Meereshöhe erreichen. Die neutralen Pionen zerfallen in je zwei Photonen. Diese erzeugen durch Paarbildung in der Atmosphäre elektromagnetische Schauer bestehend aus Photonen, Elektronen und Positronen. Diese Bestandteile der kosmischen Strahlung bilden auf Meereshöhe die weiche Komponente.

Die geladenen Pionen zerfallen entsprechend dem Schema

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad \text{und} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu} .$$

Zwar sind die erzeugten Muonen ebenfalls nicht stabil, sie zerfallen in ein Elektron (Positron) und zwei Neutrinos, doch können sie aufgrund der relativistisch verlängerten Lebensdauer und des relativ zu Elektronen reduzierten Wechselwirkungsquerschnittes für die Erzeugung von Bremsstrahlung die Erdoberfläche erreichen. In Abb. 4.1.a sind die in der Atmosphäre ablaufenden Prozesse schematisch dargestellt.

Muonen, die die Erdoberfläche erreichen, besitzen Energien von 1 GeV bis zu  $10^5$  GeV. Das Energiespektrum für vertikal einfallende Muonen ist in Abb. 4.1.b gezeigt. Als Einfallswinkel kommen alle Zenithwinkel von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  vor, das Intensitätsmaximum liegt jedoch bei senkrechtem Einfall. Für Muonen, die nahezu waagrecht auf die Erdoberfläche treffen, ist das Maximum des Energiespektrums leicht zu hohen Energien hin verschoben.

Für die Anregung von Plastikszintillatoren spielt die Schauerentwicklung keine Rolle. Hochenergetische Muonen und hochenergetische Elektronen verhalten sich gleichermaßen wie minimal ionisierende Teilchen.

### 4.1.2 Aufbau der Koinzidenzdetektoren

Bei den ortsabhängigen Messungen an großflächigen Szintillationsdetektoren mit kosmischer Strahlung mußten aus der Vielzahl der Signale diejenigen identifiziert werden, die

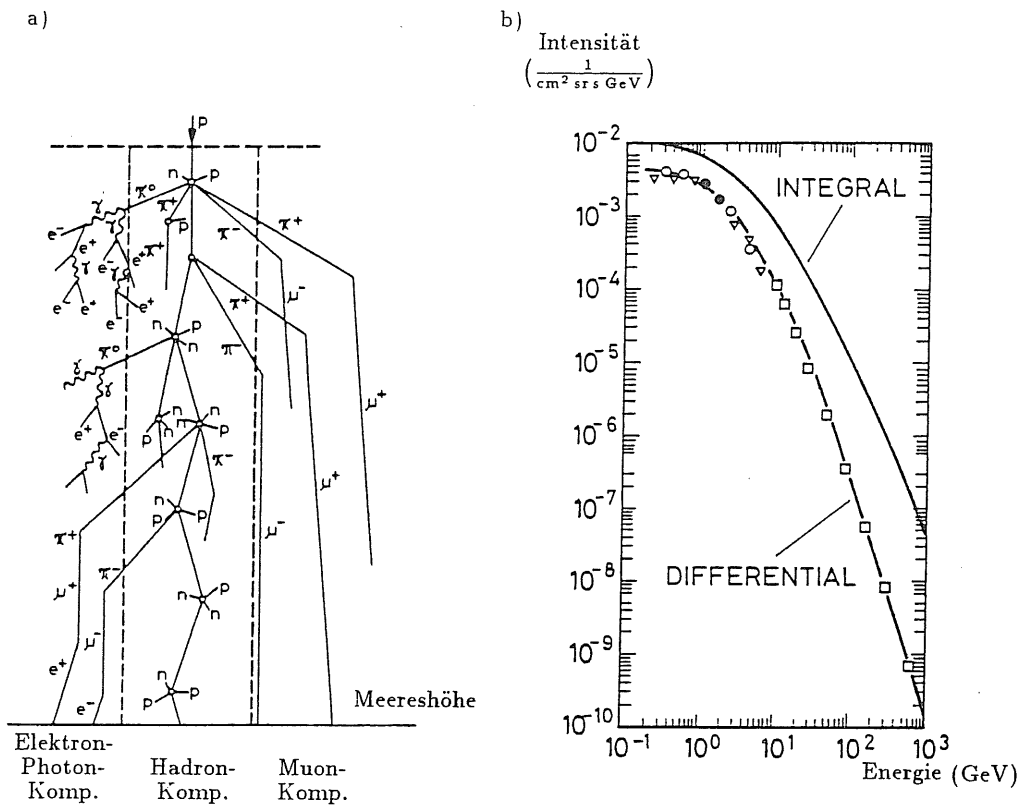


Abb. 4.1: Kosmische Strahlung:

- a) Schematische Darstellung der verschiedenen Prozesse nach dem Eintritt eines kosmischen Protons in die Erdatmosphäre.
- b) Differentielles und integrales Energiespektrum senkrecht einfallender Muonen auf Meereshöhe nach [All84].

von Teilchen erzeugt wurden, die an einem begrenzten, wohlbekannten Ort auf den Szintillator auftrafen. Dazu wurden ober- und unterhalb des Szintillators kleine Koinzidenzdetektoren aufgebaut. Signale, die in beiden Koinzidenzzählern quasi gleichzeitig auftraten, mußten von demselben Teilchen erzeugt worden sein<sup>1</sup>. Dieses hatte dann zwangsläufig den großflächigen Szintillator am Ort zwischen den beiden Koinzidenzdetektoren durchquert. Durch das gleichzeitige Ansprechen dieser beiden Detektoren wurde ein elektronisches Triggersignal erzeugt, das das Datenaufnahmesystem veranlaßte, die Signale der Hauptverstärker des Pulshöhenzweiges im geeigneten Moment aufzuzeichnen.

Die Genauigkeit des Auftreffpunktes auf dem großen Szintillator wurde durch die Abmessungen der Koinzidenzdetektoren bestimmt. Da die Intensität der kosmischen Strahlung gegeben war, mußte eine verbesserte Ortsauflösung mit einer kleineren Zählrate und damit einer längeren Meßdauer erkauft werden.

Im Falle der 180 cm langen Szintillatorbretter, und nur diese wurden mit kosmischen Muonen untersucht (Tab.3.1), kam es bei der Festlegung des Ortes hauptsächlich auf

<sup>1</sup>Die Flugzeit der kosmischen Teilchen zwischen den beiden Detektoren ist gegen die Breite ihrer Signale vernachlässigbar.

den Abstand zum Photomultiplier an ( $z$ -Richtung). Der Einfallsort quer zur Szintillatorachse ( $y$ -Richtung) wirkt sich bei den meisten Positionen nicht auf die Signalhöhe aus. Als Koinzidenzdetektoren wurden daher Szintillatorfinger aus SCSN-38 (Länge 109 mm, Breite 21 mm, Dicke 24 mm) verwendet. Ausgelesen wurden diese Finger mit Photomultipliern des Typs VALVO XP2011B, die in der bereits beschriebenen Weise (Kap. 3.1) an einen kurzen Plexiglaslichtleiter angeflanscht wurden. Der Abstand zwischen den senkrecht übereinanderliegenden Fingerdetektoren betrug 100 mm. Damit ergab sich ein maximaler Zenithwinkel für die registrierten Muonen von  $41^\circ$ . Schräg einfallende Teilchen legten einen längeren Weg im Szintillatorbrett zurück und erlitten daher einen größeren Energieverlust als bei senkrechtem Einfall. Beim maximalen Einfallswinkel vergrößerte sich die wirksame Wegstrecke im Szintillator um einen Faktor 1.3. Da es sich bei den Muonen um minimal ionisierende Teilchen handelte, ging dieser Faktor direkt in den Energieverlust ein. Die Folge war eine Verbreiterung in der Signalhöhenverteilung zusätzlich zur Landau-Statistik und dem Rauschen von Szintillator und Photomultiplier.

Um die Meßdauer zu verkürzen, wurden bei den Untersuchungen bis zu drei Fingerdetektorpaare gleichzeitig an verschiedenen Positionen eines 180 cm langen Brettes verwendet. Durch einen geeigneten elektronischen Aufbau (Kap. 4.1.3) und die Datenaufnahme im List-Mode (Kap. 4.3.2) war es möglich, nachträglich die zu jedem einzelnen Auftreffort gehörigen Pulshöhenspektren zu rekonstruieren.

#### 4.1.3 Elektronischer Aufbau bei den Muonenmessungen

Bei den Messungen mit kosmischen Muonen wurden bis zu acht Photomultiplier gleichzeitig betrieben, zwei für den untersuchten Szintillationsdetektor, sowie je zwei Photomultiplier für jedes Triggerfingerpaar. Die Betriebsspannungen für alle Multiplier wurden einer LeCroy HV4032-Hochspannungsversorgung entnommen. Sie wurden entsprechend den Angaben der Photomultiplierhersteller gewählt [Ham85, Val85] und sind in Tab. 4.1 angegeben. Wie es die Schaltung des Spannungsteilers vorsieht (siehe Anh. B), wurden die beiden letzten Dynoden des VALVO-Photomultipliers separat mit Spannung versorgt.

	VALVO XP2011B	Hamamatsu 2063
$U_{\text{Kathode-Anode}}$	1800 V	2000 V
$U_{\text{D}_9\text{-Anode}}$	456 V	-
$U_{\text{D}_{10}\text{-Anode}}$	212 V	-

Tab. 4.1: Betriebsspannungen der Photomultiplier.

Zur Analyse des Pulshöhenverhaltens der Szintillationsdetektoren wurden die Signale eines jeden der beiden Photomultiplier durch einen Hauptverstärker (ORTEC 440) mit einer Integrationszeit von 250 ns und anschließend durch einen Gated-Bias-Amplifier (GBA, ORTEC 444) verstärkt, der im wesentlichen dazu diente, den Signalen die von den ADC's bevorzugte Rechteckform zu geben.

Bei den Photomultiplierpulsen handelte es sich um schnelle, negative Pulse mit einer Breite von 20–50 ns. Die mittlere Signalhöhe bei Verwendung der VALVO-Photomultiplier betrug 50–300 mV, abhängig vom Einstrahlungsort. Da die Szintillationsdetektoren gleichzeitig auf ihr Zeitverhalten untersucht wurden, mußte das Photomultipliersignal geteilt werden. Dazu wurde ein BNC T-Stück verwendet.

Die Signale der Hamamatsu-Photomultiplier waren sehr viel kleiner ( $\sim 10$  mV) und wurden daher zunächst mit zwei hintereinander geschalteten schnellen Verstärkern (ORTEC 535), etwa 30-fach verstärkt, anschließend mit einem T-Stück verzweigt und in den ORTEC 440 Hauptverstärkern einerseits und den Constant-Fraction-Diskriminatoren des Zeitzweiges andererseits weiterverarbeitet.

Das Triggersignal wurde durch logische Verknüpfung der Photomultipliersignale der Triggerfinger in einer schnellen Logik-Einheit (EG&G CO4010) generiert. Jedes der vier identischen Module dieses Geräts verknüpft maximal vier Eingangssignale in einer Überlappkoinzidenz wahlweise durch UND oder ODER. Die Koinzidenzzeit bei der UND-Verknüpfung ist durch die Breite der Eingangssignale bestimmt, der Mindestüberlapp beträgt 2 ns.

Die aus einer Verknüpfung resultierenden Signale standen sowohl als schnelle NIM-Signale zur Weiterverarbeitung in nachfolgenden logischen Verknüpfungen wie auch als positive, breite TTL-Signale, wie sie das Datenaufnahmesystem erwartete, zur Verfügung.

Zur Identifikation eines Muons wurden zunächst die beiden Photomultipliersignale eines jeden Triggerfingerpaares durch je ein UND miteinander verknüpft. Das Haupttriggersignal (HTS), auf dessen Erscheinen hin das Datenaufnahmesystem alle Parameter des Ereignisses aufzeichnete, wurde durch die ODER-Verknüpfung der NIM-Signale aller drei UND-Verknüpfungen generiert. Zu den aufgezeichneten Parametern gehörten auch die TTL-Signale dieser drei UND-Verknüpfungen, so daß im Nachhinein das Triggerfingerpaar mit dem Muondurchgang identifiziert werden konnte. In Abb. 4.2 ist der elektronische Aufbau von Pulshöhen und Triggerelektronik schematisch dargestellt.

Um das Pulshöhenspektrum mit genügend guter Statistik aufnehmen zu können, mußte für einen Einstrahlungsort etwa 24 Stunden lang gemessen werden. Entsprechend zogen sich die Untersuchungen, mit Unterbrechungen durch apparative Engpässe, über mehrere Monate hin. Bei solchen Zeiträumen war es unerlässlich, die Pulshöhenstabilität der gesamten Anordnung zu überwachen. Änderungen der Verstärker konnten dadurch erkannt, quantitativ bestimmt und die Meßergebnisse nachträglich korrigiert werden.

Die Hauptverstärker und ADC's wurden durch Pulse eines Testpulsers (BNC PB - 4) überwacht. Zwischen den Einzelmessungen wurden Testpulse mit ca. 8–10 bekannten Amplituden auf die Eingänge der Hauptverstärker gegeben und die Pulshöhenspektren aufgezeichnet. Der Zusammenhang zwischen der Lage eines Testpulspeaks im Spektrum und seiner Amplitude war durch die Verstärkung des Hauptverstärkers und GBA's bestimmt. Änderungen der Verstärkungen, absichtliche oder unbeabsichtigte, konnten nachträglich bestimmt und in den Meßergebnissen korrigiert werden. Ferner wurde durch dieses Verfahren die Linearität der Elektronik überprüft, sie war bis in den Bereich sehr kleiner Pulshöhen hinein gut.

Änderungen im Verhalten eines Photomultipliers oder seines optischen Kontaktes zum Lichtleiter konnten mit diesem Verfahren nicht überwacht werden. Solange jedoch die Photomultiplier an einem Szintillator nicht gewechselt wurden und die Verbindung nicht mechanisch beansprucht wurde, konnte der optische Kontakt als konstant angenommen werden. Beim Ummontieren der Photomultiplier auf einen neuen Szintillator wurde der optische Kontakt so sorgfältig wie möglich und in stets dergleichen Weise hergestellt, so daß Abweichungen in der Güte der Lichtüberführung so gering wie möglich waren.

Die schnellen Verstärker (ORTEC 535, EG&G FTA810) konnten nicht in die Überwachung durch Testpulse einbezogen werden, da sie diese wegen ihrer großen Zeitkonstanten nicht verarbeiten konnten. Der Verstärkungsfaktor dieser Geräte wurde daher durch geeignete Pulse separat ermittelt, jedoch nicht kontinuierlich überwacht. Bei der Auswertung der Meßergebnisse wurden diese Faktoren berücksichtigt, so daß die mit VALVO bzw. Hamamatsu-Photomultipliern gewonnenen Ergebnisse miteinander vergleichbar sind.

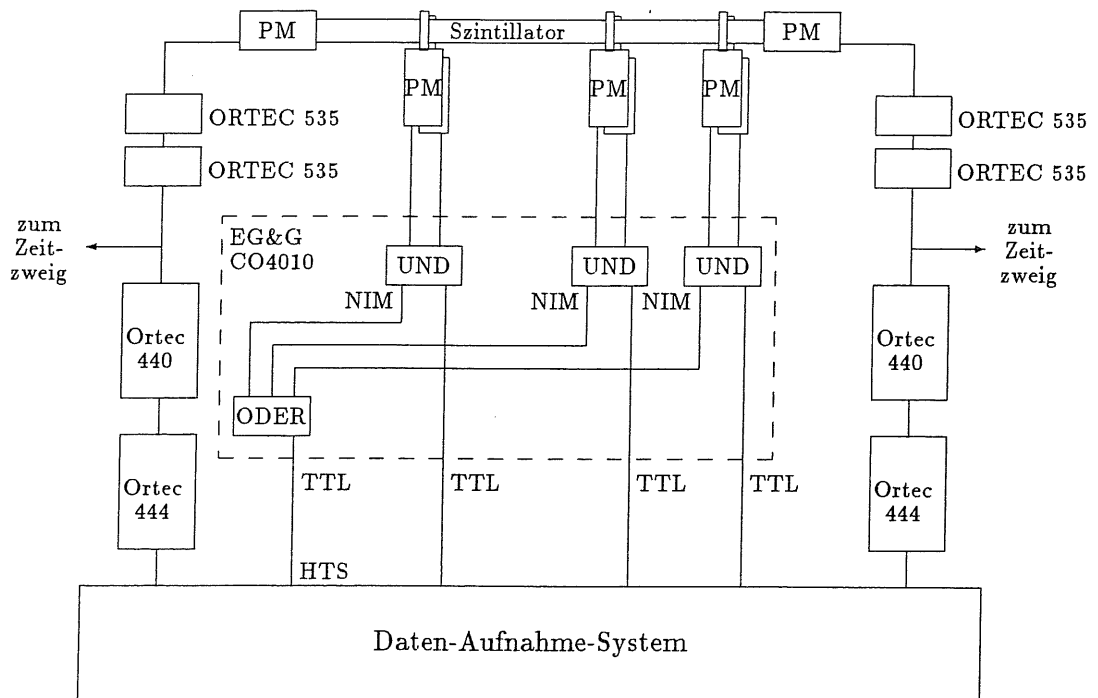


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau bei den Muonenmessungen.

Die beiden Photomultiplier-Signale des langen Szintillatorbrettes wurden in zwei identischen Verstärkerzweigen, bestehend aus einem Hauptverstärker Ortec 440 mit einer Integrationszeit von 250 ns und einem Gated-Bias-Amplifier Ortec 444, verarbeitet. Die schnellen Verstärker Ortec 535 wurden nur bei Messungen mit Hamamatsu Photomultipliern verwendet, da deren Signalamplituden etwa um einen Faktor 30 kleiner waren als die der VALVO Photomultiplier. Die Aufteilung in Zeit- und Pulshöhenzweig erfolgte mit einem BNC T-Stück. Das Haupttriggersignal (HTS) für das Datenaufnahmesystem wurde aus einer ODER-Verknüpfung der Koinzidenzsignale von maximal drei Fingerzählerpaaren erzeugt. Zur nachträglichen Auswertung wurden auch diese Koinzidenzsignale vom Datenaufnahmesystem aufgezeichnet.

## 4.2 Messungen mit Elektronen

Die Untersuchungen mit hochenergetischen Elektronen wurden am DESY-Teststrahl 26 durchgeführt. An einem Target im Synchrotron werden Bremsstrahlungsquanten erzeugt, die in einem Konversionstarget außerhalb des Beschleunigers durch Paarbildung u. a. schnelle Elektronen erzeugen. Diese durchlaufen das Feld eines Dipolmagneten und werden dort entsprechend ihrer Impulse verschieden stark abgelenkt. Eine Blende hinter dem Magneten läßt nur Elektronen mit einem festen Impuls (Genauigkeit  $\sim 1\%$ ) durch. Diese Elektronen machen den eigentlichen Teststrahl aus. Sie treten im Experimentierbereich aus dem mit einer dünnen Folie verschlossenen Vakuumstrahlrohr aus und legen die letzten Meter bis zum Szintillator in Luft zurück. Durch Änderung der Feldstärke des Dipolmagneten kann der Impuls der Elektronen des Teststrahls im Bereich von 1–6 GeV variiert werden. Für alle Untersuchungen wurden Elektronen mit einer Energie von 3 GeV gewählt, für die die Strahlintensität maximal war.

### 4.2.1 Mechanischer Aufbau

Wie bei den Messungen mit kosmischen Muonen gab es beim Elektronenteststrahl mehrere Triggerdetektoren, deren koinzidentes Ansprechen den Zeitpunkt und den Ort eines Teilchendurchganges durch den großflächigen Szintillationsdetektor bestimmte. Nur die Signale der Elektronen, die ein koinzidentes Signal in allen Triggerdetektoren erzeugten, wurden gemessen.

Insgesamt wurden vier dünne Szintillationsdetektoren als Triggerzähler verwendet. Der erste dieser Trigger (U) befand sich direkt am Austritt des Strahls aus der Abschirmung des Synchrotrons. Zwei weitere 1 cm breite Detektorfinger ( $K_1, K_2$ ) waren kreuzförmig am Austritt des Strahl aus dem Vakuumrohr angeordnet. Der letzte Detektor (F) mit einer quadratischen Fläche von  $49 \text{ mm}^2$  befand sich 40 cm vor dem zu untersuchenden Szintillator, etwa 2.1 m vom Triggerkreuz entfernt. Die beiden Zähler ( $K_1, K_2$ ) und der Trigger (F) waren unabhängig voneinander per Fernsteuerung von außerhalb des Experimentierbereiches in der Ebene quer zur Strahlrichtung verfahrbar. Sie wurden so positioniert, daß die Zählrate der koinzidenten Ereignisse aller vier Triggerdetektoren maximal war. Durch die Positionen des Triggerkreuzes ( $K_1, K_2$ ) und des Triggerfingers (F) war die Richtung des effektiven Elektronenstrahls festgelegt. Um die Auftreffposition der Elektronen auf dem zu untersuchenden Szintillator genau bestimmen zu können, wurde weit hinter dem Triggerdetektor (F), in der Verlängerung der Strahlrichtung, ein Vermessungsfernrohr so aufgebaut, daß die Blickrichtung durch das Fernrohr genau durch die Zentren der Triggerdetektoren ging. Der zu untersuchende Szintillationsdetektor wurde auf einem separaten Fahrtisch zwischen Triggerfinger und Fernrohr aufgebaut und konnte durch Fernsteuerung millimetergenau quer zur Strahlrichtung bewegt werden. Durch das Fernrohr konnte der Eintrittsort des Elektronenstrahls auf der Rückseite des Szintillators genau bestimmt werden. Durch die Abmessungen der Triggerdetektoren und ihren Abständen zueinander wurde der Ort des Elektronendurchganges durch den großflächigen Detektor auf etwa  $1 \text{ cm}^2$  festgelegt.

Die 180 cm langen Szintillatorbretter wurden durch je zwei Kugelgelenkschraubstöcke quer zur Strahlrichtung am Fahrtisch befestigt zusammen mit einem langen Holzbrett, von dem die Photomultiplier und ihre Spannungsteiler gehalten wurden. Dadurch wurde gewährleistet, daß der optische Kontakt zwischen Photomultiplier und Lichtleiter nicht durch das Eigengewicht von Multipliergehäuse und Kabeln belastet wurde. Da nur die Meßpunkte einer Hälfte des Szintillatorbrettes im Fahrbereich des Tisches lagen, mußten die Bretter zwischen den Messungen einmal um  $180^\circ$  gedreht werden.



Der 3.6 m lange Szintillationsdetektor — mit Lichtleitern, Photomultipliern und Spannungsteilern betrug seine Gesamtlänge 4.3 m — wurde in einem U-förmigen Holzprofil gelagert, da durch den Fahrtisch nur ein kleiner Teil des Szintillators unterstützt werden konnte. Wegen der Enge im Experimentierbereich konnte der Detektor nur in einer einzigen Position senkrecht zum Elektronenstrahl aufgebaut werden. Zur Einstrahlung an allen anderen Punkten mußte der Detektor in einem Winkel von  $42^\circ$  — für die extremen Randpositionen sogar unter  $30^\circ$  — zur Strahlrichtung aufgebaut werden.

Der Szintillatorbogen konnte in einfacher Weise mit einem Kugelgelenkschraubstock am Fahrtisch befestigt werden, wobei die Gehäuse von Photomultipliern und Spannungsteilern auf dem Fahrtisch auflagen und dadurch die optische Kontaktstelle entlastet wurde. Das gerade Referenzstück wurde wie die langen Szintillatoren durch zwei Kugelgelenkschraubstöcke gehalten. Die nach hinten weisenden Photomultiplier wurden durch Holzklötze unterstützt.

Der Szintillaterring konnte dank seines lichtdichten Gehäuses einfach auf dem Fahrtisch aufgestellt werden.

### 4.2.2 Elektronischer Aufbau

Der elektronische Aufbau zur Erzeugung des Haupttriggersignals war bei allen drei Teststrahl-Meßzeiten gleich, er ist in Abb. 4.3 schematisch dargestellt. Aus den Signalen der Photomultiplier der vier Triggerdetektoren wurden durch Diskriminatoren negative NIM-Pulse erzeugt, aus denen in der Logik-Einheit (EG&G CO4010) durch eine UND-Verknüpfung das Haupttriggersignal generiert wurde. Die Flugzeit der Elektronen zwischen den einzelnen Triggerfingern wurde durch die unterschiedlich langen Signalkabel und vor allen durch die Breite der NIM-Pulse kompensiert, so daß die Signale aller Triggerdetektoren ohne weitere Verzögerungsstufen der Koinzidenzbedingung der Logik-Einheit genügten.

Der elektronische Aufbau des Pulshöhenzweiges war bei allen Meßzeiten ähnlich und glich dem bereits bei den Muonenmessungen verwendeten Aufbau (Kap. 4.1.3).

Bei der ersten der drei Meßzeiten, in der die 180 cm langen Szintillatorbretter aus SCSN-38 mit Hamamatsu-Photomultipliern untersucht wurden, stand zur Datenaufnahme ein Vielkanalsystem mit nur einem ADC zur Verfügung (Personal Computer Analyser<sup>2</sup>). Die Pulshöhenspektren von linkem und rechtem Photomultiplier des Szintillatorbrettes mußten daher nacheinander im Acquire-Modus aufgenommen werden. Als Signalleitungen zwischen Experimentierbereich und Meßelektronik wurden C-Kabel verwendet, da diese für die verzerrungsfreie Übertragung schneller Signale besser geeignet waren als etwa BNC-Kabel. Wie auch bei den Muonenmessungen wurden die Photomultipliersignale zunächst durch zwei hintereinander geschaltete schnelle Verstärker (ORTEC 535) verstärkt. Die Ausgangssignale dieser beiden Verstärkerpaare wurden entweder im Zeitweig oder im Pulshöhenweig der Elektronik weiterverarbeitet. Zur Pulshöhenspektroskopie wurde wahlweise das verstärkte Signal eines Photomultipliers in einem integrierenden Hauptverstärker (ORTEC 440) mit einer Integrationszeit von 250 ns und einem Gated-Bias-Amplifier (ORTEC 444) verstärkt und geformt und anschließend im ADC digitalisiert. Das Haupttriggersignal wurde auf den Gate-Eingang des GBA's gegeben. Es war so justiert, daß es zeitgleich mit dem zugehörigen Signal des Photomultipliers des Szintillatorbrettes am GBA anlag. Ein Ausgangssignal am GBA wurde nur auf das Auftreten dieses Gate-Signals hin erzeugt.

---

<sup>2</sup>Hersteller: The Nucleus Inc., Oak Ridge, USA

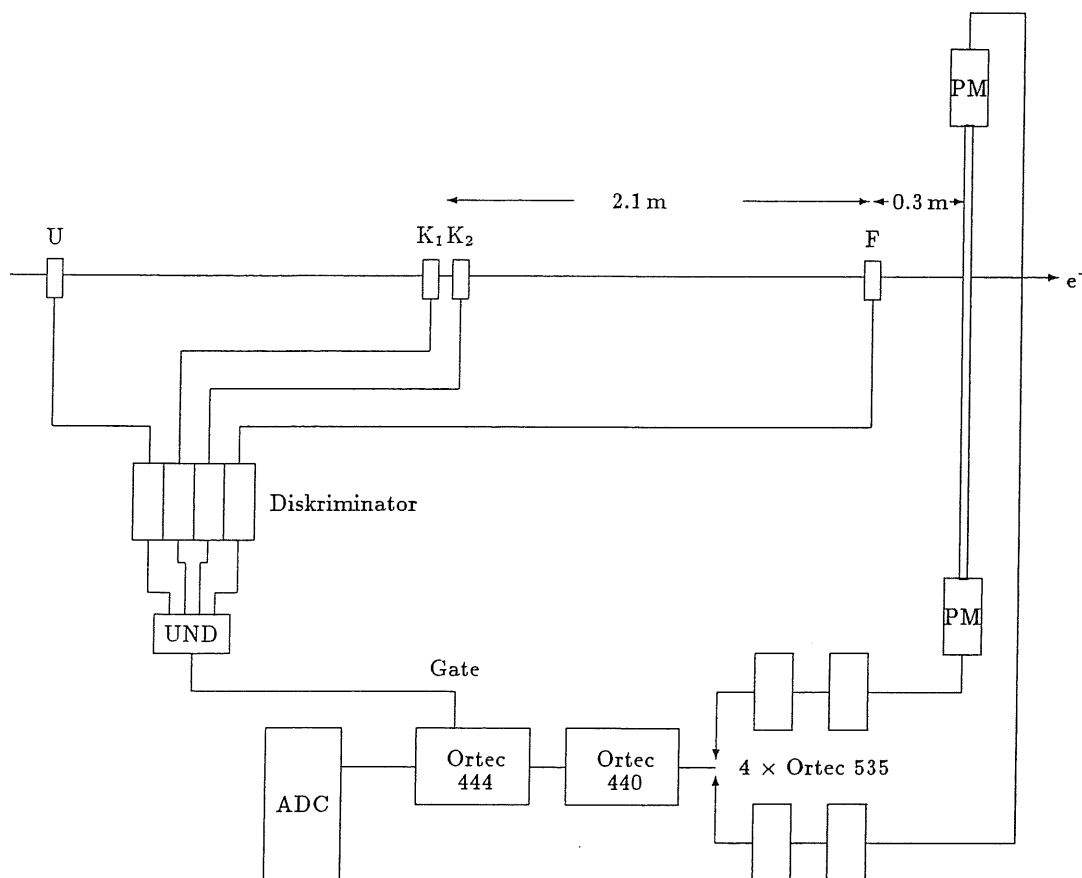


Abb. 4.3: Schematischer Aufbau bei der ersten Teststrahlmeßzeit.

Die Elektronen durchquerten vier kleine Triggerdetektoren bevor sie auf das lange Szintillatorbrett auftrafen. Die Signale der Photomultiplier dieser vier Detektoren wurden in je einem Diskriminator verarbeitet und die resultierenden NIM-Pulse durch ein logisches UND miteinander verknüpft, wodurch das Haupttrigger-signal (HTS) erzeugt wurde. Die Signale eines Photomultipliers am Szintillatorbrett wurden zunächst durch zwei hintereinander geschaltete schnelle Verstärker Ortec 535 verstärkt, bevor sie im Pulshöhenzweig, bestehend aus einem Hauptverstärker Ortec 440 (Integrationszeit 250 ns) und einem GBA Ortec 444, weiterverarbeitet wurden. Das HTS am Gate-Eingang des GBA sorgte dafür, daß nur Signale von Elektronen am ADC registriert wurden, die ein Signal in allen vier Triggerdetektoren erzeugt hatten.

In der zweiten Meßzeit, in der das 3.6 m lange Szintillatorbrett, der NE110 Szintillator sowie der Szintillatorbogen mit dem zugehörigen Referenzbrett untersucht wurde, konnte die Datenaufzeichnung im List-Mode erfolgen, d. h. alle Parameter eines Teilchendurchganges wurden gleichzeitig gemessen und gespeichert. Die Photomultipliersignale wurden durch C-Kabel zur Meßelektronik geführt und dort durch ein lineares Fan-Out (LeCroy 128L) in Zeit- und Pulshöhenzweig aufgeteilt. Der Aufbau des Pulshöhenzweiges ist schematisch in Abb.4.4.a dargestellt. Die Pulse eines jeden Photomultipliers wurden zunächst in einem schnellen Verstärker (ORTEC 535) etwa 5 fach verstärkt und anschließend in der bereits bekannten Kombination aus Hauptverstärker (ORTEC 440) und Gated-Bias-Amplifier (ORTEC 444) verstärkt und geformt, bevor sie im Datenaufnahmesystem digitalisiert und gespeichert wurden. Wie in der ersten Meßzeit wurden die GBA's durch das Haupttriggersignal gated, wodurch die Anzahl der unnötigen Konversionen der beiden ADC's des Pulshöhenzweiges und damit die Totzeit des Systems verringert wurde.

Die Messungen am 3.6 m langen Szintillatorbrett konnten wegen der großen Pulshöhenunterschiede zwischen den extremen Einstrahlungspositionen nicht mit einer festen elektronischen Verstärkung durchgeführt werden. Die Verstärkungsfaktoren von Hauptverstärker und GBA wurden für jeden Meßpunkt neu eingestellt. Je nach Signalamplitude wurde auf den schnellen Verstärker verzichtet bzw. an Stelle des Ortec 535 ein EG&G FTA 810-Verstärker mit 15-facher Verstärkung verwendet. Als verhängnisvoll erwies sich im Nachhinein die Verwendung von geeichten Abschwächern<sup>3</sup> am Eingang der Hauptverstärker bei solchen Meßpositionen, bei denen die Pulshöhe eines Photomultipliers den Hauptverstärker übersteuerte. Die Abschwächer waren für die schnellen Anstiegs- und Abklingzeiten der Photomultiplierpulse ungeeignet, sie beeinflussten die Signale auf nicht rekonstruierbare Weise, so daß die Vergleichbarkeit mit anderen Messungen nicht mehr gegeben war. Bei der Auswertung der Meßergebnisse wurde dennoch versucht, den Einfluß dieser Abschwächer so gut wie möglich zu rekonstruieren.

In der letzten Meßzeit wurde der ringförmige Szintillationsdetektor untersucht. Es wurden die Pulshöhen von drei Photomultipliern gleichzeitig spektroskopiert<sup>4</sup>, wobei die Signale der Photomultiplier weiterverarbeitet wurden, die dem Einstrahlungsort am Nächsten lagen. Die Datenaufzeichnung erfolgte im List-Mode, zur Aufspaltung der Photomultipliersignale in Zeit- und Pulshöhenzweig wurde ein Fan-Out von Phillips Scientific (Modell 744) verwendet. Die Photomultipliersignale wurden nach dem Fan-Out in schnellen Verstärkern (EG&G FTA810) verstärkt, um anschließend in je einem Hauptverstärker ORTEC 572 mit einer Integrationszeit von 500 ns verarbeitet zu werden. Wie bereits in den früheren Meßzeiten wurden die GBA's durch das Haupttriggersignal gated.

In den Meßzeiten am Teststrahl wurden die Hauptverstärker und ADC's durch Testpuls-signale bekannter Amplitude auf die bereits beschriebene Weise (Kap. 4.1.3) überwacht. Die Verstärkungsfaktoren der schnellen Verstärker wurden durch geeignet Pulse separat bestimmt und bei der Auswertung berücksichtigt.

Insgesamt ließen sich alle Messungen auf vergleichbare Einheiten zurückrechnen. Dabei sind jedoch Einflüsse des optischen Kontaktes und eventuelle Unterschiede im Verhalten der Photomultiplier gleichen Typs nicht erfaßt.

---

<sup>3</sup>Hersteller: AEL, Springfield, USA

<sup>4</sup>Im optimalen Fall hätten alle vier Photomultiplier gleichzeitig ausgelesen werden müssen. Es standen jedoch nur insgesamt sieben ADC's für das Haupttriggersignal, Zeit- und Pulshöhenzweig zur Verfügung.

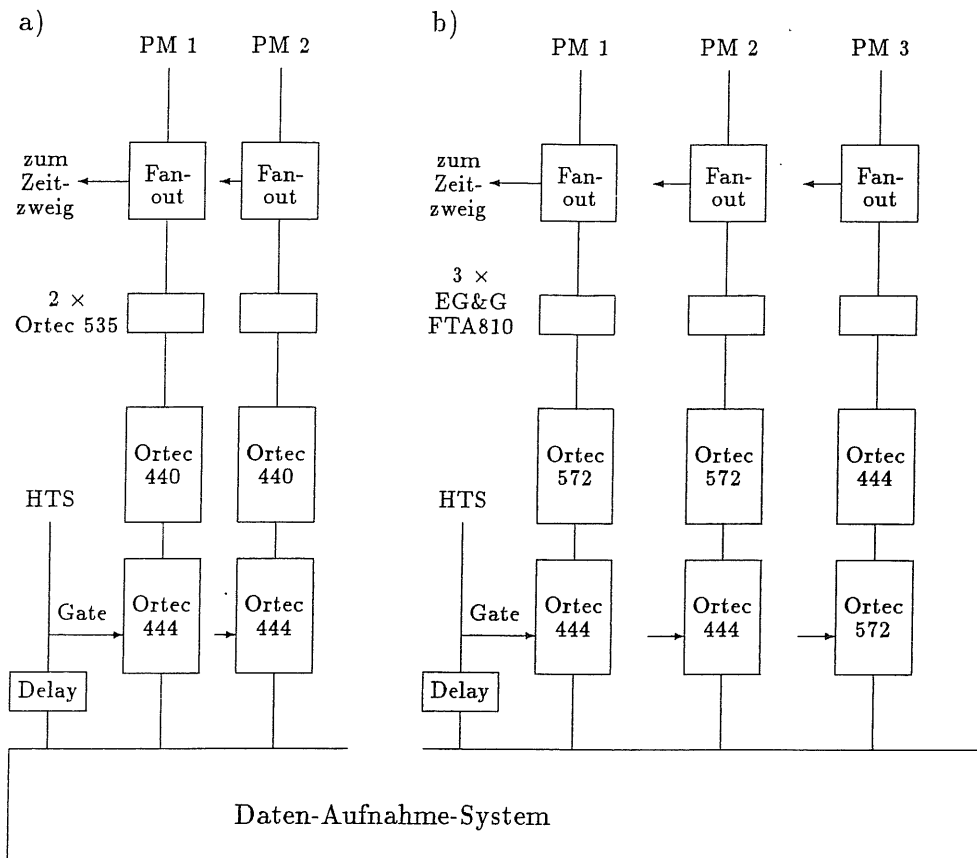


Abb. 4.4: Schematischer Aufbau bei den beiden letzten Teststrahlmeßzeiten.

- a) Aufbau der beiden identischen Pulshöhenzweige bei der zweiten Teststrahlmeßzeit. Zur Aufteilung der Photomultiplier-signale wurde ein Linear-Fan-Out LeCroy 128L verwendet. Jedes Signal wurde in einem schnellen Verstärker Ortec 535 verstärkt, bevor es im bekannten System Ortec 440 und Ortec 444 verstärkt wurde.
- b) Aufbau bei der letzten Teststrahlmeßzeit, bei der der Szintillatorring untersucht wurde. Es wurde ein Linear-Fan-Out von Phillips Scintific (Modell 744) verwendet. Die Photomultiplier-signale wurden durch einen schnellen Verstärker EG&G FTA810 15fach verstärkt. Der Hauptverstärker Ortec 572 hatte eine Integrationszeit von 500 ns.

In beiden Meßzeiten wurde das Haupttriggersignal (HTS) durch den in Abb. 4.3 gezeigten Aufbau erzeugt. Es diente zum Gaten der GBA's und des Datenaufnahmesystems.

## 4.3 Die Datenaufnahme

Im Datenaufnahmesystem wurden die Signalhöhen der einzelnen Parameter der Experimente digitalisiert und in Pulshöhenspektren einsortiert. Diese dienten zur Kontrolle der Experimente während der laufenden Messung. Für eine spätere genaue Auswertung wurden die digitalisierten Pulshöhen als List-Mode-Daten auf einem Magnetband gespeichert.

### 4.3.1 Das Datenaufnahmesystem

Bei den meisten Messungen wurde zur Datenaufnahme ein von Wolfgang Strauß aufgebautes Vielkanalsystem (Multi-Parameter-Analysator, MPA) verwendet. Es besteht aus zwei Rechnern vom Typ LSI 11/23 und Micro J11 (beide von DEC) und kann bis zu 32 Parameter gleichzeitig verarbeiten.

Die verwendeten 12 bit ADC's der Firma Nuclear Data (ND 560) verarbeiten positive Eingangssignale mit Amplituden von 0–8 V und einer Mindestbreite von  $1 \mu\text{s}$ . Die Signale werden ihren Amplituden entsprechend in maximal 4096 Kanäle einsortiert.

Die Aufzeichnung der Parameter eines Ereignisses erfolgte nur, wenn eine logische Triggerbedingung erfüllt war. Diese Bedingung mußte programmiert werden und forderte das Ansprechen eines bestimmten ADC's allein oder das Ansprechen mehrerer ADC's innerhalb einer wählbaren Koinzidenzzeit ( $\sim 2 \mu\text{s}$ ). Ob diese Bedingung erfüllt war, entschied das System anhand der "Data-Ready"-Signale, die von den ADC's generiert wurden, wenn diese ein Eingangssignal konvertiert hatten. Hatten einzelne ADC's Data-Ready-Signale erzeugt ohne die logische Triggerbedingung zu erfüllen, wurden alle ADC's gelöscht und zurückgesetzt und waren für neue Eingangssignale bereit. War die Triggerbedingung erfüllt, so wurden die Inhalte aller ADC's ausgelesen und aufgezeichnet, unabhängig davon, ob auch alle ADC's ein von Null verschiedenes Eingangssignal zu konvertieren hatten. Anschließend wurden alle ADC's gelöscht und zurückgesetzt. Alle Data-Ready-Signale wurden beim Auftreten des logischen Triggers zu einem "Ereignismuster" verarbeitet, das in eindeutiger Weise beschreibt, welche ADC's von Null verschiedene Signale konvertiert hatten. Dieses Ereignismuster, eine natürliche Zahl zwischen 1 und 256, wurde zusammen mit den ADC-Inhalten aufgezeichnet. Es erleichterte die nachträgliche Auswertung.

Die notwendige Bedingung, mindestens einen ADC festzulegen, dessen Ansprechen als logischer Trigger für das Datenaufnahmesystem dient, erforderte, bei allen Messungen ein Haupttriggersignal als zusätzlichen Parameter mit aufzuzeichnen.

### 4.3.2 Das List-Mode-Verfahren

Die Aufzeichnung der digitalisierten Signalamplituden erfolgte im List-Mode. Dabei wurden die Pulshöhen aller Parameter ereignisweise als zusammengehöriges Tupel auf Magnetband gespeichert. Zusätzlich kam zu jedem Ereignistupel das Ereignismuster hinzu. Das Ergebnis einer Messung lag als eine Reihe von natürlichen Zahlen zwischen 0 und 4096 vor. Die Pulshöhenspektren der einzelnen Parameter wurden erst im Nachhinein von einem Auswertprogramm aus diesen Zahlen erzeugt.

Der Vorteil des List-Mode-Verfahrens gegenüber dem Acquire-Modus, bei dem nur die während der Messung erzeugten Pulshöhenspektren eines jeden Parameters gespeichert werden, besteht darin, daß bei der Auswertung die Parameter ereignisweise modifiziert werden können. So kann z. B. für jeden Parameter eine individuelle Eichung durchgeführt werden, so daß das Auswertprogramm Pulshöhenspektren in geeichten Einheiten liefert. Ferner können Parameter ereignisweise miteinander verknüpft werden. Es kann z. B. das Pulshöhenspektrum eines Summensignals erzeugt oder die Verteilung des Verhältnisses zweier Parameter nachträglich ermittelt werden.

Letztlich ermöglicht List-Mode, bei der Auswertung nur eine Teilmenge aus der Gesamtheit der gemessenen Ereignisse zu berücksichtigen, deren Auswahl nach folgenden Kriterien erfolgen kann, die im Auswerteprogramm festgelegt werden:

**Ereignismuster:** Es werden nur solche Ereignisse in ein Pulshöhenspektrum einsortiert, die bestimmte Ereignismuster aufweisen, z. B. daß alle Parameter des Ereignisses von Null verschiedene Amplituden besitzen.

**Pulshöhe:** Es werden nur solche Ereignisse ausgewertet, bei denen die Signalhöhe eines Parameters innerhalb festgesetzter Grenzen liegt.

**Reihenfolge:** Es wird nur eine Teilmenge von aufeinanderfolgenden Ereignissen ausgewertet. Da die Reihenfolge der Ereignisse auf dem Magnetband ihrer zeitlichen Reihenfolge bei der Messung entspricht, können Signalhöhen beeinflussende Änderungen des Meßaufbaus zwischen Beginn und Ende der Messung erkannt werden.

Natürlich kann als Auswahlkriterium auch eine Kombination der genannten Möglichkeiten gewählt werden.

Die bei der Auswertung der List-Mode-Daten der hier beschriebenen Messungen gewählten Bedingungen sind detailliert im Kap. 5.1.1 beschrieben.

# Kapitel 5

## Ergebnisse

### 5.1 Die Datenauswertung

Bei den Untersuchungen der Szintillatoren am DESY-Teststrahl wurden für jeden Einschubort 20 000–40 000 Ereignisse aufgezeichnet. Je nach Qualität des Teststrahls wurden dafür 5–30 Minuten benötigt. Bei den Muonenmessungen war die Zählrate wesentlich geringer. Hier wurden pro Position etwa 2000 Ereignisse in rund 20 Stunden registriert.

Die Meßdaten dieser Ereignisse wurden je nach verwendetem Daten-Aufnahme-System auf Magnetband bzw. Diskette gespeichert. Da die Auswertung der Daten auf dem IBM-3084Q48–48 Rechner des DESY-Rechenzentrums durchgeführt werden sollte, wurden zunächst alle Daten auf Speichermedien des DESY-Rechenzentrums transferiert. Dazu wurde auf dem IBM-Rechner ein Programm geschrieben, daß die Datenstruktur der vom Datenaufnahmesystem beschriebenen Datenbänder lesen konnte und die Daten, entsprechend IBM-Konventionen, auf Magnetbänder des Rechenzentrums kopierte.

Die zur Auswertung benötigten Pulshöhenspektren mußten aus den List-Mode-Daten erzeugt werden. Details zu diesem Schritt sind im Kap. 5.1.1 erläutert. Die in der ersten Teststrahlmeßzeit mit dem PC-Vielkanalsystem aufgenommenen Daten lagen dagegen direkt in Form von Pulshöhenspektren vor.

Die Spektren weisen die typische, asymmetrische Form der Landau-Verteilung auf. Diese Form ergibt sich, weil der Energieverlust der Teilchen im dünnen Szintillator entsprechend der Landau-Statistik verteilt (Kap. 2.2.3) und die Stärke des erzeugten Szintillationslichtes für hochenergetische Teilchen proportional zum Energieverlust ist (Gl. 2.6).

Direkt am Entstehungsort hängt das Spektrum des erzeugten Szintillationslichtes nur vom Szintillatormaterial und seiner Dicke ab. Auf dem Weg zum Photomultiplier schwächt sich die Intensität eines jeden Szintillationspulses um einen wegabhängigen Faktor ab, so daß die vom Photomultiplier gemessenen Spektren im wesentlichen<sup>1</sup> dieselbe Form wie die ursprüngliche Verteilung aufweisen, jedoch je nach Lage des Einstrahlungsortes gestreckt bzw. gestaucht sind.

Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Pulshöhe mußte in jedem Spektrum die Lage des Maximums bestimmt werden, die der zum wahrscheinlichsten Energieverlust gehörigen Pulshöhe entspricht. Die Änderung dieser Pulshöhe mit dem Ort hängt allein von den Lichtleitungseigenschaften des Szintillationsdetektors ab. Wegen der asymmetrischen Form der Verteilung wurde die Lage des Maximums durch Anpassung einer geeigneten Funktion bestimmt, und konnte nicht durch Schwerpunktberechnung, wie es etwa für Gauß-förmige Verteilungen möglich ist. Die Fitfunktion wird im Kap. 5.1.2 vorgestellt. Details des Minimierungsprogramms sind in Kap. 5.1.3 beschrieben.

---

<sup>1</sup>Das Rauschen des Detektors führte zu einer leichten Verbreiterung der Spektren.

### 5.1.1 Erzeugung von Pulshöhenspektren aus List-Mode-Daten

Zu den zu jedem Ereignis im List-Mode aufgezeichneten Parametern gehörten zwei — beim Szintillaterring drei — Photomultipliersignale, die von ADC's digitalisiert, und durch natürliche Zahlen zwischen 0 und 4095 repräsentiert wurden. Diese Daten wurden in Pulshöhenspektren mit 1024 Kanäle (1K-Spektren) einsortiert. Wegen der großen Breite der gemessenen Pulshöhenverteilung bedeutete diese Reduktion der ursprünglich 4096 Kanäle auf 1024 Kanäle keine Verschlechterung der Auflösung.

Zur Erzeugung der Pulshöhenspektren wurden Ereignisse, bei denen beide Signale der Photomultiplier von Null verschieden waren, aus der Gesamtheit der im List-Mode aufgezeichneten Daten ausgewählt<sup>2</sup>. Beim Detektorring wurde dies von den beiden Photomultipliern am direkt getroffenen Segment gefordert. An den dritten Photomultiplier dieses Detektors, sowie an Parameter des Zeitzweiges, wurden keine Bedingungen gestellt.

Gleichzeitig mit der Erzeugung der Spektren wurde eine Statistik über die Häufigkeit aller auftretenden Ereignismuster angelegt. Damit konnte überprüft werden, ob entsprechend der Erwartung, bei fast allen Ereignissen von Null verschiedene Parameter registriert worden waren. Kam es zu einer unerwartet großen Anzahl "ungewöhnlicher" Ereignismuster, so wurde versucht, diese aus der Lage des Einstrahlungsortes oder des elektronischen Aufbaus (falsche Einstellung der Verzögerungsstufen) zu erklären.

Die Speicherung der nach den aufgeführten Kriterien erzeugten 1K-Spektren erfolgte in Form von speziellen Datensätzen, die mit einem Programmpaket zur Darstellung und Manipulation von Meßdaten (GEP) bearbeitet wurden [Bas85].

### 5.1.2 Die Fitfunktion

Zur Bestimmung der Lage des Maximums in einem Spektrum wurde eine stetige Funktion  $F$  zur Beschreibung der Pulshöhenverteilung gesucht. Aus den Parametern von  $F$  sollte die Lage des Maximums berechenbar sein.

Eine Methode zur Anpassung einer Funktion  $F$  an gemessene Werte  $X, Y(X)$  besteht darin, das Fehlermaß

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(F(X_i) - Y(X_i))^2}{(dY_i)^2} \quad (5.1)$$

durch Variation der Parameter von  $F$  zu minimieren.  $n$  ist dabei die Anzahl der gemessenen Punkte,  $dY_i$  bezeichnet den Fehler von  $Y(X_i)$ .

Im Falle der gemessenen Pulshöhenspektren entspricht  $X$  der Kanalnummer und  $Y(X)$  dem zugehörigen Inhalt. Der Fehler von  $Y$  beträgt  $\sqrt{Y}$ . Details des Minimierungsprogrammes werden in Kap. 5.1.3 vorgestellt.

Zunächst wurde versucht, die Pulshöhenverteilung durch die Wahrscheinlichkeitsdichte einer Landau-Verteilung anzupassen:

$$F(X) = \frac{1}{\kappa} \phi\left(\frac{X-\eta}{\kappa}\right) . \quad (5.2)$$

Die genaue Darstellung dieser Funktion wurde bereits in Gl. 2.25 gegeben. Entsprechend Gl. 2.28 kann aus  $\eta$  und  $\kappa$  die Lage des Maximums  $X_{mp}$  berechnet werden. Es gilt:

$$X_{mp} = 0.222782 \cdot \kappa + \eta \quad (5.3)$$

Die Übereinstimmung dieser Funktion mit den gemessenen Daten war jedoch in vielen Fällen nicht befriedigend (Abb. 5.2). Der Anstieg zum Maximum ist bei den Meßwerten

<sup>2</sup>Die Selektion erfolgte anhand des Ereignismusters (Kap. 4.3.2).



weniger steil als bei den berechneten Funktionswerten. Der Grund liegt in der Verbreiterung der Verteilung durch das Rauschen des Detektors. Es wird als normal-verteilt angenommen, so daß die Verteilung der Pulshöhen durch die Faltung einer Landau-Verteilung mit einer Gauß-Verteilung beschrieben wird:

$$F(X) = \frac{1}{K} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi\left(\frac{X'-\eta}{\kappa}\right) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{X'-X}{\sigma}\right)^2} dX' . \quad (5.4)$$

Tatsächlich gibt diese Funktion die Verteilung der Daten besser wieder (Abb. 5.2). Auf den Normierungsfaktor  $1/K$  wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

$F$  ist charakterisiert durch die drei Parameter  $\eta$ ,  $\kappa$  und  $\sigma$ . Die Lage des Maximums  $X_{\text{mp}}$  hängt nur von den Parametern  $\eta$  und  $\kappa$  der Landau-Verteilung ab.  $X_{\text{mp}}$  ist direkt proportional zum wahrscheinlichsten Energieverlust  $\Delta E_{\text{mp}}$ , wobei in die Proportionalitätskonstante der Faktor  $S$  der Gleichung 2.6 und der ortsabhängige Lichtabschwächungsfaktor eingeht. Läßt man das Rauschen des Detektors unberücksichtigt, so ist der Zusammenhang zwischen der deponierten Energie eines jeden Teilchens und der zugehörigen Signalamplitude am Photomultiplier durch diese Proportionalität gegeben. Daher sind insbesondere die Breiten der beiden Verteilungen, die durch die Parameter  $\xi$  (für den Energieverlust) und  $\kappa$  (für die Pulshöhen) beschrieben werden, einander proportional. Da das Verhältnis  $\xi/\Delta E_{\text{mp}}$  nur vom Detektor und der Projektilenergie, nicht aber vom Einschußort auf dem Szintillator, abhängt, muß das Verhältnis  $\kappa/X_{\text{mp}}$  für alle Meßpunkte eines Detektors konstanter Dicke gleich sein. Da sich im Bereich kleiner Energieverluste  $\xi$  und  $\Delta E_{\text{mp}}$  linear mit der Szintillatordicke ändern, beträgt der erwartete Wert für  $\kappa/X_{\text{mp}}$  bei allen Detektoren 5.2%, unabhängig von ihrer Dicke (Tab. 2.3). Abb. 5.1 bestätigt diesen Wert repräsentativ für einen untersuchten Detektor. Alle weiteren Szintillatoren zeigen dasselbe Verhalten.

Das Rauschen des Detektors wird durch den Parameter  $\sigma$  beschrieben. Es setzt sich zusammen aus dem, bei fest vorgegebener Hochspannung am Photomultiplier, pulshöhenunabhängigen Anteil, bedingt durch den Dunkelstrom des Photomultipliers und das kapazitive Rauschen der Elektronik, und den mit  $\sqrt{X_{\text{mp}}}$  variierenden Anteil der Photoelektronenstatistik. Erwartet wird eine Abnahme von  $\sigma/X_{\text{mp}}$  mit zunehmender Pulshöhe. Dieses Verhalten wurde bei Detektoren mit Hamamatsu-Photomultipliern mit kleinen Verstärkungen ( $\sim 5 \cdot 10^4$ ) beobachtet (Abb. 5.6), wobei die Pulshöhenänderung durch eine Verschiebung des Einstrahlungsortes auf dem 1.8 m langen geraden Szintillator erreicht wurde. Bei Detektoren mit VALVO-Photomultipliern mit größerer Verstärkung ( $\sim 1.1 \cdot 10^6$ ) ergab sich aus der Analyse der Meßdaten nach Gl. 5.4 nur ein schwacher Abfall von  $\sigma/X_{\text{mp}}$  mit wachsendem  $X_{\text{mp}}$ .

Durch die Messungen mit dem Testpuls (Kap. 4), die für jede Verstärkereinstellung eine lineare Beziehung

$$ch = A \cdot u_t + B$$

zwischen einer bekannten Testpulsamplitude  $u_t$  und der Lage  $ch$  des zugehörigen Peaks im Pulshöhenspektrum ergab, konnten alle Fitergebnisse auf Einheiten dieser Testpulsamplituden zurückgerechnet werden und waren damit absolut vergleichbar. Die Umrechnung erfolgte über die Beziehungen:

$$\hat{\eta} = \frac{\eta - B}{A}, \quad \hat{\kappa} = \frac{\kappa}{A}, \quad \hat{\sigma} = \frac{\sigma}{A} \quad (5.5)$$

$\hat{\eta}$ ,  $\hat{\kappa}$  und  $\hat{\sigma}$  bezeichnen die skalierten Werte. Da die Parameter  $\kappa$  und  $\sigma$  Breiten von Verteilungen charakterisieren, fällt bei der Skalierung der Offset  $B$  für diese Parameter heraus.

In den Kapiteln 5.2 und 5.3 werden stets diese skalierten Werte angegeben, so daß auf den Zusatz ' ' verzichtet wird.

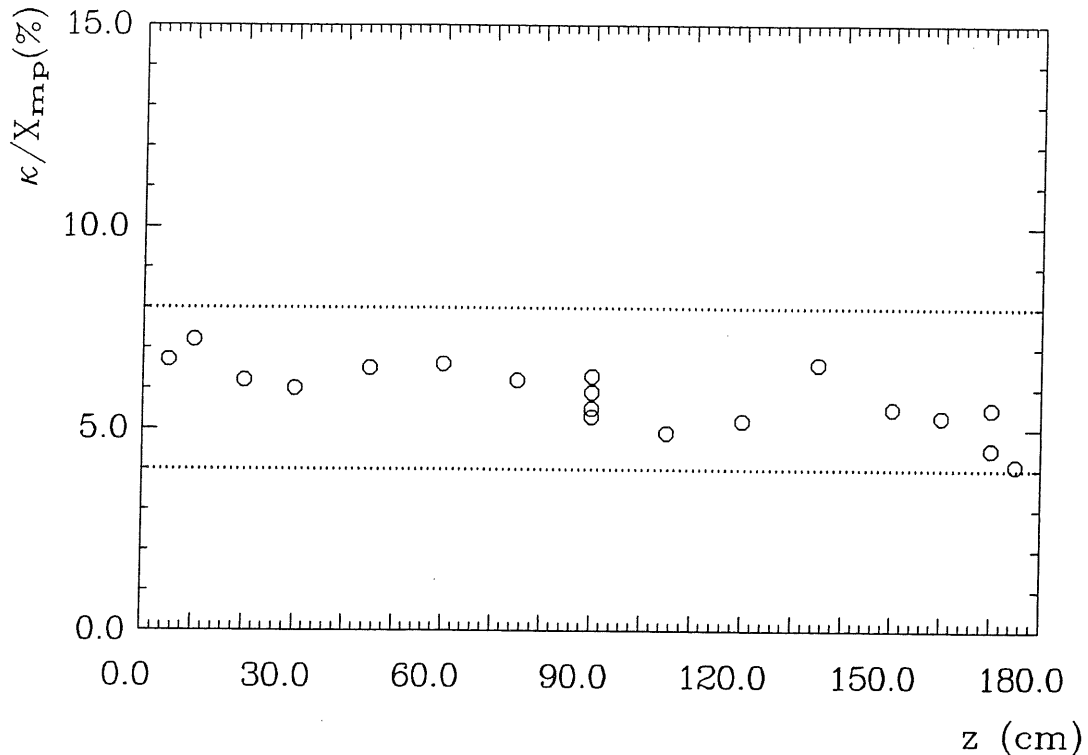


Abb. 5.1:  $\kappa/X_{mp}$  in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Einschubort und ausgelesener Fläche. Die Meßdaten stammen vom  $180 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$  großen SCSN-38 Szintillatorbrett ausgestattet mit Hamamatsu Photomultipliern. Die Einschubpositionen der 3 GeV-Elektronen liegen auf einer Geraden entlang der Mittelachse des Szintillators. Eine signifikante Ortsabhängigkeit existiert nicht. Alle Werte liegen zwischen 4% und 8% und damit in derselben Größenordnung wie der theoretisch erwartete Wert von 5.2%, der sich aus den Werten für  $\xi$  und  $\Delta E_{mp}$  (Tab. 2.3) ergibt.

### 5.1.3 Das Fitprogramm

Zur Minimierung von  $\chi^2$  wurde das Unterprogramm VALLEY<sup>3</sup> aus der DESY-Programm-bibliothek verwendet. Es variiert maximal 20 Parameter so, daß ein vom Anwender definiertes und berechnetes Fehlermaß minimal wird. Der Vorteil von VALLEY gegenüber anderen Minimierungsalgorithmen liegt darin, daß die Ableitungen von  $\chi^2$  nach den einzelnen Parametern numerisch berechnet werden und daher nicht in analytisch geschlossener Darstellung vorliegen müssen. Die Minimierung erfolgt in einem iterativen Prozeß, entweder bis Konvergenz erreicht oder eine maximale Anzahl von Iterationen überschritten ist. In beiden Fällen werden die Parameter der Funktion  $F(X)$  mit dem kleinsten  $\chi^2$  als Endwerte ausgegeben.

Die Anzahl der Meßpunkte, an die die Funktion  $F$  angepaßt werden konnte, war auf 120 beschränkt, so daß die ursprünglichen 1024 Punkte eines 1K-Spektrums auf diese Anzahl reduziert werden mußten. Dazu wurden zunächst  $X_A$  und  $X_E$  bestimmt, zwischen denen  $F(X)$  an die Verteilung angepaßt werden sollte. Bereiche am oberen und unteren Ende eines Spektrums, in denen  $Y(X)$  weitgehend 0 war, blieben unberücksichtigt. Zwischen  $X_A$  und  $X_E$  wurden benachbarte Kanäle der Breite 1 zu 120 neuen Kanälen der

<sup>3</sup>Geschrieben von V. Blobel

Breite  $(X_E - X_A)/120$  ( $\geq 1$ ) zusammengefaßt, wobei die Summe der bisherigen Kanäle zum Inhalt des neuen breiteren Kanals wurde. In Abb. 5.2 ist dieser Schritt an einem typischen Pulshöhenspektrum dargestellt. Schließlich wurde die Fläche unter dem reduzierten Spektrum zwischen  $X_A$  und  $X_E$  auf 1 normiert.

Aus den Punkten  $X, Y(X)$  des reduzierten Spektrums und den in Abhängigkeit von  $\eta, \kappa$  und  $\sigma$  berechneten Funktionswerten  $F(X)$  wurde das von VALLEY benötigte Fehlermaß  $\chi^2$  entsprechend Gl. 5.1 berechnet. Die zur Berechnung von  $F(X)$  benötigten Funktionswerte der Landau-Funktion  $\phi$  wurden in einem Unterprogramm der DESY-Programmbibliothek numerisch berechnet [Köl84]. Aufrufe dieses Unterprogramms erwiesen sich als rechenzeitintensiv, so daß ihre Anzahl durch folgende Maßnahmen reduziert wurde:

- Der Bereich, der zur Bestimmung von  $F(X)$  numerisch durchgeführten Integration wurde in Abhängigkeit von  $\sigma$  und  $X$  auf

$$X' \in [X - 3\sigma, X + 3\sigma]$$

eingeschränkt. Außerhalb dieses Intervalls ist die Exponentialfunktion so weit auf Null abgefallen, daß das Integral keinen Beitrag zu  $F(X)$  liefert.

- Zur Berechnung der 120 Funktionswerte  $F(X)$  für das  $\chi^2$  eines festen Parametersatzes wurden die Funktionswerte  $\phi$  der Landau-Funktion einmal für alle Werte von  $X'$  aus dem oben genannten Intervall berechnet und gespeichert. Da bei der numerischen Integration zur Berechnung von verschiedenen Funktionswerten  $F(X)$  teilweise dieselben Funktionswerte  $\phi$  benötigt wurden, konnte durch Rückgriff auf die gespeicherten Werte die Rechenzeit zur Neuberechnung von Landau-Funktionswerten bei jedem Integrationsschritt eingespart werden.
- Durch eine möglichst gute Wahl der Anfangswerte für die drei Parameter  $\eta, \kappa$  und  $\sigma$  wurde die Zahl der notwendigen Iterationen reduziert. Als Anfangswert für  $\eta$  wurde aus den Meßdaten das  $X$  mit dem größten  $Y(X)$  gewählt. Der Anfangswert für  $\kappa$  wurde auf 6% des Anfangswertes von  $\eta$  gesetzt, da nach Kap. 5.1.2 das Verhältnis  $\kappa/X_{\text{mp}}$  konstant und gleich dem Verhältnis  $\xi/\Delta E_{\text{mp}}$  ist<sup>4</sup>. Der Startwert für  $\sigma$  wurde auf 15% des Anfangswertes von  $\eta$  festgesetzt.

Die Funktion  $F(X)$  wurde ebenso wie die reduzierten Spektren auf 1 normiert, wodurch ein vierter anzufittender Parameter für die Skalierung entfiel. Der Normierungsfaktor für  $F(X)$  setzte sich aus dem Normierungsfaktor  $1/\sqrt{2\pi}\sigma$  für die Gauß-Verteilung und  $1/\kappa$  für die Wahrscheinlichkeitsdichte der Landau-Verteilung zusammen.

Bei einigen Spektren konnten  $X_A$  oder  $X_E$  nicht so gewählt werden, daß  $Y(X_A)$  bzw.  $Y(X_E)$  Null waren, so daß ein Teil der Fläche unterhalb der Verteilungskurve abgeschnitten wurde. Bei der Normierung<sup>5</sup> der Rohdatenspektren konnte dieser Effekt nicht berücksichtigt werden, und die normierten  $Y(X)$  solcher Verteilungen waren systematisch zu groß.

Diese Spektren wurden durch einen zusätzlichen Faktor  $1/A$  im Normierungsfaktor von  $F(X)$  berücksichtigt.  $A$  ist das Integral der Landau-Funktion zwischen  $X_A$  und  $X_E$ , das mit Hilfe eines weiteren Unterprogramms der DESY-Programmbibliothek leicht berechnet

<sup>4</sup>Aufgrund der Kenntnis des theoretischen Wertes von  $\kappa/X_{\text{mp}}$  wäre es möglich gewesen, Gl. 5.4 durch Variation von nur zwei Parametern,  $\eta$  und  $\sigma$ , an die gemessenen Spektren anzupassen. Dieser Weg wurde hier jedoch nicht beschritten.

<sup>5</sup>Zur Normierung wurde numerisch das Integral der gemessenen Verteilung zwischen  $X_A$  und  $X_E$  bestimmt und alle Kanalinhalt durch diesen Wert dividiert.

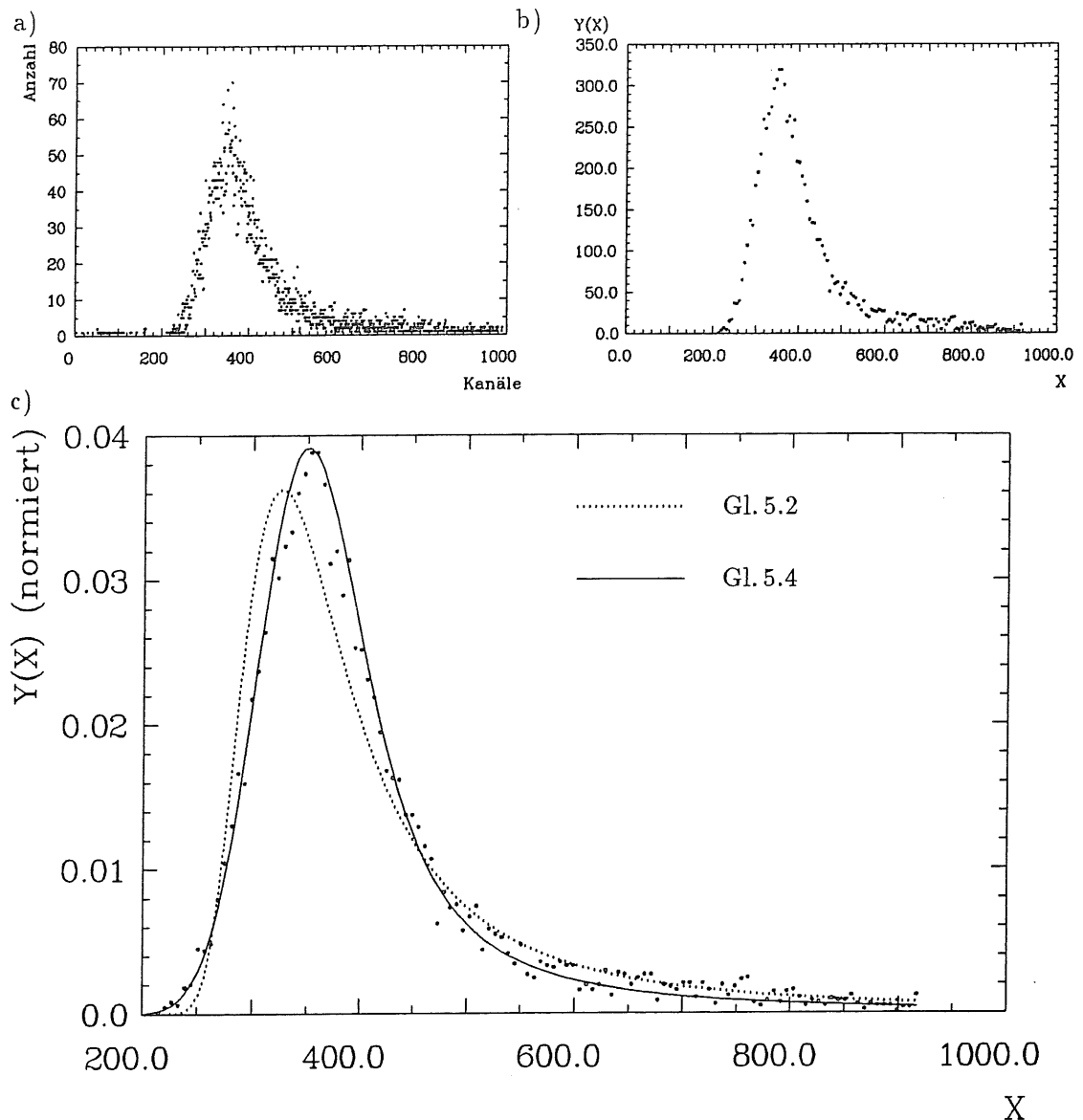


Abb. 5.2: Auswertung eines typischen Pulshöhenspektrums am Beispiel von SCSN-38,  $180 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$ , ausgestattet mit Hamamatsu 2021 Photomultipliern, Auftreffpunkt des Elektronenstrahl bei  $z = 170 \text{ cm}$ ,  $y = 0$ .

- a) Rohdatenspektrum: Es wurden 29 712 Ereignisse aufgezeichnet. Der Bereich, in dem die Verteilung angepaßt werden soll, liegt zwischen  $X_A = 200$  und  $X_E = 920$ .
- b) zusammengefaßtes Spektrum: Die Kanäle des Rohdatenspektrums sind zwischen  $X_A$  und  $X_E$  zu 120 neuen Kanälen der Breite 6 zusammengefaßt, wodurch die Inhalte der einzelnen Kanäle größer wurden.
- c) reduziertes Spektrum: normiertes Spektrum b) mit angepaßter Funktion  $F(X)$ . Die punktierte Linie stellt den Verlauf einer Landau-Verteilung dar. Die Übereinstimmung mit den gemessenen Punkten ist nicht befriedigend. Die durchgezogene Linie ist eine Landau-Gauß-Faltung (Gl. 5.4), die die gemessene Verteilung gut beschreibt.

werden konnte. Insgesamt gilt für den Normierungsfaktor von  $F(X)$ :

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{1}{A} \quad (5.6)$$

Die DESY-Programmbibliothek stellt ferner Programme zur Verfügung, mit denen sowohl Landau- als auch Gauß-verteilte Zufallszahlen erzeugt werden können. Mit Hilfe dieser Programme wurden Verteilungen mit unterschiedlichen Parameterkombinationen  $\eta$ ,  $\kappa$  und  $\sigma$  simuliert und diese mit VALLEY gefittet. In fast allen Fällen konnten die bei der Erzeugung der Spektren benutzten Parameter durch den Fit besser als 1% reproduziert werden. Nur in Fällen, in denen  $\sigma$  außergewöhnlich groß gewählt war ( $\sigma/X_{\text{mp}} > 0.7$ ), waren die Fitergebnisse mit VALLEY nicht befriedigend.

## 5.2 Ergebnisse der Untersuchungen von geraden Szintillatoren

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchungen an den langen Szintillatorbrettern vorgestellt. Die Koordinaten der Einstrahlungsorte sind entsprechend dem in Abb. 2.7 angedeuteten Koordinatensystem angegeben, dessen  $z$ -Richtung in der Längsachse des Szintillators liegt und in dessen  $x$ -Richtung die geladenen Teilchen einfallen. Der Ursprung des Systems liegt im Zentrum der ausgelesenen Fläche.

Bei Messungen in der ersten Teststrahlzeit am  $180 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$  großen SCSN-38 Szintillatorbrett, ausgestattet mit Hamamatsu Photomultipliern, wurden besonders viele verschiedene Einschußorte untersucht. Anhand der Ergebnisse dieser Messungen wird die bei allen geraden Szintillatorbrettern auftretende Ortsabhängigkeit der Pulshöhen vorgestellt, bevor im Kap. 5.2.2 die Ergebnisse aller 180 cm langen Szintillatoren quantitativ miteinander verglichen werden. Die Ergebnisse der Messungen am 360 cm langen Detektor, bei deren Auswertung besondere Schwierigkeiten auftraten, werden im Kapitel 5.2.3 beschrieben.

### 5.2.1 Ortsabhängigkeit der Pulshöhe bei 180 cm langen Szintillatorbrettern

Die Meßpunkte, die mit 3 GeV-Elektronen am SCSN-38 Szintillatorbrett ( $180 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$ ) untersucht wurden, lagen auf Geraden entlang der  $z$ -Achse, bei  $y = 0 \text{ cm}$  und  $y = 3 \text{ cm}$ . Die Abstände der Punkte in  $z$ -Richtung wurden in 15 cm-Schritten, an den Enden des Detektors auch in 10- und 5 cm-Schritten, variiert. Zusätzlich wurden Meßpunkte entlang der  $y$ -Achse bei  $z = 10 \text{ cm}$ ,  $z = 90 \text{ cm}$  und  $z = 170 \text{ cm}$  untersucht.

Abb. 5.3 zeigt in logarithmischer Darstellung die wahrscheinlichste Pulshöhe  $X_{\text{mp}}$  an einem der beiden Photomultiplier des Detektors, in Abhängigkeit vom Abstand  $z$  zwischen Einschußort und ausgelesener Fläche. Eine exponentielle Abnahme der Pulshöhe, entsprechend Gl. 2.32, existiert nur im Bereich zwischen  $z = 30 \text{ cm}$  bis  $z = 130 \text{ cm}$ . Reflexionen an dem der ausgelesenen Fläche gegenüberliegenden Ende des Szintillators bewirken, daß bei Einstrahlungsorten mit  $z \geq 130 \text{ cm}$  die gemessene Lichtintensität überproportional groß ist.

Für  $z < 30 \text{ cm}$  hängt die gemessene Pulshöhe nicht nur vom Abstand in  $z$ -Richtung, sondern auch von der  $y$ -Position des Einschußortes ab, wie Abb. 5.4 und Abb. 5.5 zeigen. In Abb. 5.4 ist  $X_{\text{mp}}$  in Abhängigkeit von  $z$  sowohl für  $y = 0 \text{ cm}$  als auch für  $y = 3 \text{ cm}$  aufgetragen. In Abb. 5.5 ist  $X_{\text{mp}}$  in Abhängigkeit von  $y$  aufgetragen, für die  $z$ -Koordinaten  $z = 10 \text{ cm}$ ,  $z = 90 \text{ cm}$  und  $z = 170 \text{ cm}$ .

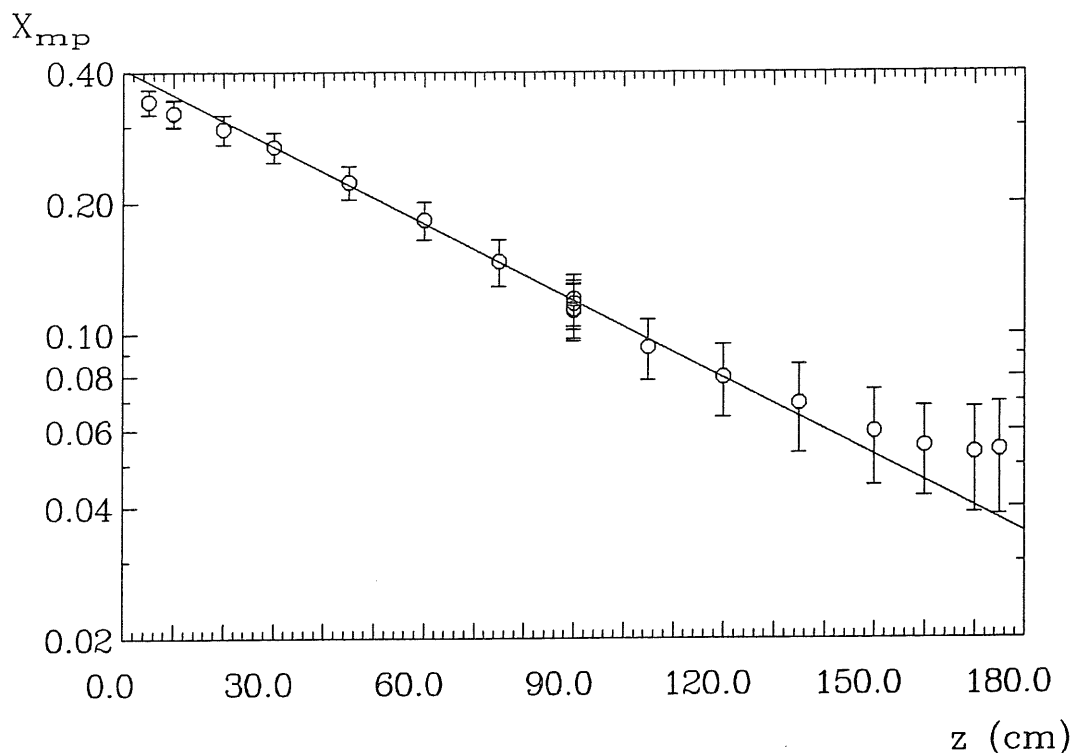


Abb. 5.3: Abhängigkeit der wahrscheinlichsten Pulshöhe  $X_{mp}$  von  $z$  für das  $180 \times 10 \times 2 \text{ cm}^3$  große SCSN-38 Szintillatorbrett, ausgerüstet mit Hamamatsu Photomultipliern, angeregt durch 3 GeV-Elektronen.  $X_{mp}$  zeigt nur in einem mittleren Bereich zwischen  $z \sim 30 \text{ cm}$  und  $z \sim 130 \text{ cm}$  einen exponentiellen Verlauf. Die Position  $z = 90 \text{ cm}$ ,  $y = 0 \text{ cm}$  wurde im Verlauf der Messungen mehrmals untersucht, die Ergebnisse waren gut reproduzierbar.

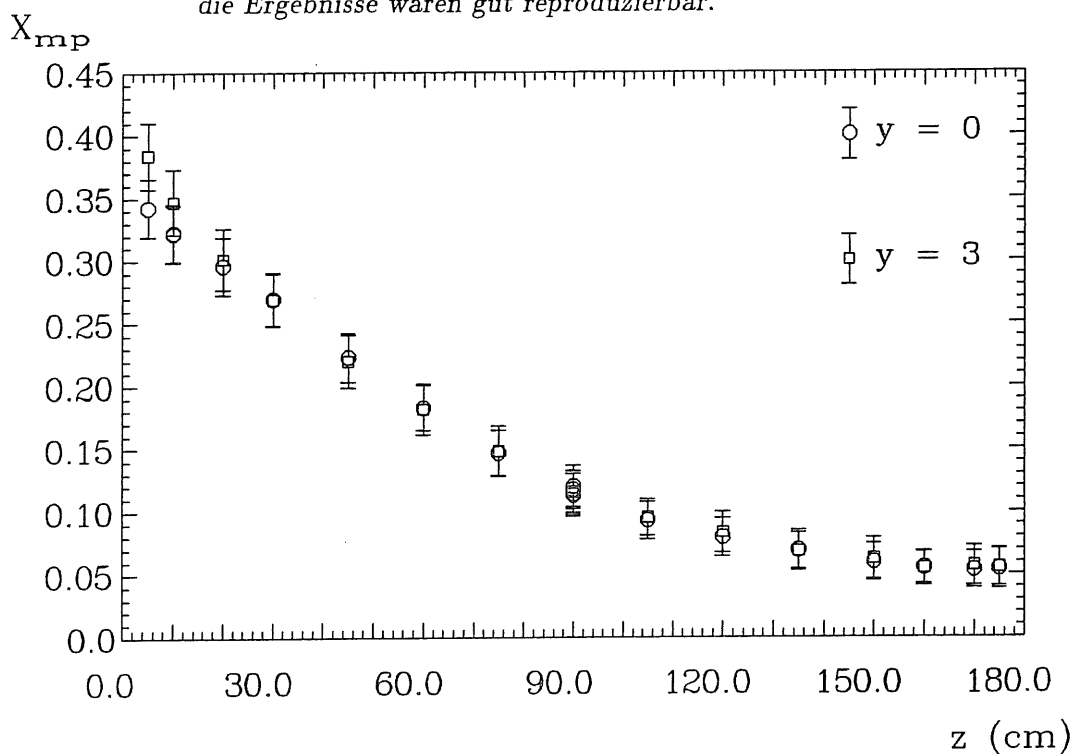


Abb. 5.4: Abhängigkeit der wahrscheinlichsten Pulshöhe  $X_{mp}$  von der  $z$ -Koordinate, für Positionen mit  $y = 0 \text{ cm}$  und  $y = 3 \text{ cm}$ . Eine Abweichung zwischen den beiden Kurven tritt erst nahe des Photomultipliers auf. Hier beeinflusst die Geometrie des Lichtleiters die am Photomultiplier registrierte Lichtintensität.

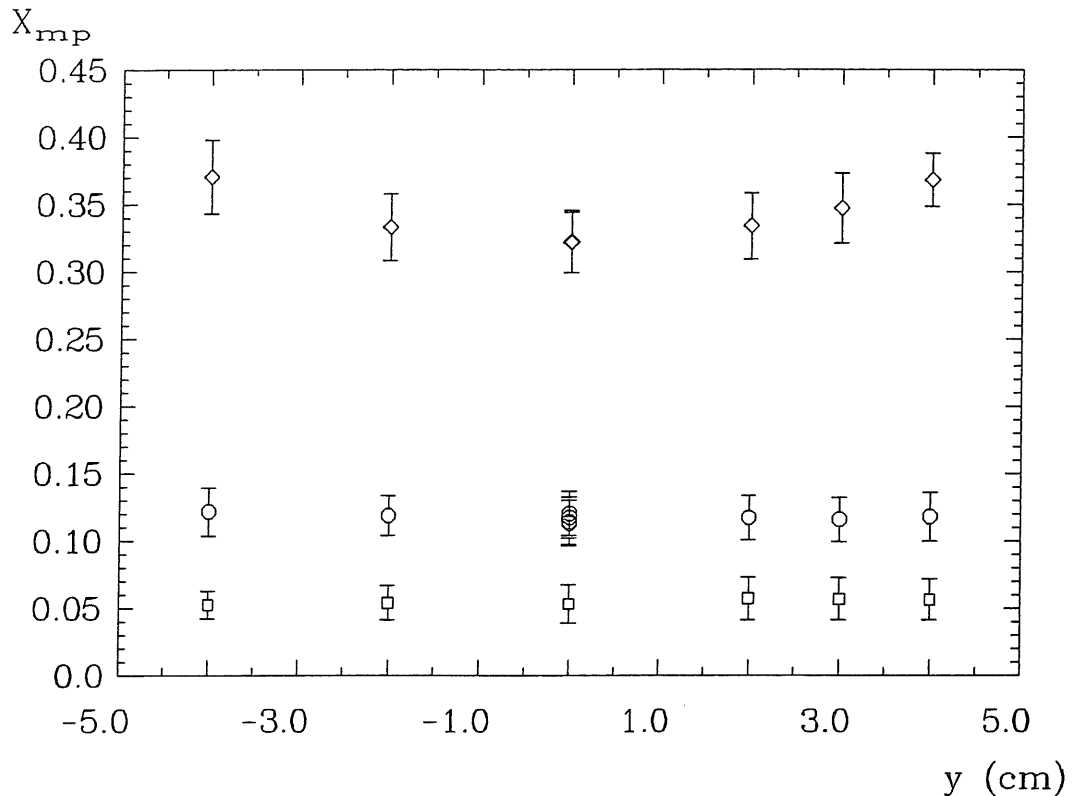


Abb. 5.5: Abhängigkeit der wahrscheinlichsten Pulshöhe  $X_{mp}$  von der  $y$ -Koordinate. □ :  $z = 170$  cm, ○ :  $z = 90$  cm, ◇ :  $z = 10$  cm.

Aufgrund der  $y$ -Abhängigkeit der Signalhöhe nahe dem Photomultiplier wurden bei der Bestimmung der effektiven Absorptionslänge eines Szintillatorbrettes nur Meßpunkte berücksichtigt, die weiter als 30 cm von der ausgelesenen Fläche entfernt lagen und deren Pulshöhe damit unabhängig von  $y$  war.

## 5.2.2 Vergleich der 180 cm langen Detektoren

### Signalamplituden

Die absolute Amplitude des Signals eines Szintillationsdetektors für minimal ionisierende Teilchen hängt von der Dicke und den Materialeigenschaften des Szintillators ab. Vergleicht man die Pulshöhen von Meßpositionen, die weiter vom ausgelesenen Ende entfernt liegen, so muß auch die effektive Absorptionslänge berücksichtigt werden. Wegen der Abhängigkeit der Pulshöhe von der  $y$ -Koordinate für Einschußorte nahe der ausgelesenen Fläche, nach der bei den Muonenmessungen nicht differenziert werden konnte, werden die absoluten Pulshöhen der untersuchten Detektoren anhand der Meßpunkte 30 cm von den Enden des Szintillators entfernt miteinander verglichen. Die gemittelten Werte für die Signalamplituden  $X_{mp}$  der beiden Photomultiplier eines Detektors sind in Tab. 5.1 aufgeführt. Wegen der unterschiedlichen Eigenschaften der beiden verwendeten Photomultipliertypen sind nur die Pulshöhen von Detektoren miteinander direkt gegenübergestellt, die mit demselben Photomultipliertyp ausgerüstet waren.

Die aufgeführten Daten zeigen, daß

- die Höhe der Signale nicht davon abhängt, ob der Szintillator mit 3 GeV-Elektronen oder kosmischen Muonen angeregt wird
- die 1 cm dicken Szintillatoren wie erwartet nur halb soviel Licht liefern wie die 2 cm dicken Szintillatoren

Hamamatsu R2021:

Dicke	Material	Hülle	Teilchen	$X_{mp}$
1 cm	SCSN-38	alu	Elektronen	$0.11 \pm 0.011$
2 cm	SCSN-38	alu	Elektronen	$0.24 \pm 0.015$
2 cm	SCSN-38	alu	Muonen	$0.22 \pm 0.009$

VALVO XP2011B:

Dicke	Material	Hülle	Teilchen	$X_{mp}$
1 cm	SCSN-38	alu	Muonen	$6.95 \pm 0.165$
2 cm	SCSN-38	alu	Muonen	$13.70 \pm 0.549$
2 cm	NE110	alu	Elektronen	$2.45 \pm 0.063$
2 cm	NE110	schwarz	Elektronen	$1.58 \pm 0.092$

Tab. 5.1: Signalamplituden der untersuchten 180 cm langen Szintillatoren bei einem Einschubort 30 cm von der ausgelesenen Fläche entfernt.

- die reflektierende Umhüllung des aktiven Volumens für einen Einschubort 30 cm vom Ende entfernt eine 1.5 mal größere Signalhöhe gegenüber einer totalabsorbierenden Umhüllung liefert
- NE110 gegenüber SCSN-38 deutlich weniger Licht liefert.

Der letzte Punkt ist besonders überraschend, da für SCSN-38 und NE110 vergleichbare Lichtausbeuten erwartet wurden. Ein schlechter optischer Kontakt zwischen Lichtleiter und Photomultiplier ist jedoch wenig wahrscheinlich, da beide Photomultiplier am NE110-Szintillator gleich große Pulse lieferten.

### Effektive Absorptionslänge

Die effektive Absorptionslänge  $\lambda_{eff}$  der Szintillationsdetektoren wurde bestimmt, indem an die  $X_{mp}$  eine Exponentialfunktion (Gl. 2.32) angepaßt wurde, wobei ausschließlich Meßpunkte berücksichtigt wurden, die weiter als 30 cm von der ausgelesenen Fläche entfernt lagen. Die Ergebnisse für die einzelnen Detektoren sind in Tab. 5.2 zusammengestellt, wobei der Mittelwert aus der für rechten und linken Photomultiplier gefundenen Absorptionslänge angegeben ist.

Unabhängig vom verwendeten Photomultipliertyp und der Art der ionisierenden Teilchen findet man für dieselben Detektoren vergleichbare Absorptionslängen. Dabei ist  $\lambda_{eff}$  von 2 cm dickem SCSN-38 mit etwa 90 cm etwas kleiner als für 1 cm dicke Szintillatoren gleichen Materials. NE110 besitzt dagegen eine deutlich größere Absorptionslänge, die mit 180 cm doppelt so groß ist wie die von SCSN-38 bei sonst gleicher Detektorgeometrie.

Tieferes Verständnis für die Unterschiede von  $\lambda_{eff}$  bei verschiedenen Szintillatorstärken bzw. verschiedenen Umhüllungen des aktiven Volumens könnten Simulationsrechnungen zur Lichtausbreitung in Szintillator und Lichtleiter liefern.



Dicke	Material	Hülle	Teilchen	Photomultiplier	$\lambda_{\text{eff}}$
1 cm	SCSN-38	alu	Muonen	VALVO	$107.5 \pm 6.11$ cm
1 cm	SCSN-38	alu	Elektronen	Hamamatsu	$110.1 \pm 15.97$ cm
2 cm	SCSN-38	alu	Muonen	VALVO	$97.6 \pm 2.66$ cm
2 cm	SCSN-38	alu	Muonen	Hamamatsu	$81.4 \pm 2.77$ cm
2 cm	SCSN-38	alu	Elektronen	Hamamatsu	$87.2 \pm 6.88$ cm
2 cm	NE110	alu	Elektronen	VALVO	$182.1 \pm 10.18$ cm
2 cm	NE110	schwarz	Elektronen	VALVO	$158.8 \pm 6.75$ cm

Tab. 5.2: Effektive Absorptionslängen der untersuchten 180 cm langen Szintillatoren.

### Auflösung

Zur Untersuchung der Pulshöhenauflösung der verschiedenen Detektoren wurde  $\sigma/X_{\text{mp}}$  gegen  $X_{\text{mp}}$  für alle Meßpunkte eines Szintillators aufgetragen. An diese Kurven wurde versucht, eine Funktion

$$\left(\frac{\sigma}{X_{\text{mp}}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{X_{\text{mp}}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{X_{\text{mp}}}\right)^2 \quad (5.7)$$

anzupassen. Darin beschreibt der erste Summand die statistische Verteilung der Anzahl der an der Photokathode erzeugten Photoelektronen. Er beeinflusst das Verhalten von  $\sigma/X_{\text{mp}}$  insbesondere für große  $X_{\text{mp}}$ . Der zweite Summand beschreibt das pulshöhenunabhängige Rauschen des Photomultipliers, der das Verhalten von  $\sigma/X_{\text{mp}}$  für kleine Pulshöhen bestimmt.

Bei Detektoren, die mit Hamamatsu-Photomultipliern ausgestattet waren, konnten die Kurven gut durch Gl. 5.7 beschrieben werden (Abb. 5.6).

Die Werte für  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  von diesen Detektoren sind in Tab. 5.3 zusammengestellt, wobei für jeden Detektor die Ergebnisse der beiden Photomultiplier gemittelt wurden.

Dicke	Material	Hülle	Teilchen	$\sigma_1$	$\sigma_2$
1 cm	SCSN-38	alu	Elektronen	$4.28\% \pm 0.309\%$	$0.810\% \pm 0.0898\%$
2 cm	SCSN-38	alu	Elektronen	$3.51\% \pm 0.162\%$	$1.28\% \pm 0.0561\%$
2 cm	SCSN-38	alu	Muonen	$3.54\% \pm 0.137\%$	$0.594\% \pm 0.0795\%$

Tab. 5.3: Parameter der Pulshöhenauflösung der mit Hamamatsu-Photomultipliern ausgestatteten Szintillationsdetektoren.

Die Verteilung der Anzahl der Photoelektronen wird durch die Poisson-Statistik beschrieben. Die Breite der Verteilung hängt von der Anzahl  $N$  der Photoelektronen über  $\sigma_1 = \sqrt{N}/N$  ab. Der Wert von 3.5% für  $\sigma_1$  ergibt danach eine Anzahl von  $N \approx 850$  Photoelektronen, in guter Übereinstimmung mit der groben Abschätzung für  $N$ , die zu Beginn des zweiten Kapitels durchgeführt wurde. Für den 1 cm dicken Szintillator ist die Zahl der Photoelektronen kleiner, es ergibt sich  $N \approx 600$ . Die erwartete Halbierung von  $N$  tritt nicht auf, da offensichtlich die Lichtübertragungseigenschaften des dünneren Szintillators bzw. seines Lichtleiters günstiger waren.

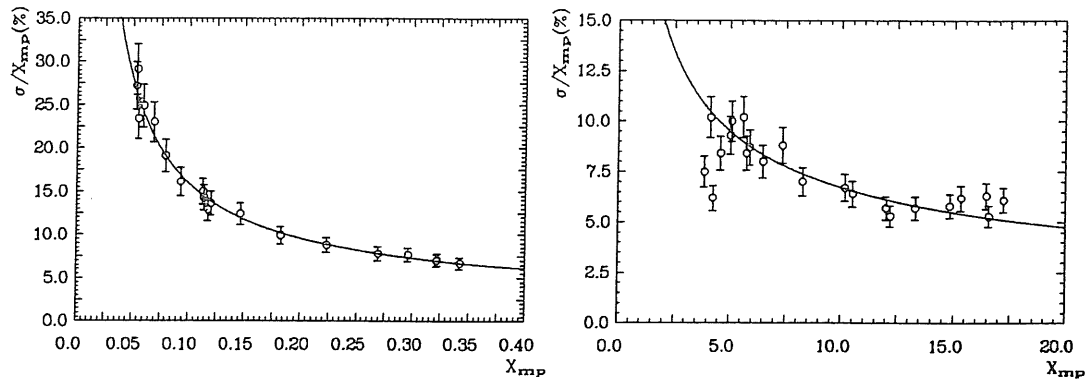


Abb. 5.6:  $\sigma/X_{mp}$  gegen  $X_{mp}$  für verschieden Szintillationsdetektoren

- a) 2 cm SCSN-38, ausgestattet mit Hamamatsu 2021 Photomultipliern. Die durchgezogene Linie ist ein Fit mit Gl. 5.7 mit  $\sigma_1 = 3.38\%$  und  $\sigma_2 = 1.19\%$ .
- b) 2 cm SCSN-38, ausgestattet mit VALVO XP2011B Photomultipliern. Die Pulshöhen liegen im Bereich zwischen 3.0 und 18.0, und sind damit deutlich grösser als bei a). Die durchgezogene Linie stellt einen "Fit" von Gl. 5.7 mit willkürlich festgelegtem  $\sigma_2 = 1\%$  dar. Dem Ergebnis von  $\sigma_1 = 21\%$  wird jedoch wenig Signifikanz beigemessen.

Die Kurven von  $\sigma/X_{mp}$  der mit VALVO-Photomultipliern ausgestatteten Detektoren ließen sich durch Gl. 5.7 weniger gut beschreiben und ergaben keine eindeutige Festlegung für  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$ . Unter den gewählten Betriebsbedingungen war die Verstärkung der VALVO-Photomultiplier deutlich größer als die der Hamamatsu-Photomultiplier. Dennoch war ihr Dunkelstrom laut Herstellerangabe (Anh. B) kleiner. Daher wurde für den konstanten Rauschbeitrag  $\sigma_2$  ein mit dem des Hamamatsu-Photomultipliers vergleichbarer Wert von 1% willkürlich festgelegt. Damit ergibt ein Fit von Gl. 5.7 an die Meßwerte  $\sigma_1 = 21\%$  und damit eine geringe Zahl von Photoelektronen. Die tatsächliche Zahl der Photoelektronen müßte in weiterführenden Untersuchungen mit einem veränderten Aufbau bestimmt werden.

### 5.2.3 Ergebnisse des 3.60 m langen Szintillationsdetektors

Während der Untersuchungen am 3.60 m langen Szintillator mußten die Verstärker in den Pulshöhenzweigen mehrfach verändert werden (Kap. 4.2.2). Leider ließen sich diese Änderungen nicht in allen Fällen rekonstruieren, so daß sich insbesondere Ergebnisse von Meßpositionen an den Enden des Detektors, bei denen die Signalamplituden extrem groß bzw. extrem gering waren, nicht mit den Ergebnissen der übrigen Meßpunkte vergleichen lassen.

Ferner besaßen die Pulshöhenspektren einiger Meßpunkte eine Form, die nicht durch eine Verteilungsfunktion entsprechend Gl. 5.4 beschrieben werden konnte. In Abb. 5.7 ist ein typisches Beispiel dargestellt. Spektren mit dieser Doppelpeak-Struktur traten bei beiden Photomultipliern des Detektors nur bei Einschußpositionen mit  $140 \text{ cm} < z < 180 \text{ cm}$  auf. Die zu diesen Meßpositionen gehörenden Spektren des Zeitzweiges wiesen keine Anomalien auf.

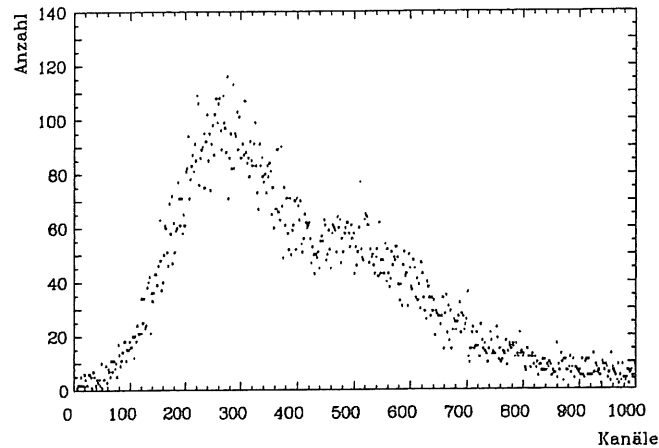


Abb. 5.7: Pulshöhenspektrum beim Einschluß von Elektronen bei  $z = 177$  cm in den 3.6 m langen SCSN-38 Szintillator. Dieses Spektrum stammt von dem Photomultiplier des Detektors, dessen Daten nicht in die weitere Auswertung aufgenommen wurden.

Möglicherweise könnten Simulationsrechnungen zum Lichttransport im Szintillator die Form dieser Spektren erklären. Dabei müßte sowohl der Einfluß der Klebefläche bei  $z = 180$  cm, sowie der schräge Einschluß in das Szintillatorbrett berücksichtigt werden.

Trotz dieser Schwierigkeiten konnten die Spektren von einem der beiden Photomultiplier des Detektors von einigen Meßpositionen im Bereich von  $z = 90$  cm bis  $z = 300$  cm ausgewertet werden. In Abb. 5.8 sind die wahrscheinlichsten Pulshöhen der Spektren dieser Meßpunkte logarithmisch dargestellt. Aufgrund der Form des Spektrums ist die relative Breite des Meßwertes bei  $z = 170$  cm deutlich größer als bei anderen Meßpunkten. Bei den Ergebnissen ist bereits berücksichtigt, daß die Elektronen im Szintillator einen längeren Weg als 2 cm zurücklegen, da der Detektor unter  $42^\circ$  zum Strahl gedreht war. Der Weg verlängert sich bei diesem Winkel auf 2.7 cm, der Energieverlust und damit die Lichtausbeute ist um einen Faktor 1.35 größer als beim 2 cm dicken Szintillator.

Abb. 5.8 zeigt ferner, daß die Ortsabhängigkeit der wahrscheinlichsten Pulshöhe  $X_{mp}$  nicht durch eine Exponentialfunktion gegeben ist. Die  $X_{mp}$  von Einschlußpositionen mit  $z < 180$  cm können durch eine Exponentialfunktion mit  $\lambda_{eff} = 95$  cm beschrieben werden. Dieser Wert stimmt mit dem der 180 cm langen SCSN-38 Szintillatoren derselben Dicke überein (Kap. 5.2.2). Die  $X_{mp}$  von Meßpositionen mit  $z > 180$  cm zeigen eine exponentielle Abnahme mit einer deutlich kleineren effektiven Absorptionslänge von  $\lambda_{eff} = 53$  cm. Zudem haben die Funktionen bei  $z = 180$  cm nicht denselben Wert.

Der Grund für dieses Verhalten muß in den Reflexionen des Szintillationslichtes an der Klebefläche bei  $z = 180$  cm liegen. Für Einschlußpositionen mit  $z < 180$  cm sorgen die Reflexionen für eine überproportional große gemessene Intensität. Dasselbe Verhalten zeigen auch die 180 cm langen Detektoren. Die Lichtintensität von Meßpositionen mit  $z > 180$  cm wird durch Reflexionen (diesmal an der anderen Seite der Klebefläche) verringert.

In Abb. 5.9 sind die  $X_{mp}$  des 3.60 m langen SCSN-38 Szintillators gemeinsam mit denen des 1.80 m langen Detektors aus der Muonenmessung gegen den Abstand  $z$  zur ausgelesenen Fläche aufgetragen. Deutlich ist der Sprung in der Pulshöhe bei  $z = 180$  cm erkennbar.

An alle Punkte kann eine gemeinsame Exponentialfunktion mit einer effektiven Absorptionslänge von  $\lambda_{eff} = 80$  cm angepaßt werden.

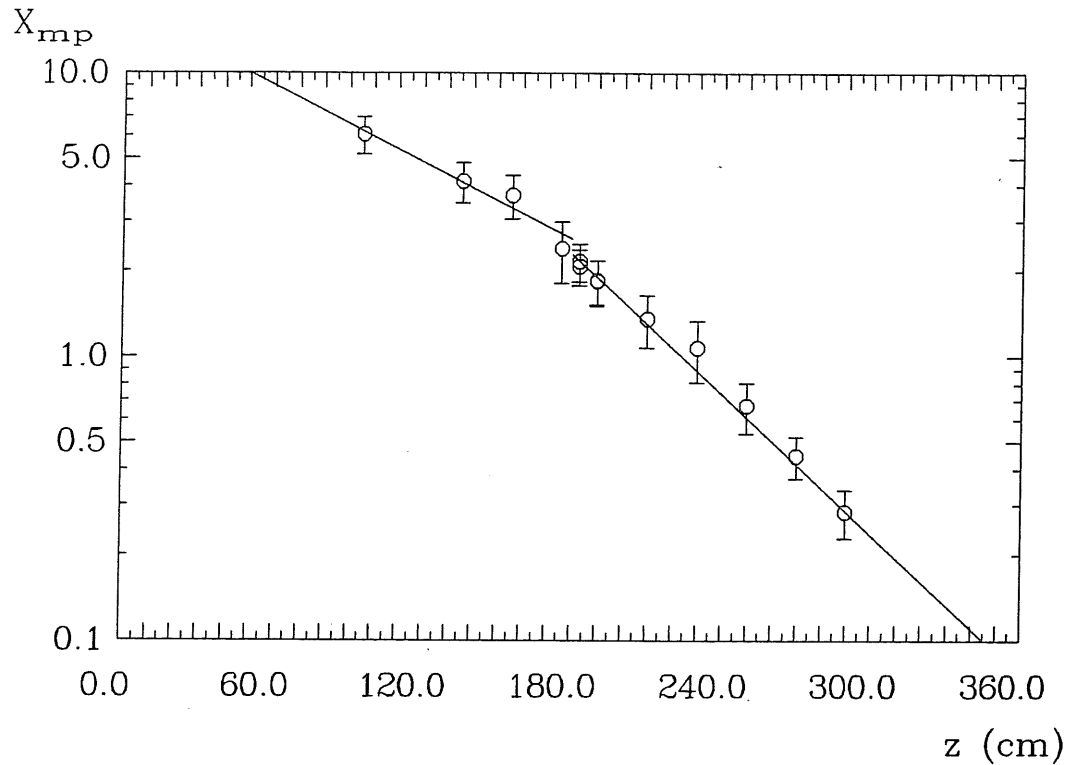


Abb. 5.8: Logarithmische Darstellung von  $X_{mp}$  in Abhängigkeit vom Abstand  $z$  zwischen Einschußort und ausgelesener Fläche. Die  $X_{mp}$  mit  $z > 180$  cm können durch eine Exponentialfunktion mit  $\lambda_{eff} = 53$  cm beschrieben werden. Die effektive Absorptionslänge für den Bereich  $z < 180$  cm beträgt etwa 95 cm. Bei  $z = 180$  cm tritt ein Sprung in der Signalhöhe auf, bedingt durch den Einfluß der Klebefläche zwischen den beiden Szintillatorbrettern auf die Lichtüberführung.

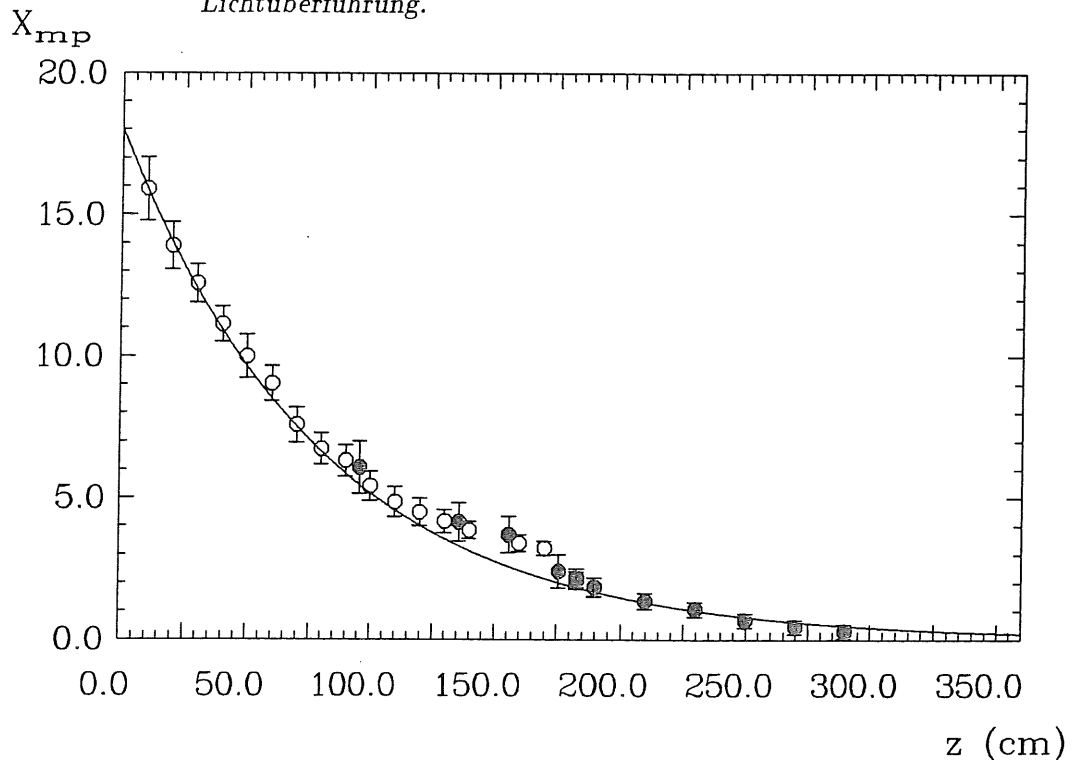


Abb. 5.9: Wahrscheinlichste Pulshöhe  $X_{mp}$  des 3.6 m langen SCSN-38 Szintillators ( $\bullet$ ) und des 1.8 m langen Szintillators ( $\circ$ ) aus der Muonennmessung. Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf einer Exponentialfunktion mit  $\lambda_{eff} = 80$  cm an.

Die absoluten Werte für  $X_{mp}$  für den 3.6 m Szintillator in Abb. 5.8 und 5.9 sind an die Werte des 1.8 m langen SC:SN-38 Szintillators aus der Muonenmessung mit VALVO-Photomultipliern angepaßt, da eine Angabe von  $X_{mp}$ , die mit den übrigen Messungen vergleichbar war, aufgrund der Schwierigkeiten mit der Elektronik, nicht möglich war.

### 5.3 Ergebnisse der Untersuchungen von bogenförmigen Szintillatoren

Die Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Pulshöhe von Szintillatorbogen und Szintillatorring wurden mit Elektronen des DESY-Teststrahls durchgeführt. Die Meßpunkte lagen auf konzentrischen Kreisen um den Mittelpunkt der die Szintillatoren begrenzenden Kreise. Zur Beschreibung der Meßpositionen wird daher ein System von Polarkoordinaten  $r$  und  $\varphi$  verwendet, dessen Ursprung im Mittelpunkt dieser Kreise liegt.  $\varphi = 0$  bezeichnet die Richtung zur jeweils ausgelesenen Fläche. Die von Elektronen getroffenen Fläche um jede Meßposition betrug etwa  $1 \text{ cm}^2$ .

#### 5.3.1 Der 180°-Bogen

Die Einschußpositionen beim 180°-Bogen lagen auf drei Halbkreisen mit  $r = 150 \text{ mm}$ ,  $r = 190 \text{ mm}$  und  $r = 230 \text{ mm}$ . Die Winkelkoordinate der Einschußpositionen wurde zwischen  $\varphi = 7.5^\circ$  und  $\varphi = 175^\circ$  in  $7.5^\circ$  bzw.  $15^\circ$ -Schritten variiert (Abb. 5.10). Auf dem gemeinsam mit dem Szintillatorbogen untersuchten geraden Referenzbrett lagen die Einstrahlungspunkte auf zwei Geraden parallel zur  $z$ -Achse, bei  $y = 0 \text{ cm}$  und  $y = 4 \text{ cm}$ . Zwischen  $z = 12 \text{ cm}$  und  $z = 48 \text{ cm}$  wurden die Abstände der Punkte in  $8 \text{ cm}$ -Schritten variiert.

Die Länge des Referenzbrettes entsprach der Länge eines 180°-Bogens bei dem mittleren Radius  $r = 190 \text{ mm}$ . Zum Vergleich der Ortsabhängigkeit der Pulshöhe beider Detektorformen wurden die Einschußpositionen auf dem Referenzbrett in Polarkoordinaten  $r = 190 \text{ mm}$  und  $\varphi$  umgerechnet.

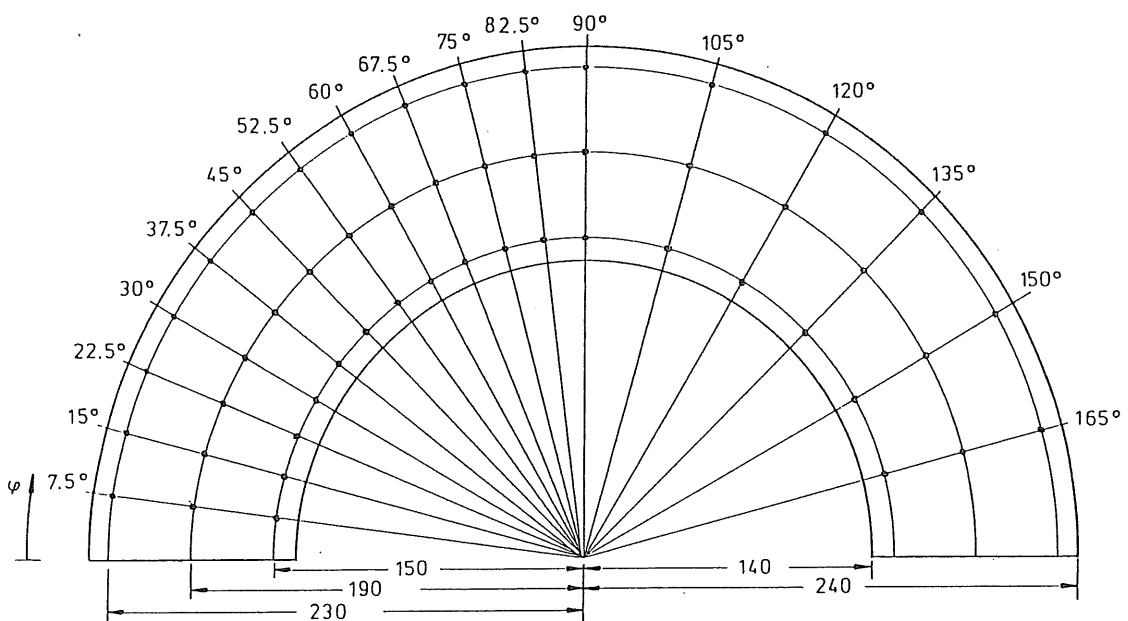


Abb. 5.10: Lage der Einstrahlungsorte auf dem 180°-Bogen.

### Signalamplituden

Die Signalamplituden des geraden NE102-Referenzdetektors, bei dem die Lichtauskopplung durch eine  $90^\circ$ -Umlenkung senkrecht zur Detektoroberfläche erfolgte (siehe Kap. 3.2), sind etwas kleiner als die des 1.8 m langen NE110-Szintillators, dessen Lichtleiter in Längsrichtung angeordnet waren. Bei einem Einstrahlungsort 15 cm von der ausgelesenen Fläche entfernt<sup>6</sup> beträgt  $X_{mp}$  für den NE110-Szintillator 2.8, für den Referenzdetektor aus NE102 ist  $X_{mp} = 1.5$ . Nach [Que70] besitzt NE102 eine um etwa 1.14 größere Lichtausbeute als NE110, dieser Gewinn wird jedoch durch die geringere Dicke des NE102-Szintillators (13.5 mm) gegenüber dem NE110-Szintillator (20 mm) weitgehend kompensiert. Der Pulshöhenunterschied zwischen den beiden Detektoren ist hauptsächlich durch die Art der Lichtauskopplung bedingt. Der in [Duh85] angegebene Faktor 1.5 für die Lichtabschwächung bei einer  $90^\circ$ -Umlenkung liegt in der Größenordnung des hier beobachteten Pulshöhenunterschiedes.

Die Signalamplituden des Bogens sind auf allen Winkelpositionen für Meßpunkte auf dem äußeren Radius ( $r = 230$  mm) größer als für Punkte auf dem mittleren ( $r = 150$  mm) und inneren ( $r = 120$  mm) Radius (Abb. 5.11). Der Grund dafür liegt darin, daß bei Punkten nahe der äußeren Begrenzung des Szintillators der Raumwinkel für Licht, das durch Totalreflexion an der Außenfläche weitergeleitet werden kann, größer ist als für Punkte, die weiter im Inneren des Szintillatorbogens liegen.

### Ortsabhängigkeit

In Abb. 5.11 ist  $X_{mp}$  für verschiedene Meßpositionen aufgetragen. Für Punkte mit  $r = 150$  mm und  $r = 230$  mm fällt  $X_{mp}$  im Bereich kleiner Winkel mit wachsendem  $\varphi$  stark ab. Für Meßpunkte mit  $r = 190$  mm ist der anfängliche Abfall weniger stark. Die absolute Pulshöhe auf dem Mittelradius ist für  $\varphi < 20^\circ$  auf dem Innen- und Außenradius ( $r = 120$  mm und  $r = 190$  mm). Hier bestimmt die Geometrie des Lichtleiters die Pulshöhe, entsprechend der beobachteten  $y$ -Abhängigkeit von  $X_{mp}$  für gerade Szintillatoren bei kleinen  $z$  (Kap. 5.2). Für alle Meßpunkte im Bereich größerer Winkel bis  $\varphi = 180^\circ$  ist die Ortsabhängigkeit der Pulshöhe weniger stark ausgeprägt. Die Lage des Überganges zwischen beiden Bereichen hängt von  $r$  ab und tritt etwa bei dem Winkel auf, bei dem die Meßpunkte aus dem direkten "Sichtbereich" der ausgelesenen Fläche hinter der inneren Grenzfläche des Szintillators verschwinden.

Zum Vergleich der Signalamplituden von Bogen und Referenzdetektor enthält Abb. 5.11 in der Darstellung für  $r = 190$  mm eine Exponentialfunktion, die an Meßwerte von  $X_{mp}$  des Referenzdetektors angepaßt wurde<sup>7</sup>. Die Diskrepanz der Pulshöhen von Punkten mit  $\varphi < 90^\circ$  ergibt sich aus der Umrechnung der  $z$ -Koordinate des geraden Szintillators in eine  $\varphi$ -Koordinate des Bogens. In diesem Bereich ist der mittlere Lichtweg im Bogen kürzer als die Bogenlänge bei  $r = 190$  mm. Für  $\varphi > 90^\circ$  sind Reflexionen an den Grenzflächen zur Lichtüberführung notwendig. Der dadurch verlängerte mittlere Lichtweg kann durch die Bogenlänge angenähert werden.

Die gemessene Ortsabhängigkeit der Pulshöhen des Szintillatorbogens wird durch Rechnungen, in denen die Lichtausbreitung in einer Ebene parallel zur Oberfläche des Bogens simuliert wurde, bestätigt<sup>8</sup>. In diesen Rechnungen wurde für einen Punkt der Ebene, beschrieben durch  $r$  und  $\varphi$ , eine isotrope Lichtemission angenommen und der Weg von 360 Lichtstrahlen mit der willkürlichen Intensität 1 verfolgt. Durch Reflexionen an den

<sup>6</sup>Da die Einschuborte bei *beiden* Detektoren auf der  $z$ -Achse bei  $y = 0$  cm lagen, braucht die  $y$ -Abhängigkeit der Pulshöhe hier nicht berücksichtigt zu werden.

<sup>7</sup>Diese Anpassung ergab eine effektive Absorptionslänge von  $\lambda_{e\pi} = 54$  cm, in Übereinstimmung mit Literaturwerten für NE102 [Que70].

<sup>8</sup>Das Programm für diese Simulation wurde von Herrn Dr. W. Bauhoff geschrieben.

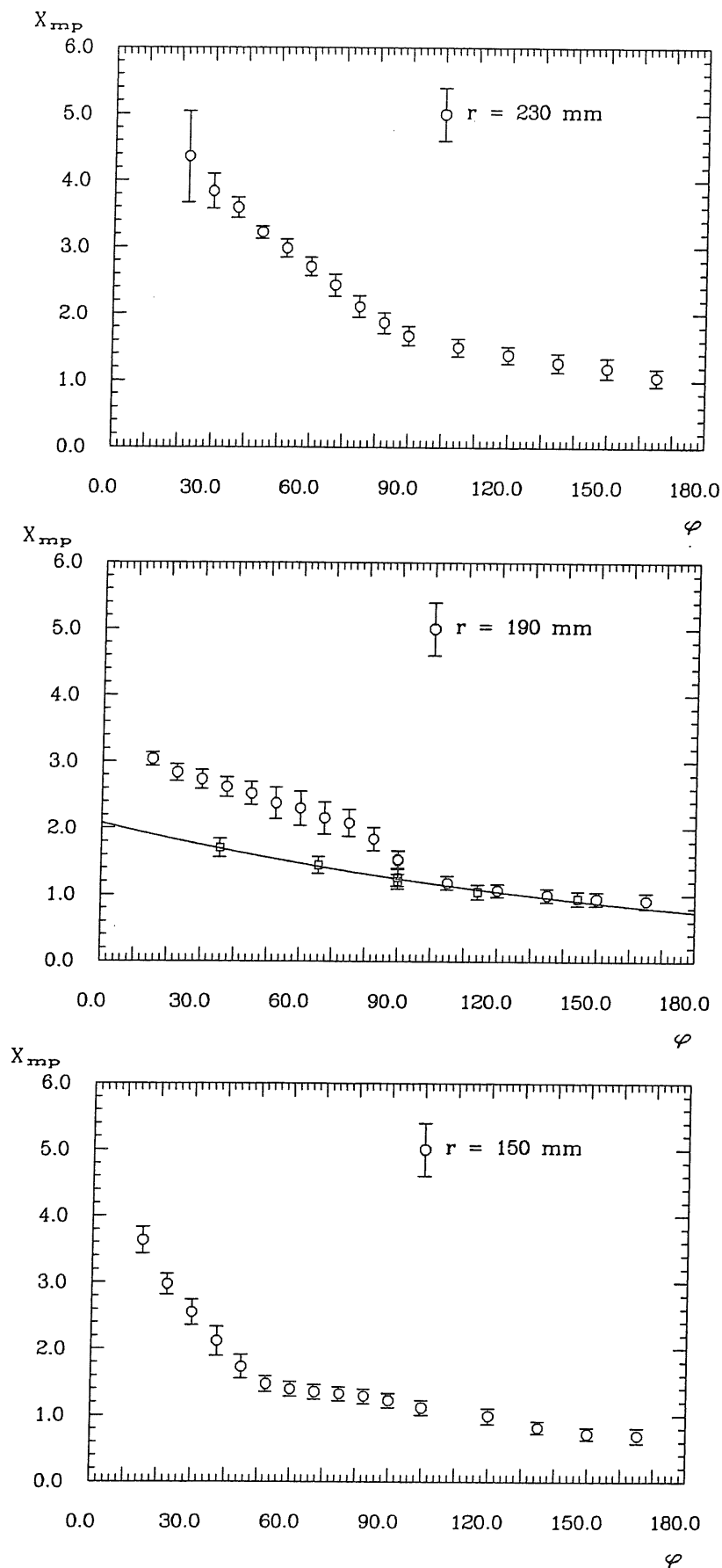


Abb. 5.11: Wahrscheinlichste Pulshöhe  $X_{mp}$  in Abhängigkeit von  $\varphi$ , für Meßpositionen mit  $r = 230$  mm,  $r = 190$  mm und  $r = 150$  mm. Die durchgezogene Linie im mittleren Bild gibt den Verlauf einer Exponentialfunktion durch die  $X_{mp}$  des Referenzdetektors an.

gekrümmten Grenz“flächen” wird die Intensität eines Strahls in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, entsprechend den Fresnel'schen Formeln, reduziert. Zusätzlich wurde die Abnahme der Intensität durch Eigenabsorption berücksichtigt, wobei eine Absorptionslänge von 50 cm angenommen wurde. Die Intensität aller Strahlen eines Ausgangspunktes, die die ausgelesene “Fläche” erreichen, wurden addiert und in Abb. 5.12 in Abhängigkeit der Koordinaten des Ausgangspunktes dargestellt.

Nicht berücksichtigt wurde, neben der dritten Dimension des Szintillators, die reflektierende Folie an den Grenz“flächen” und die Lichtübertragungseigenschaft des Lichtleiters. Dennoch geben die Rechnungen die gemessene Ortsabhängigkeit, sowohl von  $\varphi$  als auch von  $r$ , qualitativ gut wieder.

Intensität

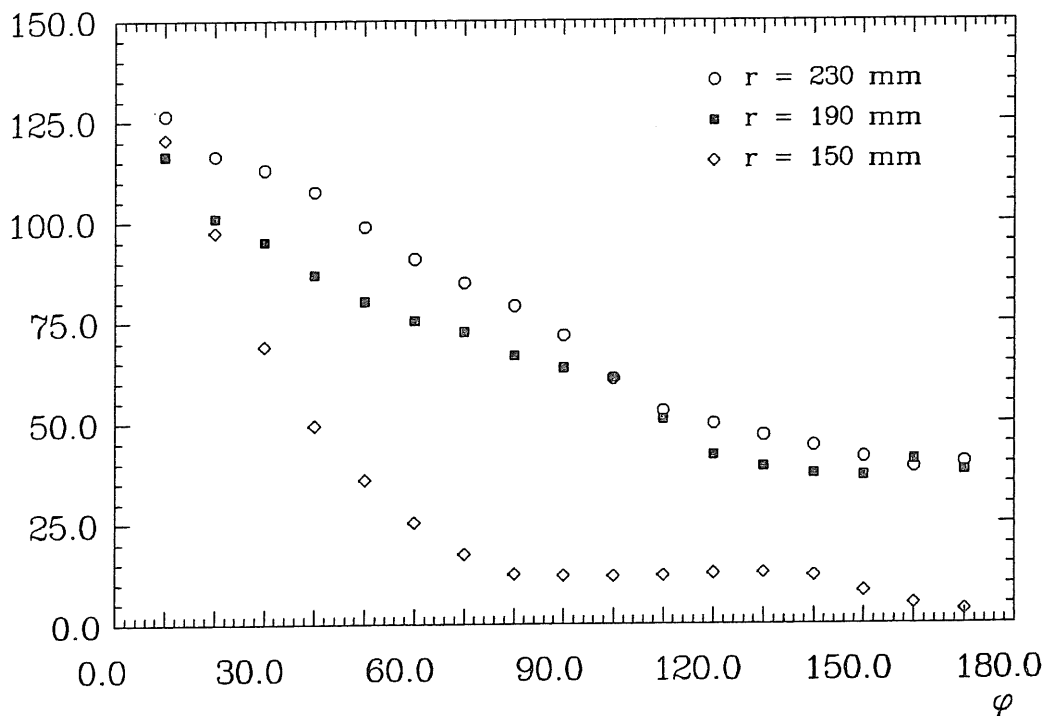


Abb. 5.12: Ergebnisse von Simulationsrechnungen zur Lichtausbreitung in einer Ebene des Szintillatorbogens. Dargestellt ist die Summe der Intensitäten aller Lichtstrahlen, die die ausgelesenen “Fläche” erreichen, nachdem sie von einem Punkt  $(r, \varphi)$  der Ebene isotrop emittiert wurden. Berücksichtigt sind Intensitätsverluste bei Reflexionen an den Grenz“flächen” und durch Eigenabsorption im Szintillator.

### Auflösung

In Abb. 5.13 sind die Werte für  $\sigma/X_{\text{mp}}$  (linke Spalte) und  $\sigma$  (rechte Spalte) jeweils gegen  $X_{\text{mp}}$  für Meßpunkte mit  $r = 150$  mm,  $r = 190$  mm und  $r = 230$  mm aufgetragen. Deutlich ist eine Struktur im Verlauf von  $\sigma/X_{\text{mp}}$  bzw.  $\sigma$  zu erkennen, die in ähnlicher Weise, jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt, bei allen drei Radien auftritt. Das Auftreten eines lokalen Maximums für  $\sigma$  kann nicht auf einfache Weise erklärt werden.



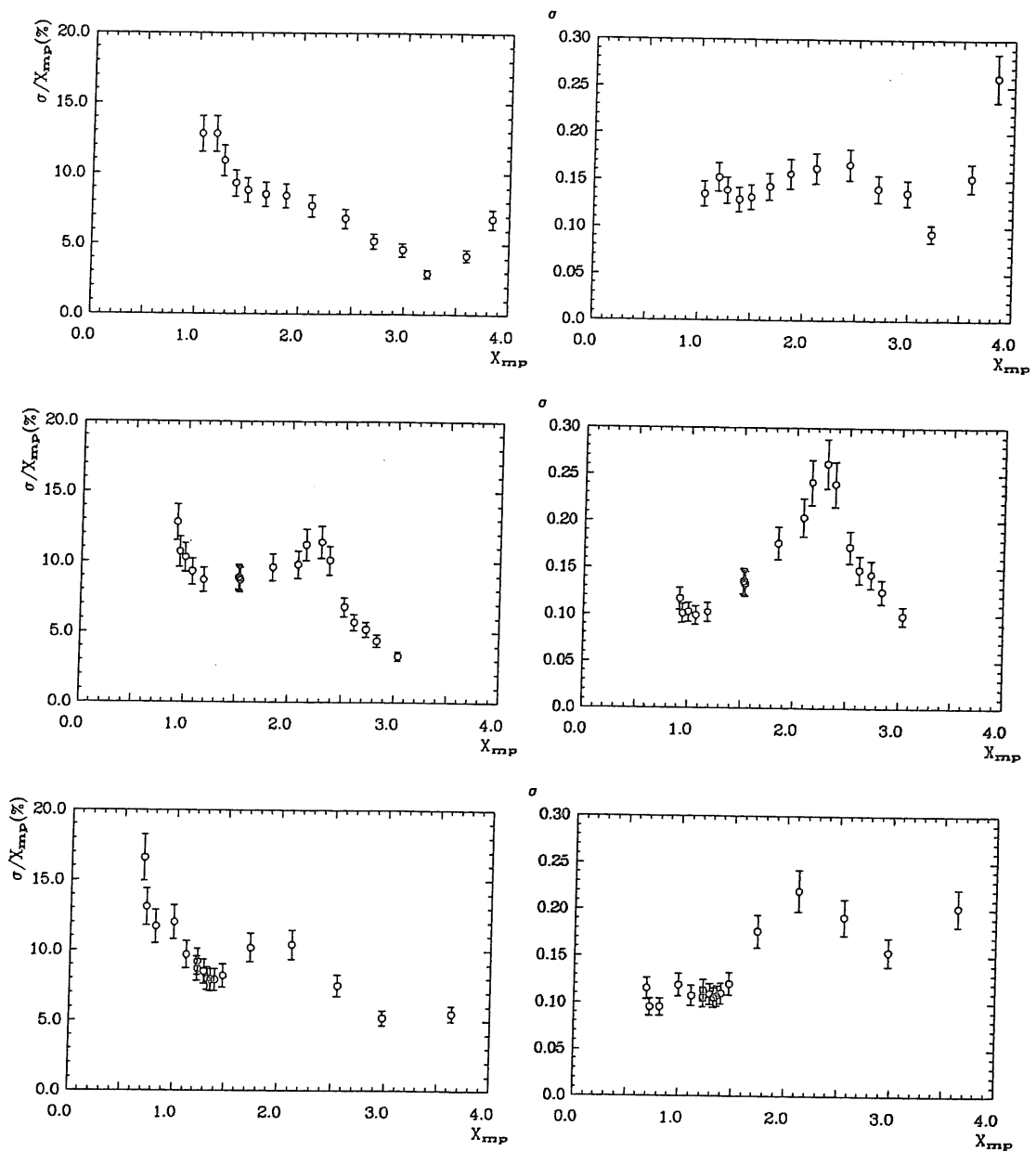


Abb. 5.13:  $\sigma/X_{mp}$  (linke Spalte) und  $\sigma$  (rechte Spalte) jeweils gegen  $X_{mp}$  für den  $180^\circ$ -Szintillatorbogen. Oben :  $r = 230$  mm, Mitte :  $r = 190$  mm, Unten :  $r = 120$  mm. Erstaunlich ist das Auftreten eines lokalen Maximums von  $\sigma$ .

### 5.3.2 Der Szintillatorring

Die Amplituden der Szintillationssignale wurden für Meßpunkte auf dem gesamten kreisringförmigen Detektor gemessen (Abb. 5.14). Die Meßpunkte lagen auf allen vier 90°-Segmenten und im Bereich der Übergänge zwischen diesen Segmenten, in denen die Szintillatordicke wegen der 45°-Abschrägung zur Lichtauskopplung abnimmt. Zur Kompensation der dadurch verminderten Ausbeute an Szintillationslicht wurden, wie in Kap. 3.2 beschrieben, Lichtleiter mit unterschiedlich geformten zusätzlichen Szintillatoreinlagen getestet. Neben der Erzeugung von genügend Szintillationslicht durch diese Stücke sind jedoch auch die Lichtübertragungseigenschaften dieser Lichtleiter relevant.

Weiterhin wurde die Ortsabhängigkeit der Pulshöhe von Meßpunkten auf den Segmenten untersucht.

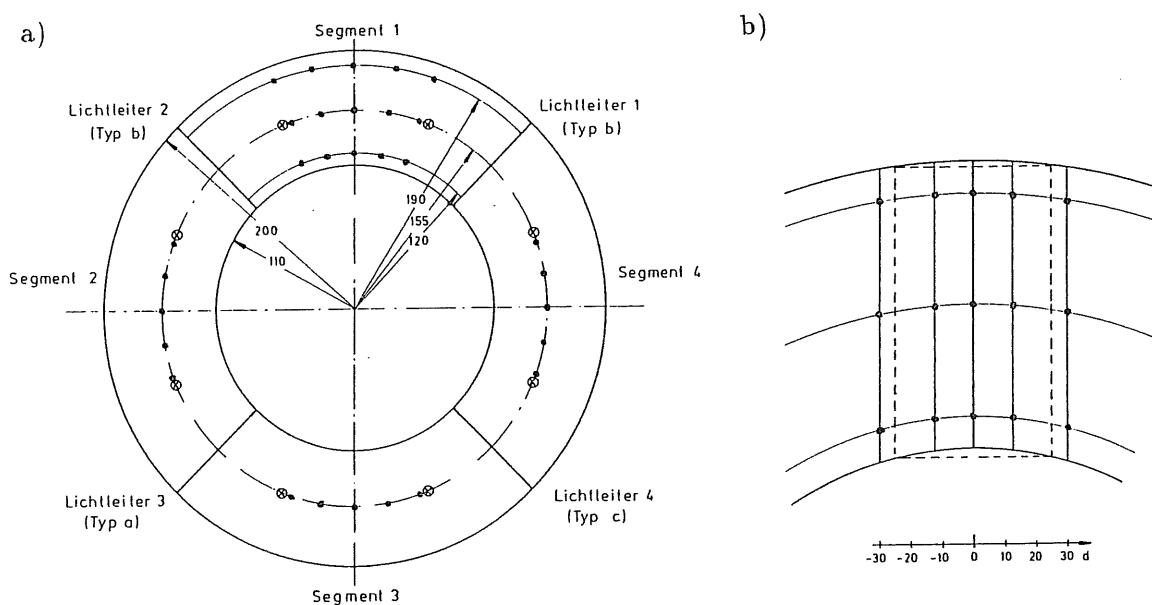


Abb. 5.14: Lage der Meßpunkte auf dem Szintillatorring.

- a) Meßpositionen auf allen vier 90°-Segmenten. Eingezeichnet ist die Lage der Bohrungen ( $\varnothing$  4 mm) für die Schrauben zur Befestigung der Szintillatorsegmente auf der Grundplatte.
- b) Detaillierte Darstellung der Meßpositionen im Bereich der Übergänge zwischen den Segmenten und der zur Beschreibung verwendeten Koordinaten. Die gestrichelte Linie deutet die Abmessungen der Basis des Lichtleiters an.

#### Ortsabhängigkeit

Im Segment 1, zwischen zwei gleichartigen Lichtleitern, wurden Meßpunkte auf drei verschiedenen Radien ( $r = 120$  mm,  $r = 155$  mm und  $r = 190$  mm) mit Elektronen bestrahlt. Die wahrscheinlichsten Pulshöhen  $X_{mp}$  dieser Meßpositionen sind in Abb. 5.15 in Abhängigkeit von  $\varphi$  dargestellt. Die Meßpunkte befinden sich alle im direkten "Sichtbereich" der ausgelesenen Fläche, so daß eine ausgeprägte Änderung der Ortsabhängigkeit mit  $\varphi$ , wie sie beim 180°-Bogen beobachtet wurde, nicht auftritt.

Bei Meßpunkten auf dem Mittelradius ( $r = 155$  mm) wird die Pulshöhe der Punkte mit  $\varphi = 25^\circ$  und  $\varphi = 65^\circ$  durch die Löcher der beiden Befestigungsschrauben des Segments

(bei  $r = 155 \text{ mm}$ ,  $\varphi = 22.4^\circ$  und  $\varphi = 67.6^\circ$ ) beeinflusst. Für den Einschub bei  $\varphi = 25^\circ$  auf dem mittleren Radius verringerte sich die Pulshöhe, da die Bohrung vor der ausgelesenen Fläche liegt und dadurch den direkten Lichtweg zum Photomultiplier versperrt. Lichtstrahlen, die vom Punkte mit  $\varphi = 65^\circ$  ausgehen, werden dagegen teilweise an der dicht dahinter liegenden Bohrung in Richtung der ausgelesenen Fläche reflektiert, wodurch sich die Pulshöhe dieses Meßpunktes erhöht. Diese Beeinflussung der Pulshöhe durch die Bohrungen tritt bei allen Segmenten sowohl in Aluminium- wie in weißer Umhüllung auf. Ein signifikanter Unterschied in der Ortsabhängigkeit von  $X_{\text{mp}}$  je nach Art der Umhüllung existiert nicht.

$X_{\text{mp}}$

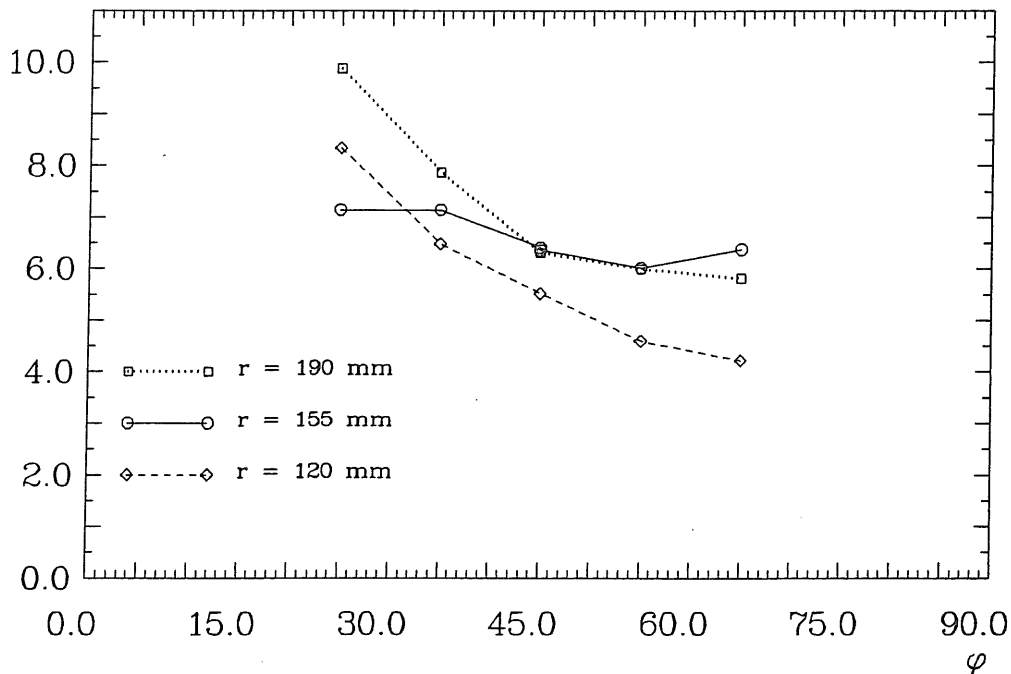


Abb. 5.15: Wahrscheinlichste Pulshöhe  $X_{\text{mp}}$  der Meßpunkte im Segment 1 des Szintillatorringes, in Abhängigkeit von  $r$  und  $\varphi$ . Die Pulshöhe der Punkte auf dem Mittelradius ( $r = 155 \text{ mm}$ ) bei  $\varphi = 25^\circ$  und  $\varphi = 65^\circ$  sind durch die Löcher für die beiden Befestigungsschrauben im Segment beeinflusst.

### Lichtüberführung

Die Lichtüberföhrungseigenschaften der verschiedenen Lichtleiter wurden durch Vergleich der Pulshöhen von Meßpunkten in verschiedenen Segmenten bestimmt. Da alle Segmente identisch waren, mußten Unterschiede der Pulshöhen durch die unterschiedlichen Lichtleitergeometrien bedingt sein. Sowohl in Aluminium- wie in weißer Umhüllung wies der Photomultiplier am Lichtleiter 4 die größten Pulse auf. Lichtleiter 1 bzw. 2 zeigten dagegen die kleinsten Pulse, wobei die Unterschiede untereinander nicht groß waren (Abb. 5.16). Da bei Lichtleiter 4 zwischen ausgelesenem Szintillatorsegment und Photokathode nur eine Klebefläche lag, waren die Verluste bei der Lichtüberföhrung geringer als bei den beiden anderen Lichtleitertypen, bei denen durch die zusätzlichen Szintillatorstücke eine weitere Klebefläche notwendig war.

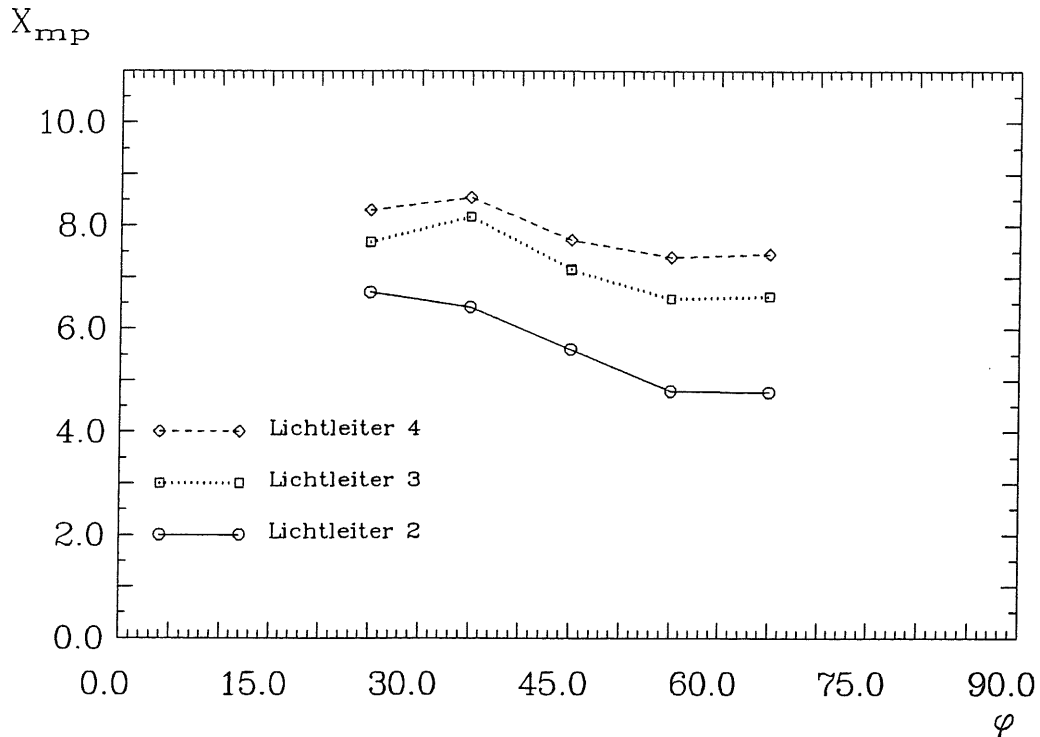


Abb. 5.16: Wahrscheinlichste Pulshöhe  $X_{mp}$  der Meßpunkte in Segmenten, die von Lichtleitern mit verschiedenen Geometrien ausgelesen wurden. Lichtleiter 4 mit nur einer Klebefläche zwischen Szintillatorsegment und Photomultiplier weist die größten Pulshöhen auf. Alle Segmente zeigen die von den Bohrungen beeinflusste Ortsabhängigkeit von  $X_{mp}$ .

### Pulshöhen im Bereich der Lichtleiter

Im Bereich der Lichtleiter wurden je 12 Positionen untersucht. Sie sind in Abb. 5.17 dargestellt. Die Abstände  $d$  der Meßpunkte zur Grenzlinie zwischen je zwei Segmenten wurde so gewählt, daß Punkte mit  $d = 12.5$  mm genau auf der Mitte des abgeschrägten Teils eines Segments lagen, und Punkte mit  $d = 30$  mm sich gerade außerhalb dieser Abschrägung befanden. Bei der Bewertung der Spektren dieser Meßpunkte muß berücksichtigt werden, daß die Elektronen auf einer Fläche von etwa  $1 \text{ cm}^2$  um die genannten Positionen auftrafen. Aufgrund der Inhomogenität der Szintillatordicke im Bereich einiger Meßpunkte wiesen einige Spektren ungewöhnliche Formen auf. Die Lage des Maximums konnte jedoch stets bestimmt werden. Die von Fitprogramm ermittelten Werten für  $\kappa$  und  $\sigma$  sind jedoch in einigen Fällen nicht signifikant, so daß diese Parameter hier nicht weiter diskutiert werden.

Da beim Szintillatorring die Photomultiplier senkrecht zum aktiven Volumen und somit parallel zur Einschußrichtung angeordnet waren, wurden bei einigen Meßpunkten im Bereich der Lichtleiter die Photomultiplier direkt von Elektronen getroffen. In einer separaten Messung wurde ein Photomultiplier allein, ohne Szintillator, in den Elektronenstrahl gebracht. Es wurden jedoch keine Pulse beobachtet, deren Amplituden mit denen eines Szintillationsdetektors vergleichbar gewesen wären. Daher wurde angenommen, daß direkt in die Photomultiplier einfallende Elektronen die Messungen am Szintillatorring nicht beeinflussen.

In Abb. 5.17 sind die  $X_{mp}$  der Photomultiplier am direkt getroffenen Lichtleiter dargestellt, wobei auf der Abszisse der Abstand  $d$  von der Segmentgrenze aufgetragen ist. Miteinander verbundene Punkte lagen auf gleichen Radien.

Bei allen Lichtleitern ist die Lichtüberführung von Positionen am Rande des Detektors ( $r = 120$  mm und  $r = 190$  mm) schlechter als bei Meßpunkten auf dem Mittelradius. Die Abhängigkeit der Pulshöhe von  $d$  wird bei den verschiedenen Lichtleitern von ihrer Gestalt bestimmt.

Bei **Lichtleiter 4** fällt die Pulshöhe gegen  $d = 0$  ab, da die Szintillatordicke abnimmt. Bei Meßpositionen auf der Segmentgrenze bei den beiden äußeren Radien werden fast keine Teilchen nachgewiesen.

Bei **Lichtleiter 3** hat  $X_{mp}$  bei  $d = 0$  mm ein Maximum, da die Szintillatordicke über den gesamten Bereich konstant ist und die Pulshöhe nur von der Lichtüberführung abhängt.

Bei **Lichtleiter 2** ist der Verlauf von  $X_{mp}$  für Punkte auf dem Mittelradius nahezu konstant. Die abnehmende Szintillatordicke wird durch die Nähe zum Photomultiplier kompensiert. Für Meßpunkte auf den beiden anderen Radien tritt bei  $d = 0$  mm eine leichte Abnahme von  $X_{mp}$  aufgrund schlechterer Lichtüberführung auf. Die Signale von Elektronen in diesen Meßpositionen waren aber, im Gegensatz zu Lichtleiter 4, gut nachweisbar.

Die Untersuchungen zeigen, daß zur Kompensation der verringerten Lichtausbeute im Bereich der Lichtauskopplung ein zusätzliches Szintillatorstück in den Lichtleiter integriert werden muß.

Sowohl Lichtleiter 2 als auch Lichtleiter 3 ermöglichen den Nachweis geladener Teilchen im Bereich des Überganges, wobei Lichtleiter 3 die größeren Pulshöhen aufweist.

Bei breiteren Kreisringen, wie sie für die weiter außen liegenden Detektorringe der Veto-Wände (Abb. 1.2) vorgesehen sind, tritt das Problem der schlechten Lichtüberführung von außen liegenden Einschußpositionen stärker in Erscheinung und erfordert eventuell eine modifizierte Gestaltung der Lichtauskopplung.

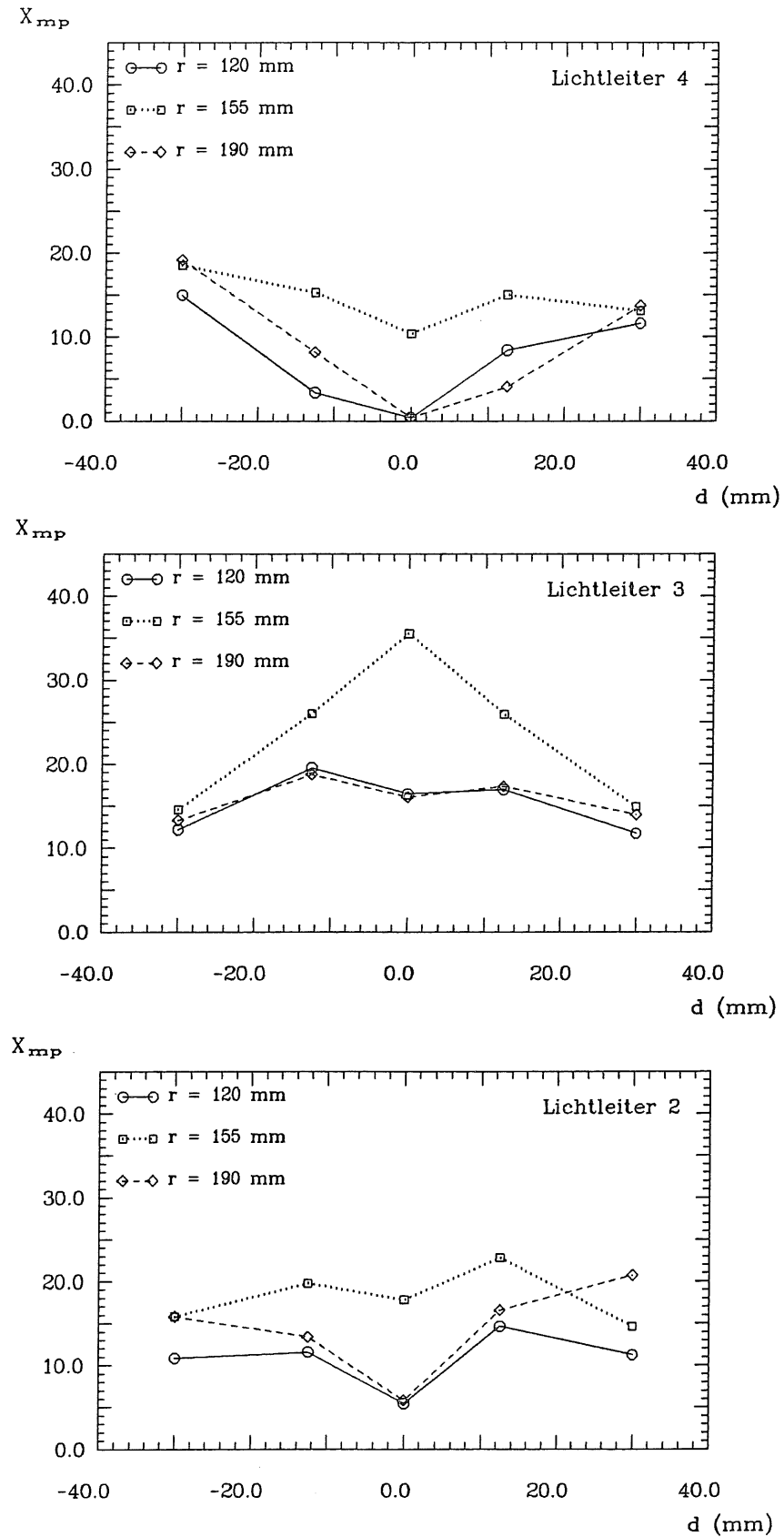


Abb. 5.17: Wahrscheinlichste Pulshöhe  $X_{mp}$  bei Einschub in den Bereich der Lichtleiter. Neben dem Einfluß der zusätzlichen Szintillatorschicht auf die Amplituden und  $d$ -Abhängigkeit der Pulse ist bei allen Lichtleitern eine verschlechterte Lichtüberführung von Positionen am Rand des Detektors zu erkennen.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden großflächige Szintillationsdetektoren mit verschiedenen geformten aktiven Volumina gebaut und ihre Signalamplituden und deren Abhängigkeit vom Einstrahlungsort mit 3 GeV Elektronen (DESY-Teststrahl) und kosmischen Muonen untersucht.

Jeder Szintillator bzw. jedes Szintillatorsegment wurde von je zwei Photomultipliern (VALVO XP2011B oder Hamamatsu R2021) ausgelesen, so daß die Bestimmung einer ortsabhängigen Laufzeitdifferenz des Szintillationslichtes durch die beiden Signale möglich war<sup>1</sup>.

Für 180 cm bzw. 360 cm lange Szintillatorbretter (Breite 10 cm, Dicke 1 cm bzw. 2 cm) aus SCSN-38 wurde eine effektive Absorptionslänge  $\lambda_{\text{eff}} = 90$  cm gemessen. Für einen NE110-Szintillator ( $180 \times 10 \times 2$  cm<sup>3</sup>) wurde unter identischen Bedingungen  $\lambda_{\text{eff}} = 180$  cm gemessen.

An einem bogenförmigen Szintillationsdetektor aus NE102 (Innenradius: 140 mm, Außenradius: 240 mm, Dicke: 13.5 mm) wurde die Ortsabhängigkeit der Pulshöhe und die Möglichkeit einer rechtwinkligen Umlenkung des Szintillationslichtes durch ein 90°-Prisma direkt hinter der ausgelesenen Fläche untersucht. Die gemessene Ortsabhängigkeit konnte durch Simulationsrechnungen<sup>2</sup> zur Lichtausbreitung qualitativ bestätigt werden.

An einem aus vier Kreisring-Segmenten zusammengesetzten Szintillaterring (Innenradius: 110 mm, Außenradius: 200 mm, Dicke: 25 mm) aus NE102 wurden an den Übergangsstellen zwischen je zwei Segmenten je ein Lichtleiter mit einem Photomultiplier für die gemeinsame Lichtauslese der beiden Szintillatorsegmente durch 90°-Prismen verwendet. Es wurde gezeigt, daß der Nachweis geladener Teilchen mit dieser Technik auf dem gesamten Kreisring möglich ist.

---

<sup>1</sup>Diplomarbeit H. Weser [Wes88]

<sup>2</sup>Durchgeführt von Dr. W. Bauhoff

## Anhang A

# Materialdaten

Die aktiven Volumina der in dieser Arbeit untersuchten Szintillationsdetektoren bestanden aus SCSN-38, NE110 und NE102. In Tab. A.1 sind einigen Parameter dieser Materialien aufgeführt.

	SCSN-38	NE110	NE102
Dichte	$1.032 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$1.032 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$1.032 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Brechungsindex	1.59	1.586	1.581
Wellenlängenbereich des Szintillationslichtes	~400 – 550 nm		
Wellenlänge bei max. Intensität	430 nm		
Abklingzeit des Szintillationspulses	2.5 ns	3.3 ns	2.2 ns
Trägersubstanz	Polystyrol	Polyvinyltoluol	
Szintillator	1% b-PBD	2% p-Terphenyl	3% p-Terphenyl
Wellenlängenschieber	0.02% BDB	0.1% POPOP	0.05% POPOP
Hersteller	Kyowa Gas	Nuclear Enterprise	

Tab. A.1: Materialdaten von SCSN-38, NE110 und NE102



Zur Berechnung des Energieverlustes von 3 GeV Elektronen in SCSN-38 (Kap. 2.2) wurden Materialdaten von Polystyrol verwendet [Loh85]. Sie sind in Tab. A.2 angegeben.

Dichte	$1.060 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Z/A	0.5377
mittleres Ionisierungspotential	68.7 eV
Sternheimer Parameter: C	-3.30
X <sub>0</sub>	0.165
X <sub>1</sub>	2.503
a	0.165
m	3.222
mittlere Elektronendichte	$3.342 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

Tab. A.2: Materialdaten von Polystyrol

## Anhang B

# Photomultiplierdaten

Die Untersuchungen der Szintillationsdetektoren wurden mit Photomultipliern vom Typ VALVO XP2011B und Hamamatsu R2021 Durchgeführt. In Tab. B.1 sind einige Kenngrößen dieser beiden Photomultipliertypen aufgeführt.

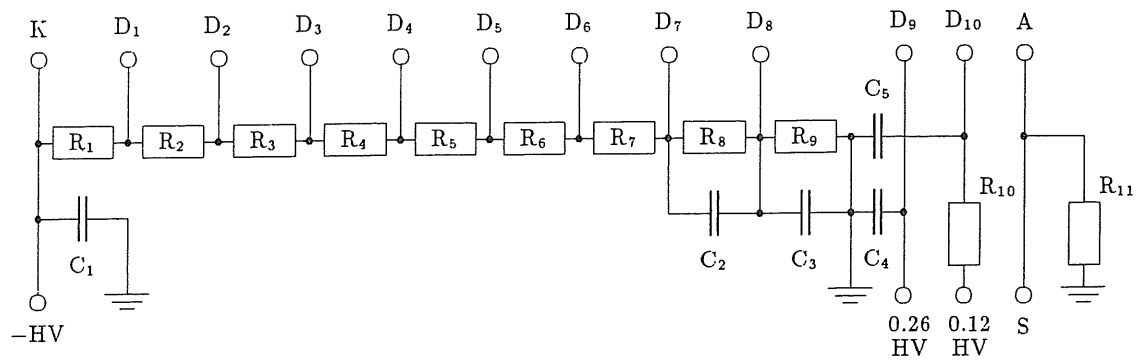
	VALVO XP 2011B	Hamamatsu R2021
Durchmesser	39.5 mm	38.1 mm
Länge	109.0 mm	67.0 mm
Kathodendurchmesser	32 mm	25.5 mm
$U_{\text{Kathode-Anode}}$	1800 V	2000 V
max. Anodenstrom	0.2 mA	0.1 mA
max. Spannung zwischen Dynoden	300 V	420 V
Kathodenmaterial	SbRbCs	Bialkali
Empfindlichkeitsbereich	300–660 nm	300–650 nm
max. Empfindlichkeit bei	440 nm	420 nm
Dynodenanzahl	10	12
Dynodenmaterial	CuBe	Bialkali
Verstärkung	$\sim 7 \cdot 10^5$ *	$\sim 5 \cdot 10^4$
Dunkelstrom	$< 20$ nA	$< 30$ nA
Signallaufzeit	$\sim 30$ ns	

Tab. B.1: Kenngrößen der bei den Untersuchungen verwendeten Photomultipliertypen.

---

\*bei  $U_{\text{ges}} = 1700$  V

## Spannungsteiler der VALVO XP2011B-Photomultiplier

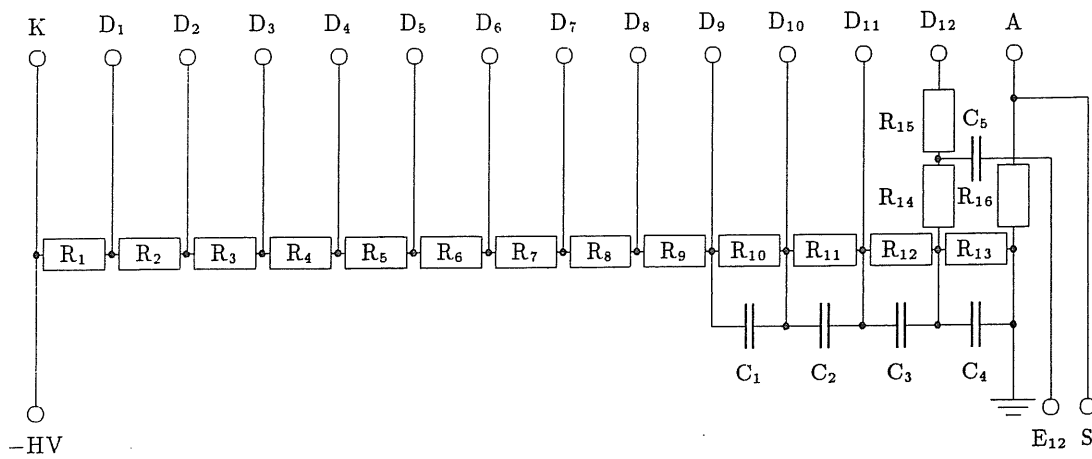


HV	:	1800 V
$R_1, R_8$	:	220 k
$R_2 - R_4$	:	100 k
$R_5, R_6$	:	120 k
$R_7$	:	150 k
$R_9$	:	$2 \times 330$ k
$R_{10}$	:	50 $\Omega$
$R_{11}$	:	10 k
$C_1 - C_5$	:	10 nF

Alle Widerstände sind für maximal 0.5 W ausgelegt.

$D_9$  und  $D_{10}$  werden separat mit 26% bzw. 12% der Kathodenspannung versorgt.

## Spannungsteiler der Hamamatsu R2021-Photomultiplier



HV	:	2000 V
R <sub>1</sub>	:	150 k
R <sub>2</sub> - R <sub>13</sub>	:	68 k
R <sub>14</sub>	:	100 k
R <sub>15</sub>	:	100 Ω
R <sub>16</sub>	:	10 k
C <sub>1</sub> - C <sub>5</sub>	:	10 nF /400 V

R<sub>1</sub> - R<sub>13</sub> sind für maximal 1 W ausgelegt, R<sub>14</sub> - R<sub>16</sub> für 0.5 W.

An E<sub>12</sub> besteht die Möglichkeit ein Energiesignal der 12. Dynode abzunehmen.

# Literaturverzeichnis

- [All84] O. C. Allkofer, P. K. F. Grieder; *Cosmic Rays on Earth*, FIZ (Nr.25-1), Karlsruhe, 1984
- [Bas85] E. Bassler; *G E P - Graphical Editor Program for Presenting User Data*, Internal Report, DESY R02-81/02, 1985
- [Bir60] J. B. Birks; *Scintillation Counters*, Pergamon Press, Oxford, 1960
- [Bir64] J. B. Birks; *The theory and practise of scintillation counting*, Pergamon press, Oxford, 1964
- [Cla74] D. Clark; *Nucl. Instr. and Meth.*, **117** (1974) 295-303
- [Cra70] R. L. Craun, D. L. Smith; *Nucl. Instr. and Meth.*, **80** (1970) 239-244
- [Duh85] H. H. Duhm, M. Funk, R. Langkau, J. Paul, W. Scobel, H. Weser; *Scintillation counters for H1 (1)*, Jahresbericht 84/85, I. Inst. f. Exp. Phys. Hamburg, 1986
- [Gen87] M. Gennis; *Entwurf und Test eines elektromagnetischen Kalorimeters*, Interner Bericht, DESY F14-87-02, Hamburg, 1987
- [Ham85] Hamamatsu Photomronics K. K.; *Photomultiplier Tubes*, 1985
- [Hec74] E. Hecht, A. Zajac; *Optics*, Addison-Wesley, London, 1974
- [Hül85] B.-J. Hülsmann; *Diplomarbeit*, Erlangen, 1985
- [Kam77] T. Kamon, A. K. Kondo, A. Yamashita; *Nucl. Instr. and Meth.*, **213** (1983) 261-269
- [Kil70] A. I. Kilvingston, C. A. Baker, P. Illinesi; *Nucl. Instr. and Meth.*, **80** (1970) 177-178
- [Kno79] G. F. Knoll; *Radiation Detection and Measurment*, John Wiley & Sons, New York, 1979
- [Köl84] K. S. Kölbig, B. Schorr; *Computer Physics Comm.*, **31** (1984) 97-111
- [Lan44] L. Landau; *J.Phys. U.S.S.R.*, **8** (1944) 201
- [Loh85] W. Lohmann, R. Kopp, R. Voss; *Energy Loss Of Muons In The Energy Range 1-1000 GeV*, CERN-EP-85-03, Genf, 1985
- [Mar69] P. Marmier; *Physics of Nuclei and Particles, Vol. 1*, Academic Press, New York, 1969
- [Mor88] S. Mordhorst; *Diplomarbeit in Vorbereitung*, Hamburg, 1988

- [Lan66] R. Langkau; in H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren*. Braun, Karlsruhe, 1966
- [Nic70] D. R. Nicoll, M. J. C. Ewer; *Lighttransmission of Organic Scintillators*, Organic Scintillator and Liquid Scintillation Counting, Conf. San Francisco, July 1970
- [Pau71] J. M. Paul; *Nucl. Instr. and Meth.*, **96** (1971) 51-59
- [Pau88] J. Paul; *Diplomarbeit in Vorbereitung*, Hamburg, 1988
- [Que70] H. Quehl, H. J. Stuckenberg; *Vergleichsmessungen von Absorptionslängen in einigen Plastikszintillatoren*, Interner Bericht, DESY F56-70/9, Hamburg, 1970
- [Seg77] E. Segré; *Nuclei and Particles*, W. A. Benjamin, London, 1977
- [Smi68] D. L. Smith, R. G. Polk, T. G. Miller; *Nucl. Instr. and Meth.*, **64** (1968) 157-166
- [Ste61] R. M. Sternheimer; *Interactions Of Radiation With Matter*, in L. C. L. Yuan, *Methods Of Experimental Physics*, Vol. 5, Academic Press, New York, 1961
- [Tai80] W. H. Tait; *Radiation Detection*, Butterworth, London, 1980
- [Tan83] T. Tanimori, T. Kageyama, K. Nakamura; *Nucl. Instr. and Meth.*, **216** (1983) 57-65
- [Tec86] Technical Proposal for the H1-Detektor, 1986
- [Tau87] K. Taube; *Diplomarbeit*, Hamburg, 1987
- [Val85] VALVO; *Photovervielfacher etc.*, Januar (1985) 53-60
- [Wes88] H. Weser; *Diplomarbeit in Vorbereitung*, Hamburg, 1988
- [ZEU87] ZEUS-Collaboration; *The ZEUS-Detector, Status Report 1987*, PRC87-02, Hamburg, 1988