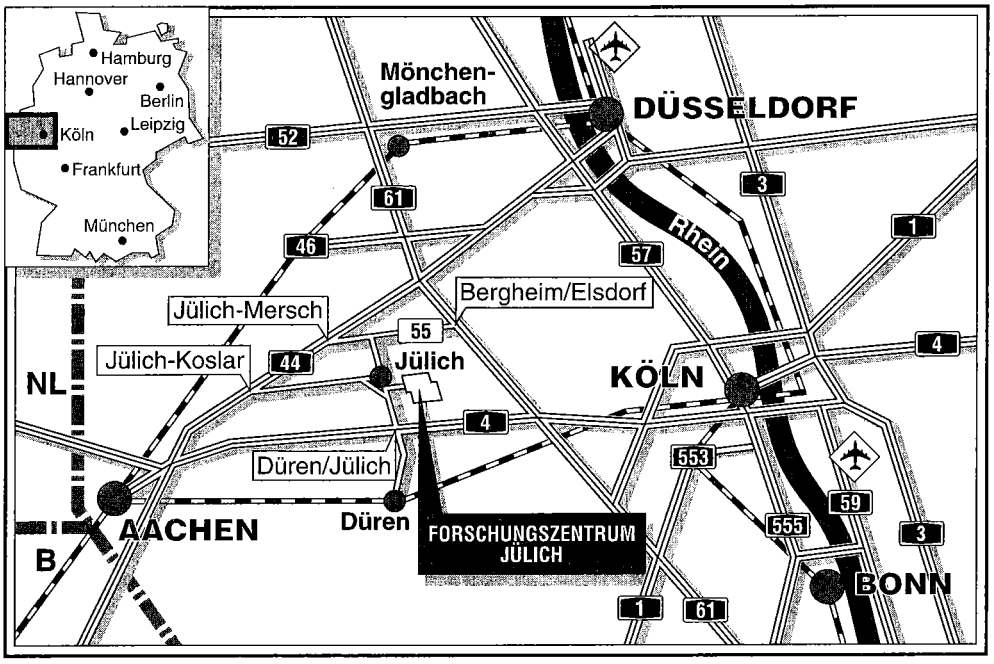
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

Eigenschaften der langen Szintillator-streifen am Flugzeitspektrometer TOF

Jochen Patt



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3191
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-3191

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Eigenschaften der langen Szintillator-streifen am Flugzeitspektrometer TOF

Jochen Patt

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

1.1 Motivation 3

1.2 Der Protonenbeschleuniger COSY 4

1.3 Das Flugzeitspektrometer TOF 5

1.4 Das Barrel 7

2 Die gewundenen Barrel-Szintillatoren **11**

2.1 Meßaufbau 11

2.2 Datennahme/Elektronik 13

2.3 Auswertung der TDC-Spektren 14

2.3.1 Auflösung des Detektors 14

2.3.2 Auswertung der Korrelationen 16

2.3.3 Bestimmung der Zeitauflösung 19

2.4 Auswertung der ADC-Spektren 23

3 Die geraden Barrel-Szintillatoren **25**

3.1 Optischer Eindruck der Streifen 25

3.2 Meßaufbau/Datennahme 26

3.3 Auswertung der TDC-Spektren 27

3.4 Auswertung der ADC-Spektren 30

4 Simulation der Lichtausbreitung **33**

4.1 Lichttransport im Szintillator 33
4.2 Simulation des Photomultipliers 35
4.3 Ergebnisse der Simulation 36

5 Zusammenfassung/Bewertung **41**
5.1 Vergleich der Ergebnisse 41
5.2 Zeitauflösung des Fasses 42
5.3 Ausblick 45

A Anforderungen an lange Szintillorstreifen **47**

B Höhenstrahlung **50**

C Eichung der Photomultiplier **55**

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Bereich von einigen hundert MeV bis zu einigen GeV ist bis heute nicht komplett verstanden und nur in gewissem Maße über sogenannte effektive Mesonenaustauschmodelle beschreibbar. Die einfache störungstheoretische Form der Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), greift erst bei wesentlich höheren Energien. Um die Wechselwirkung in diesem Energiebereich zu studieren, werden Protonen auf kinetische Energien von bis zu einigen GeV beschleunigt und dann z.B. auf Protonenentargets geschossen. Es ereignen sich eine große Vielfalt verschiedener Reaktionen, unter denen die besonders seltenen wie z.B. $pp \rightarrow pp\gamma$ oder $pp \rightarrow pK\Lambda$ eine Fülle an Informationen über den Reaktionsmechanismus liefern können.

Der sehr kleine Wirkungsquerschnitt dieser Reaktionen erfordert eine große Luminosität, also einen Protonenstrahl hoher Intensität und eine ausreichende Targetgröße, um eine hinreichende Reaktionsrate zu liefern. Ein großes Target birgt aber Probleme: Die Wahrscheinlichkeit, daß z.B. ein elastisch gestreutes Proton ein zweites Mal mit einem Targetkern wechselwirkt und so störende Untergrundreaktionen hervorruft, ist unter Umständen so hoch, daß die oben genannten Reaktionen in diesem Untergrund nicht mehr zu identifizieren sind.

Dies ist einer der Gründe dafür, ein möglichst kleines Target zu benutzen. Das bedingt wiederum, daß der Strahl zum einen eine hohe Intensität und zum anderen hinreichend fein sein muß, um störende Wechselwirkungen mit dem Targetgehäuse zu vermeiden. Desweiteren benötigt man einen Detektor, der einen geringen Untergrund produziert und der in der Lage ist, die Reaktionen zu iden-

tifizieren und zu messen.

Deshalb wurde am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich (KFA) der Protonenbeschleuniger COSY gebaut, um in Verbindung mit dem Flugzeitspektrometer TOF [Kil88] die oben genannten Reaktionen studieren zu können.

1.2 Der Protonenbeschleuniger COSY

Im Frühling des Jahres 1993 wurde der Protonenbeschleuniger COSY am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich in Betrieb genommen, mit dem Proton-Proton und Proton-Deuteron-Reaktionen erforscht werden können.
Als Vorbeschleuniger dient das Jülicher 40 MeV-Zychlotron JULIC; von dort werden die Protonen in COSY injiziert, wo sie dann mit jedem Umlauf um den 183,5 m langen Ring nach und nach auf den gewünschten Impuls beschleunigt werden. Der Maximalimpuls von 3,5 GeV/c wurde im Herbst des Jahres 1994 erreicht.

Das Akronym COSY deutet auf eine Besonderheit des Beschleunigers hin: Es steht für COoler-SYnchrotron und bezeichnet die Möglichkeit, im späteren Betrieb einen gekühlten Protonenstrahl, d.h. mit sehr kleinem Strahldurchmesser und sehr geringer Impulsunschärfe, auf die gewünschte Energie zu beschleunigen. Dies gelingt durch zwei sich ergänzende Verfahren: Elektronenkühlung im Bereich der Injektionsenergie und stochastische Kühlung bei höheren Energien (ca. 1 GeV). Angestrebt sind in der Endphase eine Impulsunschärfe von $\Delta p/p = 10^{-4}$ und eine horizontale und vertikale Emmitanz von 0,2 π mm mrad

COSY ist also ein Beschleuniger, der es ermöglicht, Präzisionsexperimente durchzuführen. Neben den internen Experimenten (COSY-11, EDDA und der Zero-Degree-Facility), die in den Beschleunigungsring integriert sind, können die Protonen auch aus dem Synchrotron extrahiert und zu den verschiedenen Experimentierplätzen geleitet werden. Dort stehen das große Magnetspektrometer BIG-KARL und das noch im Aufbau befindliche Flugzeitspektrometer TOF.

Entwickelt und gebaut wird momentan eine Quelle für polarisierte Protonen [EVE94]. Zusammen mit polarisierten Protonentargets besteht dann die Möglichkeit, etwas über die Spinabhängigkeit der Proton-Proton-Wechselwirkung zu lernen.

1.3 Das Flugzeitspektrometer TOF

Das Flugzeitspektrometer TOF ist eines der externen Experimente am Protonenbeschleuniger COSY. Es dient zum Studium von Vielteilchenreaktionen bei Proton-Proton- bzw. Proton-Deuteron-Wechselwirkungen durch Messung der Richtung und der Geschwindigkeit aller geladenen Teilchen des Ausgangskanals. Entwickelt und gebaut wird das Flugzeitspektrometer von einer Kollaboration mit Arbeitsgruppen aus den Forschungszentren Rossendorf und Jülich sowie den Universitäten Bochum, Dresden, Erlangen und Tübingen. Abbildung 1.1 zeigt den Aufbau und die Bemaßung des TOF-Detektors bei voller Länge.

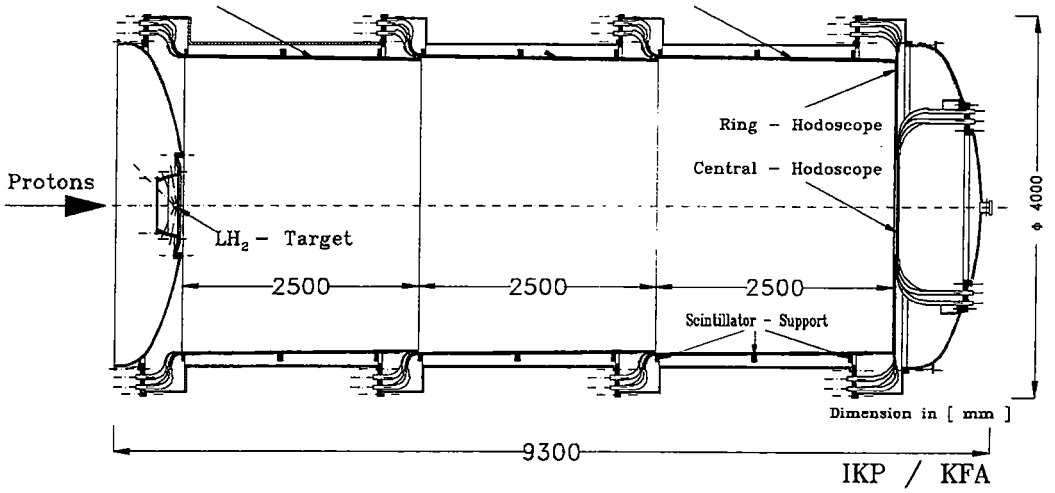


Abbildung 1.1: *Querschnitt durch den TOF-Detektor, Komplettaufbau*

Geplant und konzipiert als Präzisionsexperiment erlaubt das Spektrometer, auch Reaktionen mit sehr geringem Verzweigungsverhältnis, wie z.B. $pp \rightarrow pp\gamma$, die etwa um einen Faktor 10000 gegenüber der elastischen pp-Streuung unterdrückt ist, zu vermessen. Hierzu ist es nötig, den Untergrund auf ein Minimum zu reduzieren, der größtenteils von Reaktionen in Halterungen, Wänden und anderer störender Materie herrührt. Bei der Entwicklung und dem Bau des TOF hat man deshalb das Konzept eines materiefreien Detektors so weit wie möglich verwirklicht.

Das Flugzeitspektrometer ist aufgebaut aus einem Startdetektor, der das Flüssigwasserstoff-Target [Nak93] beinhaltet, und einem Stopdetektor. Die Targetabmessungen sind aus den oben genannten Gründen bewußt sehr klein gehalten ($\sim$110 mm^3). Dies ist aufgrund des gekühlten Protonenstrahls möglich.
Es existieren zwei unterschiedliche Versionen des Startdetektors, die speziell zur Untersuchung verschiedener Reaktionen gebaut worden sind. Beiden Versionen ist jedoch gemein, daß sie sich kompakt und möglichst materiefrei um das Flüssigwas-

serstoff-Target gruppieren, um den Zeitpunkt der Wechselwirkung genau zu bestimmen, und um den Untergrund auf ein Minimum zu reduzieren.

Als Stopdetektor dient ein großes zylindrisches, 7,50 m langes Faß mit 3 m Durchmesser (siehe Abb. 1.1). In einer von beiden Stirnflächen ist der Startdetektor angebracht ist. Die Wände des Fasses sind mit Szintillatorstreifen belegt, die beim Durchdringen eines geladenen Teilchens ein Lichtsignal erzeugen. Diese Geometrie gewährleistet einerseits lange Flugzeiten der Teilchen, um eine gute Zeitauflösung sicherzustellen, und andererseits, daß der Detektor den vollen Raumwinkel (4π) im CMS überdeckt.

Der Stopdetektor besteht aus der Endkappe, das ist die dem Startdetektor gegenüberliegende Stirnfläche des Zylinders, und dem Barrel. Die Endkappe wiederum setzt sich zusammen aus dem kreisförmigen Zentraldetektor, dem Quirl, mit einem Außendurchmesser von 1,16 m und dem sich außen anschliessenden Ringdetektor.
Der Quirl (siehe Abb.1.2) ist aufgebaut aus drei Lagen von Szintillatorstreifen. Eine Lage besteht aus 48 keilförmigen Szintillatoren. 24 rechts- und 24 linksgewundene bananenförmige Streifen, deren Begrenzungslinien durch eine Archimedische Spirale beschrieben werden, bilden die zweite bzw. die dritte Lage des Quirls. Auf diese Weise erhält man ein engmaschiges, gitterförmiges Muster aus Pixeln, das eine hohe Ortsauflösung gewährleistet und das wegen der Dreilagigkeit eine eindeutige Pixelrekonstruktion sicherstellt.

Der sich anschliessende, ebenfalls dreilagige Ringdetektor setzt diese Struktur nach außen hin fort. Von jedem Quirl- und Ringelement werden beim Durchtritt eines geladenen Teilchens sowohl der Zeitpunkt mit Hilfe eines TDC's (Time to Digital Converter) als auch die im Szintillator deponierte Energie in einem ADC (Analog to Digital Converter) aufgezeichnet.

Bei einem Treffer im Quirl definieren die drei getroffenen Streifen den Durchtrittsort durch ihre Schnittfläche, liefern also eine digitale Ortsinformation von der Größe der dreieckigen Pixel. Man erhält unmittelbar die Teilchenrichtung, da der Startpunkt der Spur wegen des kleinen Targets gut lokalisiert ist und die Pixel Abmessungen im Bereich von nur einigen cm haben. Numeriert man die rechts- und linksgewundenen Streifen der Reihe nach durch, so lassen sich der Polarwinkel θ und der Azimutwinkel ϕ der Spur durch einfache Ausdrücke aus den Streifennummern beschreiben.
Während der Messung ist es bereits möglich, durch einen schnellen ("Online")-Trigger zu entscheiden, ob ein registriertes Ereignis den Anforderungen, die die Kinematik der untersuchten Reaktion stellt, genügt oder nicht.

Zusätzlich zur digitalen Information über den Durchtrittsort ergibt das gewichtete Mittel aus allen drei TDC-Werten den Zeitpunkt des Durchtritts; die ADC-Einträge liefern zusätzlich Hinweise auf die Energieverluste der Teilchen.

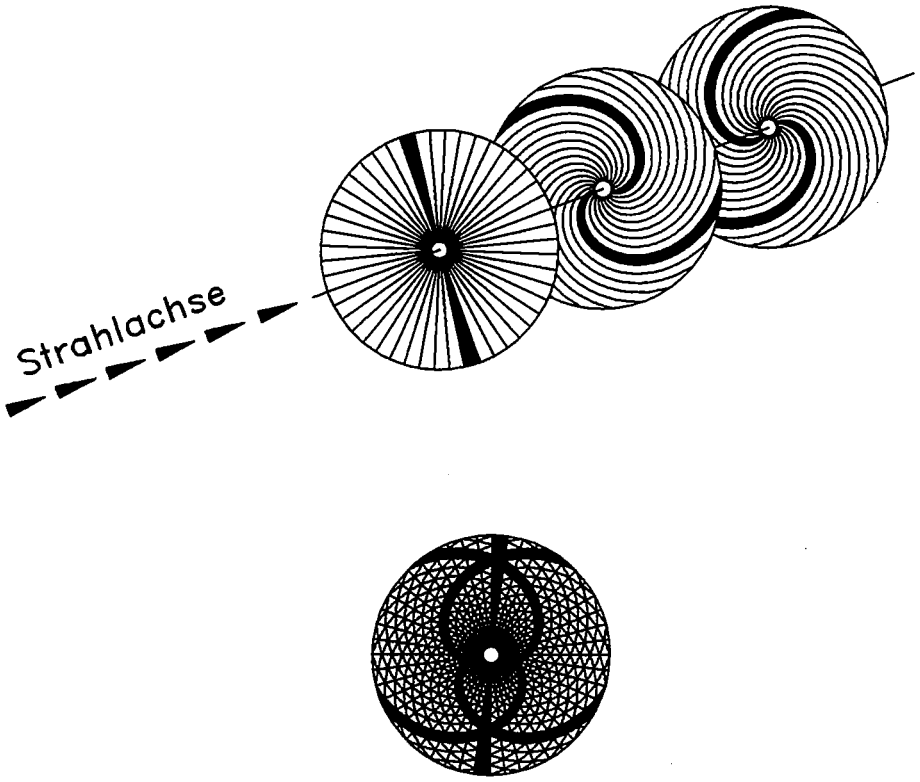


Abbildung 1.2: *Pixelstruktur des Quirl*

Aus den Richtungen der Spuren und aus den Flugzeiten der Teilchen läßt sich mit Hilfe einer Massenhypothese die Reaktion komplett rekonstruieren, sofern nur geladene Teilchen beteiligt sind. Darüberhinaus ist es sogar möglich, über die Missing-Mass-Technik und über einen kinematischen Fit Reaktionen mit einem neutralen Teilchen im Ausgangskanal zu analysieren.

1.4 Das Barrel

Der Quirl-Detektor ist schon in Betrieb und hat seine volle Funktionsfähigkeit unter Beweis gestellt, wie erste Messungen bereits gezeigt haben [Dah95]. Der Ringdetektor wird momentan gebaut und voraussichtlich Anfang 1996 fertiggestellt. Damit wird die gesamte Endkappe bald vollständig sein; die Gestaltung des Fasses hingegen befindet sich noch in der Entwicklungsphase.

Das 7,50 m lange Faß (siehe Abb.1.1) ist modular aufgebaut; es besteht aus drei je 2,50 m langen Zylinder. Diese Segmente sind nicht exakt zylindrisch, son-

dern leicht konisch. Der Radius r nimmt in Strahlrichtung z bei der Länge von $L = 2500$ mm um $a = 30$ mm ab. Die Modularität ermöglicht, verschiedene Gesamtlängen des Detektors zu realisieren, und man ist so in der Lage, die für die jeweils untersuchte Reaktion optimale Detektorgeometrie zu benutzen. Außerdem begrenzt die Unterteilung in drei Komponenten die Länge der Szintillatorstreifen, mit denen die Wände belegt werden sollen, auf sinnvolle Werte. Szintillatorstreifen mit Längen über 7 m besitzten für dieses Experiment zu schlechte optische Eigenschaften.

In der Diskussion stehen momentan zwei Konzepte, die unterschiedliche Lösungsvorschläge für die Belegung der Faßsegmente mit Szintillatorstreifen anbieten.
Ein Konzept sieht vor, eine Komponente mit einer Lage aus 96 15 mm dicken und 2,50 m langen Szintillatorstreifen auszukleiden, die an beiden Seiten von Photomultipliern ausgelesen werden. Der Durchtrittsort eines geladenen Reaktionsteilchens wird durch Differenzbildung der Zeitsignale, der Zeitpunkt durch Addition der Zeitsignale bestimmt.
Das zweite Konzept geht von einer dreilagigen Anordnung von 5 mm dicken Szintillatorstreifen aus, die die Pixelstruktur von Quirl und Ringdetektor geometrisch fortsetzt. Die erste Lage (von innen nach aussen betrachtet) wird von 96 2,50 m langen Streifen gebildet. Die zweite und die dritte Lage bestehen aus je 48 rechts- und 48 linksgewundenen, 4,20 m langen Szintillatoren. Sie liegen entlang einer Schraubenlinie auf der Oberfläche des leicht konischen Faßsegmentes. Der maximale Drehwinkel nach einer Länge von 2,50 m in z-Richtung beträgt 120°, die Streifen sind also verhältnismäßig schwach gebogen. Die Begrenzungslinien des idealen Streifens gehorchen folgender Gleichung:

$$\Phi(z) = \Phi_0 + \frac{2\pi}{3}\frac{z}{L}$$

Abbildung 1.3 zeigt eine perspektivische Zeichnung eines Faßsegmentes zusammen mit der Endkappe.

Wie beim Quirl definiert ein Pixel den Durchtrittsort eines geladenen Reaktionsteilchens; der Zeitpunkt wird aus dem gewichteten Mittel der Zeitinformationen der drei getroffenen Streifen berechnet.

Wegen der strukturellen Ähnlichkeit zum Quirl übertragen sich dessen Vorzüge auf die dreilagige Version. Man erhält eine prompte, digitale Ortsinformation von der Größe eines Pixels, womit sofort der Polarwinkel θ und der Azimutwinkel ϕ berechnet werden können. Schnelle, auf der Kinematik der untersuchten Reaktion beruhende "Online"-Trigger sind daher möglich. Die Dreilagigkeit vermeidet Doppeldeutigkeiten bei der Ereignisrekonstruktion; zusätzlich erhält man aus den ADC-Einträgen drei Energieverlustinformationen. Auch bei zufälligen Koinzidenzen auf einem Streifen, die bei hohen Ereignisraten durchaus auftreten können, bleibt die Ortsinformation wegen der Pixel korrekt. Die drei Zeitinfor-

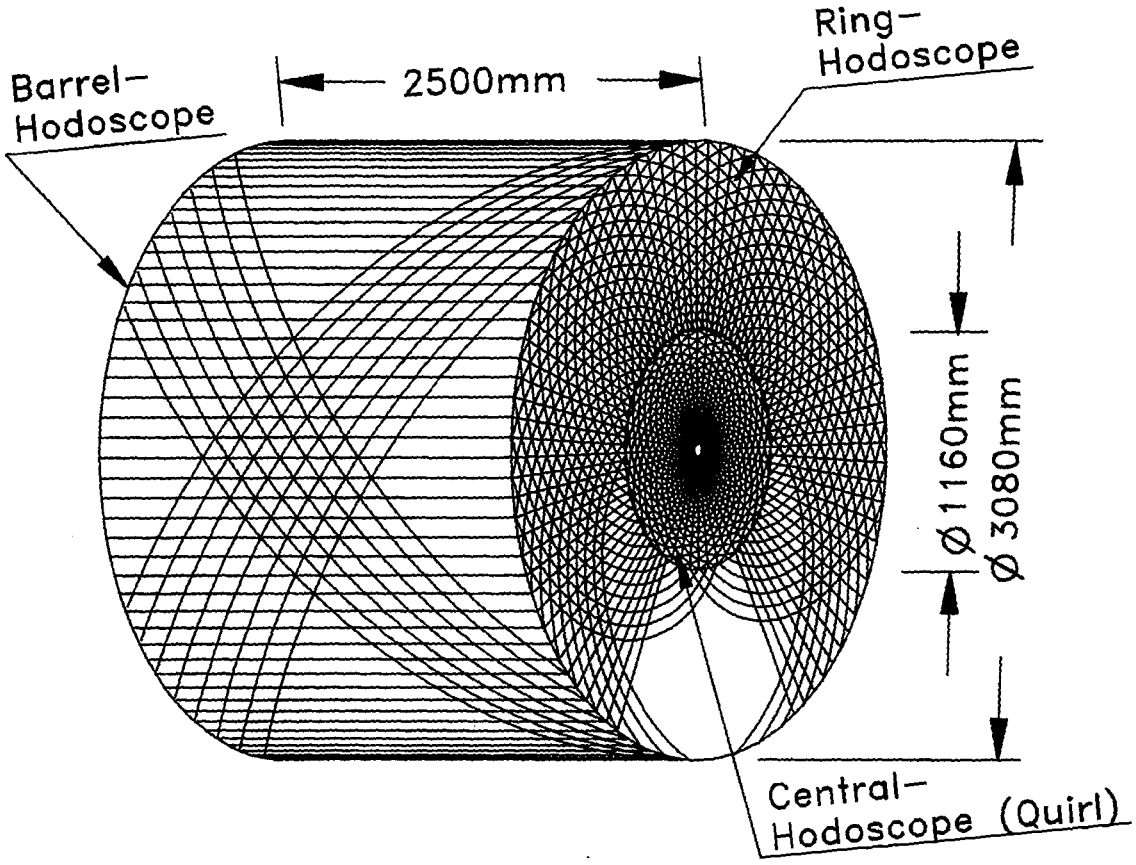


Abbildung 1.3: *Faßsegment mit Endkappe*

mationen erlauben sogar noch eine zweidimensionale Ortsbestimmung innerhalb des getroffenen Pixels.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den für die dreilagige Version wichtigen Eigenschaften wie Lichtausbeute und Zeitauflösung der langen Szintillatorstreifen. Diese Größen bestimmen maßgeblich die Güte und das Funktionieren dieser Detektorkomponente. Hierzu wurden bereits früher Messungen durchgeführt [Stru94],[Wer91]. Dabei bestand jedoch die Zielsetzung haupsächlich darin, die Dämpfungslängen der Szintillatoren zu bestimmen. Im Gegensatz dazu liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit in der Messung der für dieses Experiment entscheidenden Größe der Zeitauflösung.

Gute Zeitauflösungen der Streifen ermöglichen eine genaue Bestimmung der Flugzeiten der Teilchen, was eine Grundvoraussetzung für eine exakte Impulsbestimmung ist. (Die Impulsunschärfe hängt direkt über die Beziehung $\frac{\Delta p}{p} = \gamma^2 \frac{\Delta t}{t}$ mit der Zeitauflösung zusammen.) Ein gutes Zeitverhalten erfordert eine ausreichende

Lichtausbeute, die wiederum eine geringe Dämpfung des Lichtes im Szintillator voraussetzt. Die schlechtesten Eigenschaften der Szintillatoren sind an den der Auslese entgegengesetzten Enden zu erwarten. Lichtausbeute und Zeitauflösung an diesen Punkten sind deshalb von besonderem Interesse.

Kapitel 2

Untersuchung der gewundenen Barrel-Szintillatorstreifen

Ziel der Messungen ist es, die Lichtausbeute und insbesondere die Zeitauflösung eines gewundenen Barrel-Szintillatorstreifens zu bestimmen. Dabei tritt die Frage auf, inwieweit sich ihre Eigenschaften bei der Herstellung durch den Vorgang des Erwärmens und des Biegens im Vergleich zu den geraden Streifen verändern.
Zur Untersuchung eignet sich besonders die Höhenstrahlung als Teilchenquelle, da sie größtenteils aus hochenergetischen und deshalb minimalionisierenden Myonen besteht. Nachteil dieser Methode ist die geringe Intensität der Myonen (ca. 100 $m^{-2}s^{-1}$ bei senkrechtem Einfall). Näheres zur Höhenstrahlung ist im Anhang B zu finden.

2.1 Meßaufbau

Die schraubenförmigen, 4,20 m langen Szintillatoren haben eine Breite von 14 cm und eine Dicke von 5 mm. Der untersuchte Streifen der Fa. Bicron (Material BC-408) ist einer der bereits früher untersuchten Streifen. Er ist in aluminisierte Mylarfolie und in schwarze Folie eingepackt (Diese Streifen tragen keine Nummern oder Bezeichnungen, so daß Vergleiche mit den früheren Bochumer Messungen[Werding] nicht direkt möglich sind). Bei der Ankopplung des Lichtleiters an den Streifen wurden etwa 30 cm der Folien entfernt. Kleinere Kratzer und Schlie-

ren wurden sichtbar, die Oberfläche und das Innere des Szintillators hinterlassen insgesamt keinen guten Eindruck.
Der Lichtleiter ist mit Silikonöl an den Szintillator angekoppelt. Die ungünstigen geometrischen Gegebenheiten erschwerten die Ankopplung, weswegen sie nicht optimal gelungen ist. Als Photomultiplier dient eine XP-2020 Röhre von Philips, die bei einer Spannung von 2300 V betrieben wird.

Der gewundene Streifen liegt auf einer Schraubenlinie in dem leicht konischen Barrel-Zylinder (Durchmesser = 3 m , Länge = 2,50 m). Oberhalb und unterhalb des Streifens angebrachte Detektoren, bestehend aus Szintillatoren und Photomultipliern, dienen zum Nachweis der Höhenstrahlung. Der Aufbau der Meßanordnung ist schematisch in der folgenden Abbildung 2.1 dargestellt:

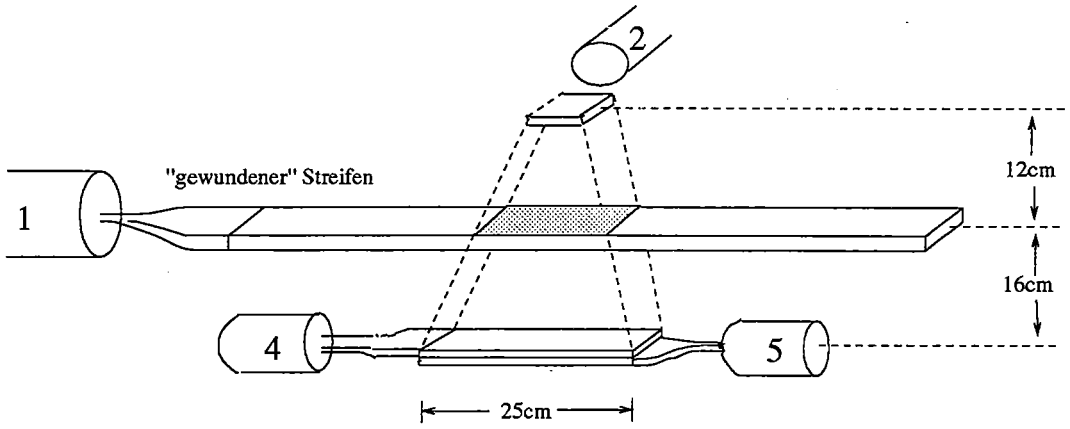


Abbildung 2.1: *Skizze der Meßanordnung; PMT 3 (fehlt hier aus Gründen der Übersicht) ist gegenüber von PMT 2 angebracht*

Das 4 × 10 cm^2 große Szintillatorstück oben liegt senkrecht zum Streifen und wird beidseitig ohne Fokussierung (ist nach den Meßreihen verbessert worden) über Luftlichtleiter von zwei Röhren (XP-2020) ausgelesen. Unterhalb überlappen sich zwei in Streifenrichtung liegende 25 × 12 cm^2 große Szintillatorstreifen, die entgegengesetzt ausgelesen werden.
Die Detektoren oberhalb und unterhalb sind auf Schienen montiert und können entlang dieser Schienen in Richtung der Zylinderachse bewegt werden. Der Zylinder läßt sich um seine Achse drehen, so daß jeder Punkt auf dem Streifen unter den gleichen Bedingungen, das heißt unter senkrechtem Teilcheneinfall, vermessen werden kann.

2.2 Datennahme/Elektronik

Die Datenaufnahme wird über den gewöhnlichen NIM- und CAMAC-Standard realisiert; die Steuerung des CAMAC-Crates und die Datenspeicherung erfolgt mit einem PC. Abbildung 2.2 zeigt die Datennahme in einer Skizze. Von allen 5 Kanälen werden sowohl die TDC- als auch die ADC-Einträge aufgezeichnet.

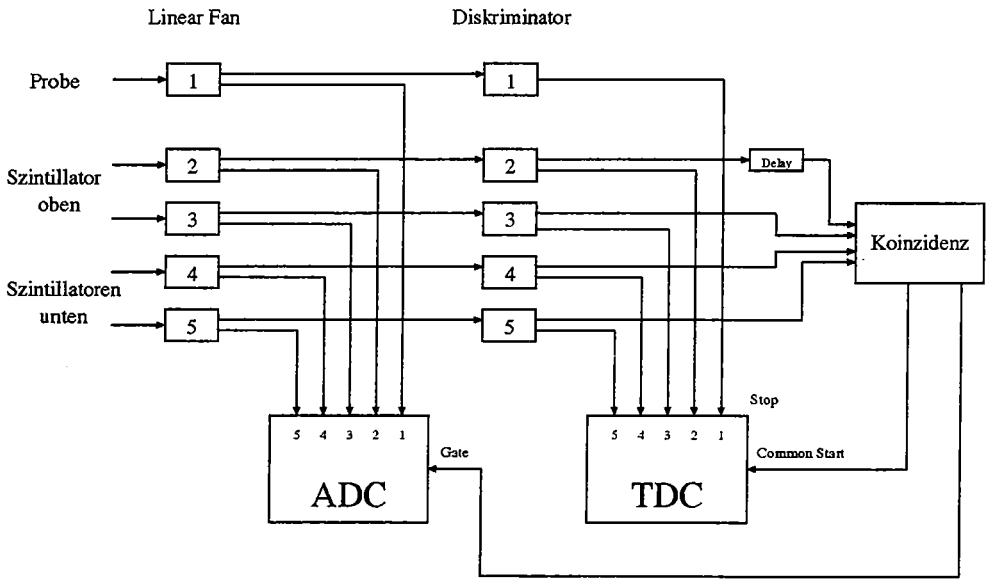


Abbildung 2.2: *Datenaufnahme*

Als Triggersignal für ein kosmisches Myon dient die vierfache Koinzidenz der beiden oberen und der beiden unteren Zähler. Das Signal des oberen Zählers 2 ist gegenüber den anderen Kanälen 3, 4 und 5 um 30 ns verzögert und bestimmt deshalb immer den Zeitpunkt, an dem die Koinzidenz ausgelöst wird; es ist also zeitdefinierend.(Im folgenden wird deshalb Zähler 2 auch als Startzähler bezeichnet.) Das Triggersignal dient sowohl als Common-Start für den TDC als auch als Gate für den ADC (Gatelänge = 200 ns).
Es folgt eine Auflistung der benutzten Komponenten:

Linear Fan	: Le Croy 428F
Diskriminator	: Le Croy 623B
Koinzidenzen	: Le Croy 622
TDC	: Le Croy 2228
ADC	: Le Croy Fera 4300 B

In der folgenden Tabelle sind für jeden Kanal der Photomultipliertyp, die Betriebsspannung, die Diskriminatorschwelle und die Signallänge angegeben:

Kanal/Bezeichnung		Photomultiplier	Spannung [V]	Schwelle [mV]	Signallänge [ns]
1	Probe	XP-2020	2300	30	100
2	Zähler oben	XP-2020	2000	100	100
3		XP-2020	2000	100	100
4	Zähler unten	EMI 9954B	1710	100	100
5		EMI 9954B	1810	100	100

2.3 Auswertung der TDC-Spektren

Alle aufgenommenen TDC-Spektren lassen sich gut durch eine Gaußverteilung beschreiben, deshalb bietet es sich an, als Maß für die Breite der TDC-Peaks die Standardabweichung σ anzugeben (Zwischen der Standardabweichung σ und der Halbwertsbreite FWHM besteht bei einer Gaußverteilung der Zusammenhang $\mathrm{FWHM} = 2\sqrt{2ln2}\sigma = 2.35\sigma$).

2.3.1 Auflösung des Detektors

Bei den Messungen werden die TDC- und die ADC-Einträge aller Kanäle aufgezeichnet. Diese Daten können dazu herangezogen werden, die Auflösung des Detektors zu bestimmen.
Die Einträge in den TDC's sind näherungsweise gaußförmig verteilt. In diese Verteilungen geht die Laufzeit des Lichtes in den jeweiligen Szintillatoren sowie die zeitliche Auflösung der entsprechenden Photomultiplier ein. Als Maß für die Breite dient die Standardabweichung einer Gaußfunktion, die an die Verteilungen angefittet wurde. Diese Breiten sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Der zeitdefinierende Zähler 2 startet und stoppt sich selbst und liefert deshalb keine Information über ein Ereignis. Man kann sich jedoch den symmetrischen Aufbau der beiden oberen Zähler für eine Abschätzung zunutze machen. Nimmt man nämlich eine in etwa gleiche Auflösung der Kanäle 2 und 3 an, so gilt, daß $\sigma_2 \leq 460$ ps ist. Diese Abschätzung folgt aus der Tatsache, daß der Eintrag in TDC 3 die Differenz zwischen dem Stop $t3$ und dem Start $t2$ ist. Es gilt:

$$TDC3 = t3 - t2$$

Kanal	Breite der TDC-Verteilung σ [ps]
2	—
3	~650
4	~780
5	~850

Tabelle 2.1: *Breite der TDC-Verteilungen der Kanäle des Detektors; hier gehen die Lichtlaufzeiten in den jeweiligen Szintillatoren sowie die Auflösungen der entsprechenden Röhren ein*

$$\begin{aligned} \Rightarrow \quad \sigma^2_{TDC3} &= \sigma^2_3 + \sigma^2_2 + \sigma^2_{Szintillator} \\ &\approx 2\sigma^2_2 + \sigma^2_{Szintillator} \\ \Rightarrow \quad \sigma_2 &\leq \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{TDC3} \end{aligned}$$

$\sigma^2_{Szintillator}$ bezeichnet den Beitrag, der von der Lichtlaufzeit im Szintillator herrührt. Die 460 ps sind somit eine obere Grenze für die Auflösung des Startzählers 2 (und damit auch für die des Zählers 3).

Der Ausdruck $\frac{1}{2}(TDC4+TDC5)$ ist unabhängig vom Ort des Durchstoßpunktes auf den unteren beiden Zählern und damit auch unabhängig von der Lichtlaufzeit in diesen Szintillatoren. Macht man auch hier die vereinfachende Annahme, daß die Auflösungen der Photomultplier in etwa gleich sind, so läßt sich diese Größe berechnen:

$$\begin{aligned} \sigma_4 &= \sqrt{\sigma^2_{TDC4} - \sigma^2_2} \approx 560\text{ps} \\ \sigma_5 &= \sqrt{\sigma^2_{TDC5} - \sigma^2_2} \approx 680\text{ps} \end{aligned}$$

Zur besseren Übersicht sind die so abgeschätzten Zeitauflösungen aller Zähler des Detektors in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Kanal	Zeitauflösung σ [ps]
2	~400
3	~400
4	~560
5	~680

Die Auflösung des Startzählers hat zur Folge, daß bei dem zu untersuchenden Streifen die direkt aus dem TDC gewonnenen Zeitauflösungen nie besser als 400 ps sein können.
Die eigentlich interessante Größe ist jedoch nicht die Auflösung der TDC-Einträge $TDC_{Str} = t_{Str} - t_2$, sondern die Zeitauflösung des vom Streifen herrührenden Stopsignals t_{Str}. Der verschlechternde Einfluß des Startzählers läßt sich nicht ganz ausschalten. Mit Hilfe der anderen Zähler des Detektors ist es aber möglich, Korrekturen auch bezüglich des Referenztimings durchzuführen.

2.3.2 Auswertung der Korrelationen

Gemessen wurde an sieben verschiedenen Punkten entlang des Streifens bei jeweils senkrechtem Teilcheneinfall. Ein Tag Meßzeit (24h) ergibt ca. 15000 Ereignisse, das sind etwa 10 pro Minute. In der Tabelle 2.2 sind die aus den TDC-Spektren gewonnenen Roh-Zeitauflösungenen zusammengefaßt.

Position l [mm]	Zeitauflösung σ_{roh} [ns]
670	0.68
1340	0.83
2020	1.03
2350	1.10
3020	1.29
3700	1.56
4030	1.65

Tabelle 2.2: *Roh-Zeitauflösungen an verschiedenen Punkten des Streifens*

Die Positionsangaben beziehen sich auf die Mitte der sensitiven, durchleuchteten 130 mm breiten Fläche auf dem Streifen. Eine sorgfältige Durchsicht und Analyse der zur Verfügung stehenden TDC-Daten zeigt Korrelationen zwischen allen fünf an der Messung beteiligten Zählern; am deutlichsten ausgeprägt ist sie zwischen Kanal 4 und Kanal 1, d.h. zwischen dem 25 cm langen Szintillator, der *in* Streifenrichtung ausgelesen wird, und dem Streifen selber.
Diese Korrelation ist in Abb. 2.3 dargestellt, in der TDC 4 gegen TDC 1 aufgetragen ist. Man erkennt eine Verteilung, die sich ellipsenförmig entlang der Hauptdiagonalen erstreckt. Die Projektion dieser Verteilung auf die TDC 1-Achse liefert die aus den TDC-Spektren gewonnene Roh-Zeitauflösung, wie sie in der obigen Tabelle 2.2 zu finden ist. Mehr oder weniger deutlich ausgeprägt ist diese Korrelation bei *allen* Meßpunkten entlang des Streifens zu sehen. Ursache hierfür sind

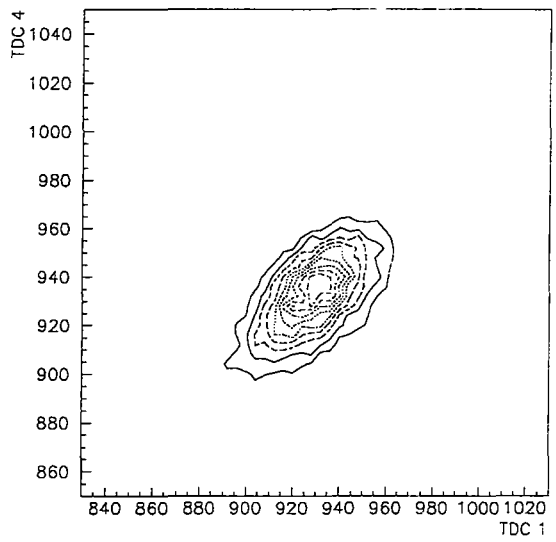


Abbildung 2.3: *Korrelation TDC4 gegen TDC1, 1 Kanal = 50 ps*

drei sich überlagernde Effekte:

1) unterschiedliche Flugzeiten der Myonen wegen deren unterschiedlichen Einfallswinkel

2) Änderung der Lichtlaufzeiten in den Szintillatoren abhängig vom Auftreffort auf dem Streifen

3) Walk-Effekt im Startzähler Nr. 2

zu 1: Die kosmischen Myonen haben fast alle Lichtgeschwindigkeit. Somit benötigt ein Höhenstrahlungsteilchen bei senkrechtem Durchgang durch den Detektor ca. 0,4 ns vom Startzähler bis zum Erreichen des Streifens und 0,9 ns vom Startzähler bis zu Szintillator Nr. 4; bei maximal schrägem Einfall (die Detektorgeometrie läßt höchstens 51° von der Senkrechten zu) betragen die Flugzeiten ca. 0,6 bzw 1,1 ns. Bei senkrechtem Teilchendurchgang ergeben sich deshalb sowohl in *TDC* 4 als auch in *TDC* 1 gleichermaßen kleine Zeiten, bei schrägem Durchgang dementsprechend größere Zeiten. Dieser Effekt liegt in der Größenordnung von 100 bis 200 ps.

zu 2: Teilchen, die die sensitive Fläche des Streifens (in Abb. 2.1 schraffiert) und den Szintillator Nr.4 an *dem* Rand durchqueren, der der Auslese

näherliegt, liefern kleinere Zeiten in den betroffenen TDCs als diejenigen Myonen, die die Szintillatoren an dem entgegengesetzten Rand durchqueren. Könnte man diesen Effekt ohne die Überlagerung der beiden anderen oben genannten Effekte betrachten, so ergäbe sich bei der zweidimensionalen Darstellung von TDC 4 gegen TDC 1 eine ellipsenförmige Verteilung entlang einer Regressionsgeraden mit der Steigung 2,3 . Die Steigung läßt sich aus der Zählergeometrie mit Hilfe des Strahlensatzes bestimmen. Bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtsignals in Streifenrichtung von ~15 cm/ns entspricht die Länge der sensitiven Fläche von 13 cm einer maximalen Zeitdifferenz von ~800 ps.

zu 3: Den größten Beitrag zur Verteilung entlang der Hauptdiagonalen liefern Zeitschwankungen im gemeinsamen Startzähler Nr.2. (Der Szintillator wurde über einen Luftlichtleiter ausgelesen, der zu dieser Zeit noch ohne Fokussierung war). Dieser Kanal ist um ~30 ns gegenüber den anderen Kanälen in der vierfachen Koinzidenz verzögert und somit immer der den Startzeitpunkt definierende Zähler. Ein Startsignal in Nr.2, das die Diskriminatorschwelle später als im Mittel überschreitet, verursacht kleinere Zeiten in *allen* TDC's; umgekehrt sorgt ein zu frühes Startsignal für größere Zeiten in allen TDC's.(TDC-Einträge sind immer *Differenzen* zwischen Start- und Stopsignalen!). Je höher die Schwelle am Diskriminator ist, desto größer ist der Effekt.

Nützlich und hilfreich sind solche Korrelationen, da sie eine obere Abschätzung für die unkorrelierten Auflösungen der Verteilungen auf beiden Achsen liefern können. In diesem Fall interessiert speziell die unkorrelierte Zeitauflösung σ_1 der Verteilung auf der Abszisse. Man gewinnt eine obere Abschätzung dieser Größe, indem man zunächst die der Verteilung zugrundeliegende Regressionsgerade bestimmt. Man berechnet dann den waagerechten Abstand (d.h. parallel zur x-Achse) eines jeden einzelnen Punktes zur Regressionsgeraden und ermittelt die Standardabweichung σ_{max} dieser Abstandsverteilung.
Diese Vorgehensweise impliziert, daß die auf der Ordinate aufgetragene Größe, nämlich TDC 4, exakt und ohne Fehler ist und nicht zu einer Verbreiterung der Verteilung beigetragen hat. Das beschriebene Verfahren liefert wegen dieser Annahme eine obere Abschätzung der Zeitauflösung des gewundenen Streifens. Die unkorrelierte Zeitauflösung σ_1 ist deswegen immer kleiner oder gleich σ_{max}.

Wertet man die Daten auf diese Art und Weise aus, erhält man die in Tabelle 2.3 dargestellten Zeitauflösungen.

Es fällt auf, daß an den Punkten nahe der Auslese σ_{max} deutlich kleiner als σ_{roh} ist. Diese Differenz verringert sich zum Streifenende hin mehr und mehr, bis sie ganz am Ende verschwindet. Dies hängt damit zusammen, daß die Korrelationen

Position l [mm]	Zeitauflösung σ_{max} [ns]
670	0.52
1340	0.69
2020	0.89
2350	0.99
3020	1.12
3700	1.50
4030	1.64

Tabelle 2.3: *Obere Grenze für die Zeitauflösung des Streifens*

am Streifenanfang viel deutlicher ausgeprägt sind als am Streifenende. Ursache hierfür ist die mit wachsender Entfernung vom Photomultiplier zunehmende zeitliche Verbreiterung des Lichtsignals im zu prüfenden Szintillator.

2.3.3 Bestimmung der Zeitauflösung

Das Verfahren mit Hilfe der Korrelationen ergibt eine obere Abschätzung der Zeitauflösung, die jedoch zum Streifenende hin an Wert verliert. Über diese Abschätzung hinaus ist es nun möglich, die ADC- und die TDC-Informationen, die der Detektor liefert, dazu zu benutzen, die Zeitauflösung zu bestimmen .

Im Idealfall bestrahlt die Teilchenquelle den Szintillator nur an einem Punkt; das Startsignal ist exakt ohne zeitliche Verbreiterung, und die Schwelle am Diskriminator ist so niedrig (unter einem Single-Elektron), daß der Walk-Effekt keine Rolle spielt. Diese idealen Annahmen sind natürlich nicht erfüllt.
Die Auflösung des Startzählers beträgt ~400 ps und liegt somit in der Größenordnung der Zeitauflösungen, die nahe der Auslese zu erwarten sind. Die durch die Höhenstrahlung beleuchtete sensitive Fläche besitzt eine Ausdehnung von 13 cm in Streifenrichtung und 10 cm in der Breite, und die Schwelle am Diskriminator läßt sich ebenfalls nicht beliebig reduzieren, so daß der Walk-Effekt nicht ganz vermeidbar ist.

Der aus insgesamt 4 Zählern bestehende Detektor ermöglicht es, zumindest teilweise diese systematischen Fehler zu korrigieren. Neben der Walk-Korrektur ist über die unteren Zähler 4 und 5 eine Interpolation des Durchstoßpunktes auf dem Streifen möglich. Außerdem kann der Fehler des Startsignals verringert werden, wenn man anstelle des Kanals Nr. 2 ein anderes Referenzsignal als zeitlichen Bezugspunkt wählt.

Diese drei Korrekturen sollen im folgenden kurz erläutert werden:[0.7cm]

Walk-Korrektur:

In der zweidimensionalen Darstellung $ADC1$ gegen $TDC1$ sind kleine Einträge im ADC zu höheren Zeiten im TDC verschoben, da die Diskriminatorschwelle bei kleinen Signalen später überschritten wird als bei großen. Der Zeitpunkt des Überschreitens der Schwelle geht so in die gemessene Roh-Zeitauflösung ein. Der Walk-Effekt verschlechtert also die tatsächliche Auflösung des Streifens.
Um unabhängig von dem Zeitpunkt des Überschreitens der Schwelle zu werden, wird die ADC-Achse (Ordinate) in Bins unterteilt. Der zeitliche Mittelwert eines jeden Bins wird berechnet und dann diese Mittelwerte in der Zeit "übereinandergeschoben". Anschaulich erreicht man, daß der Zeitpunkt des Überschreitens der Schwelle bei allen Signalen gleich ist. Die Standardabweichung dieser neuen Verteilung ist die um den Walk-Effekt korrigierte Zeitauflösung.

Ortsinterpolation:

Innerhalb der durchstrahlten, sensitiven Fläche auf dem Streifen erlauben die beiden unteren, sich um 25 cm überlappenden Zähler 4 und 5, den Durchstoßpunkt des Teilchens zu interpolieren.
Die Größe $(TDC4 - TDC5)/2$ ist ein Maß für den Durchstoßpunkt der Höhenstrahlungsteilchen durch die unteren Zähler und bestimmt damit auch die Position des Teilchendurchtritts auf dem Streifen. Mit Hilfe der Forderung $t_i \leq (TDC4 - TDC5)/2 \leq t_{i+1}$ lassen sich die Durchstoßpunkte auf dem Streifen in kleine, schmale Bereiche einteilen. Für jeden dieser Bereiche erhält man eine Verteilung, deren Mittelpunkte um die Laufzeitunterschiede des Lichtes im Szintillator verschoben sind. Schiebt man die Verteilungen so übereinander, daß die Mittelpunkte aufeinanderfallen, so erhält man eine um die Laufzeit des Lichtes im Szintillator korrigierte Zeitauflösung.
Bei der Auswertung hat es sich herausgestellt, daß es genügt, einen dieser schmalen Bereiche zu betrachten. Dessen Breite hängt von dem gewählten Zeitfenster (t_i, t_{i+1}) ab. Es wurde zu 150 ps gewählt, womit die Fläche etwa 3 cm breit ist. Der untersuchte Bereich liegt etwa in der Mitte der durchleuchteten, 13 cm großen Fläche.

Referenzzeitsignal:

Um die zeitlichen Schwankungen des Startzählers zu reduzieren, bietet es sich an, nicht allein das Signal von Zähler 2 als Referenzzeitpunkt zu benutzen, sondern stattdessen die Zeitinformation aller vier zur Verfügung stehenden Kanälen zu berücksichtigen.

Der Startzähler besitzt alleine eine innere Auflösung von ~400 *ps*. Bildet man die Differenz $TDC1-(TDC2+TDC3+TDC4+TDC5)/4$, so ist das Referenzzeitsignal $t2$ durch den Ausdruck $(t2+t3+t4+t5)/4$ ersetzt, dessen Fehler mit den Werten aus dem Unterkapitel 2.3.1 berechnet werden kann. Das Ergebnis ist $\sigma_{ref} = \sim 250$ ps. (Man beachte, daß jeder TDC-Eintrag eine Differenz $t - t2$ ist.) Die Auflösung der Meßanordnung beträgt also ~250 ps.

Nach Durchführen der Korrekturen erhält man die in Tabelle 2.4 angegebenen und in Abbildung 2.4 dargestellten Werte:

Position l [mm]	Zeitauflösung σ [ns]
670	0.42
1340	0.52
2020	0.74
2350	0.77
3020	1.00
3700	1.18
4030	1.33

Tabelle 2.4: *Zeitauflösung des langen Streifens nach den Korrektureni bezüglich "Walkeffekt", Referenztiming und Ortsinterpolation*

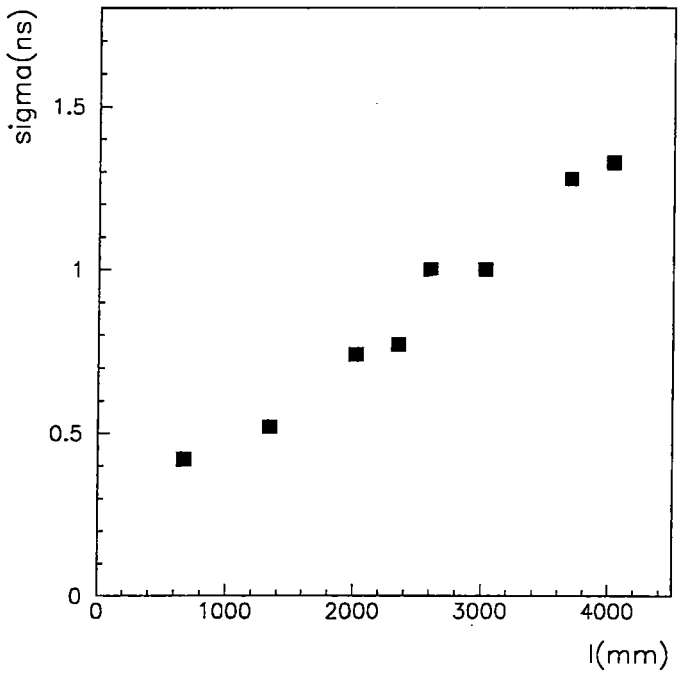


Abbildung 2.4: *Zeitauflösung nach den Korrekturen*

2.4 Auswertung der ADC-Spektren

In einer Testmessung wurde mittels einer gepulsten Lichtdiode das Single-Elektron-Spektrum des Photomultipliers bestimmt (siehe Anhang C), so daß die ADC-Signale in Einheiten von Dynodenelektronen angegeben werden können. Die Werte sind in der folgenden Tabelle dargestellt:

Position l [mm]	Lichtausbeute in Dynodenelektronen
670	57 ± 6.2
1340	38 ± 4.1
2020	26 ± 2.8
2350	21 ± 2.4
3020	16 ± 1.8
3700	13 ± 1.4
4030	12 ± 1.3

Tabelle 2.5: *Lichtmenge in Dynodenelektronen*

Die Lichtausbeute ist gering, und selbst direkt an der Kopplung zum Lichtleiter bleibt die Zahl der Photoelektronen auf weniger als 100 begrenzt. Die Fehlerangaben beruhen auf der Annahme, daß der Single-Elektron-Peak mit einer Genauigkeit von 10% bestimmt wurde und daß die ADC-Werte der verschiedenen Positionen bis auf etwa 5% genau bekannt sind.
Beim Durchgang eines minimalionisierenden Teilchens durch einen 5 mm dicken Szintillator werden im Mittel etwa eine Energie von 1 MeV im Szintillator deponiert. Berücksichtigt man, daß für die Erzeugung eines Photons etwa 100 eV benötigt werden, so erhält man 10000 primäre Photonen. Von diesen 10000 Photonen werden die Hälfte in Richtung des Photomultipliers emittiert. Bei einer Quanteneffizienz der Photokathode von etwa 20 % sollte man nach dieser groben Abschätzung etwa 1000 Photoelektronen erwarten. Dieser Wert ist natürlich viel zu optimistisch, realistischerweise kann man aber von einigen 100 Dynodenelektronen ausgehen. Ursache für die geringe Zahl von weniger als 100 ist vermutlich die nicht optimale Ankopplung des Szintillators an den Lichtleiter.

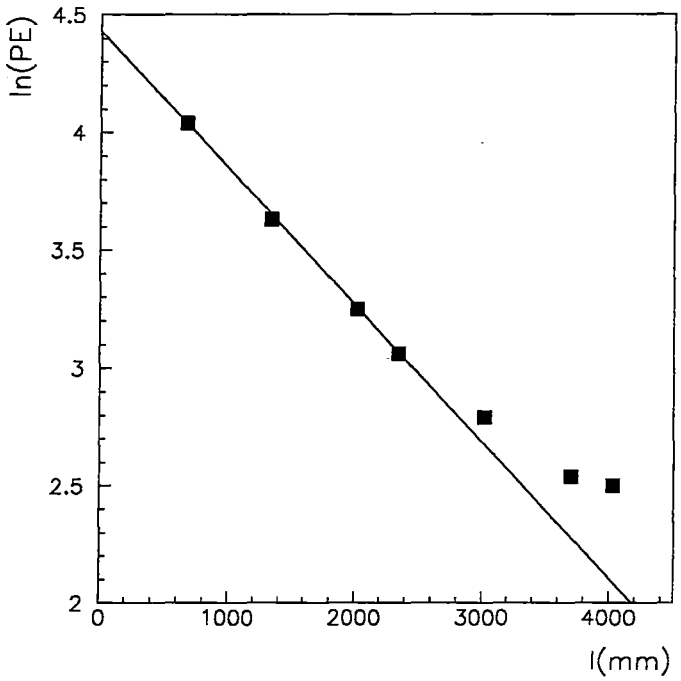


Abbildung 2.5: *Logarithmus der Dynodenelektronen gegen Streifenposition*

Trägt man den Logarithmus der Dynodenelektronen gegen die Position auf, so stellt man fest, daß die ersten vier Punkte auf einer Geraden liegen (siehe Abbildung 2.5). Dies spiegelt die exponentielle Signalabschwächung des Lichtes im Szintillatorstreifen wider. Der Kehrwert der Steigung der Geraden ist die effektive Abschwächungslänge. Sie beträgt $(1,70 \pm 0,25)m$. (Der Fehler berechnet sich aus den in der Tabelle angegebenen Fehlern.) Die letzten drei Punkte liegen oberhalb der Geraden, liefern also mehr Licht, als der exponentielle Abfall erwarten läßt. Ursache ist das reflektierende Ende des Streifens, an dem ein Teil des bei einem Teilchendurchgang entstehenden Lichtes reflektiert wird. Extrapoliert man die Lichtausbeute bei $l = 0$, so erhält man dort etwa 84 Dynodenelektronen.

Eine Bewertung der Ergebnisse erfolgt in Verbindung mit den Resultaten aus der Messung der geraden Streifen in Kapitel 4.

Kapitel 3

Untersuchung der geraden Barrel-Szintillatorstreifen

Das Konzept des dreilagigen Fasses sieht auch eine Lage aus 2,50 m langen, geraden Szintillatorstreifen vor. Zusammen mit den Resultaten aus Kapitel 2 ist bei bekannter Zeitauflösung der geraden Streifen eine Interpolation der Gesamtzeitauflösung des Fasses möglich.

Aus diesem Grunde wurden ebenfalls Messungen an 4,40 m langen, 12 cm breiten und 5 mm dicken Szintillatorstreifen durchgeführt. Untersucht wurden jeweils ein Streifen der Fa. Bicron (Material BC-408) und der Fa. Nuclear Enterprise (Material NE 110 A). Der Vergleich der beiden Probanden ist besonders deswegen interessant, weil der Hersteller Nuclear Enterprise für das Material NE 110 A eine innere Abschwächungslänge (bulk attenation length, siehe Anhang A) von 600 cm angibt, im Vergleich zu 380 cm für BC-408 von Bicron.

3.1 Optischer Eindruck der Streifen

Bestellt und geliefert wurden von beiden Herstellern jeweils 3 Streifen aus den oben angegebenen Materialien. Wegen eines Fehlers bei Nuclear Enterprise sind die schmalen Seitenkanten nicht — wie gefordert — poliert worden und weisen deshalb feine, dicht aufeinanderfolgende Einkerbungen auf, die durch den Schneidevorgang hervorgerufen wurden. Zudem sind auf beiden Seiten des Streifens kleinere Kratzer, Druckstellen und teilweise winzige Löcher erkennbar. Insgesamt

hinterlassen alle NE-Streifen von der Oberflächenbeschaffenheit her einen schlechteren Eindruck als die Gegenstücke der Fa. Bicron.
Alle Streifen sind eingepackt in reflektierende Aluminiumfolie und in lichtundurchläßige schwarze Folie. Jeweils ein Exemplar beider Hersteller wurde vermessen (BC : Nr. 1228944 B , NE : Nr. 2)

3.2 Meßaufbau/Datennahme

Die beiden 4,40 m langen Streifen liegen übereinander auf einem eigens dafür gefertigten Tisch und werden zu entgegengesetzten Seiten von Photomultipliern (XP-2020) über ~50 cm lange Streifen-Lichtleiter ("twisted-stripes-Lichtleiter") ausgelesen, die an die Szintillatoren angeklebt sind. Oberhalb und unterhalb sind zu den Szintillatoren parallele Schienen angebracht, auf denen die schon bei der Messung der gewundenen Streifen benutzten Detektoren beweglich montiert sind. Der Meßaufbau ist also prinzipiell identisch zur Anordnung im Zylinder.

Um auch mit den oberen Zählern eine Ortsinterpolation zu ermöglichen, wurde das 4×10 cm^2 große Szintillatorstück um 90° gedreht, so daß es *in* Streifenrichtung liegt und ausgelesen wird. Dadurch hat die sensitive, beleuchtete Fläche auf dem Streifen nun eine Länge von 18 cm in Streifenrichtung. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den modifizierten Meßaufbau.
Um einen die Zeitauflösung verschlechternden Walk-Effekt im Startzähler 3

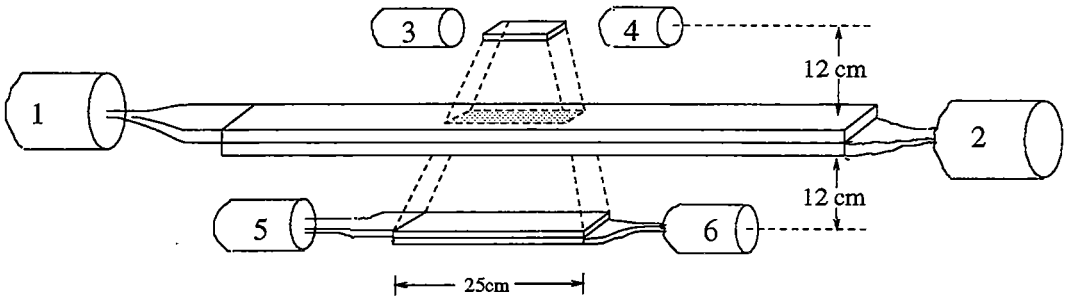


Abbildung 3.1: *Modifizierter Meßaufbau*

zu verringern, wurde die Diskriminatorschwelle des entsprechenden Kanals von 100 mV auf 30 mV gesenkt. Die Schwellen der anderen Diskriminatoren wurden bei den alten Werten (siehe Tabelle in Kapitel 2.2) belassen. Die Datennahme (siehe Abbildung 3.2) ist analog zur Messung des gewundenen Streifen realisiert;

die Anordnung ist nur um einen Kanal erweitert. Demzufolge ändern sich die Bezeichnungen der einzelnen Kanäle.

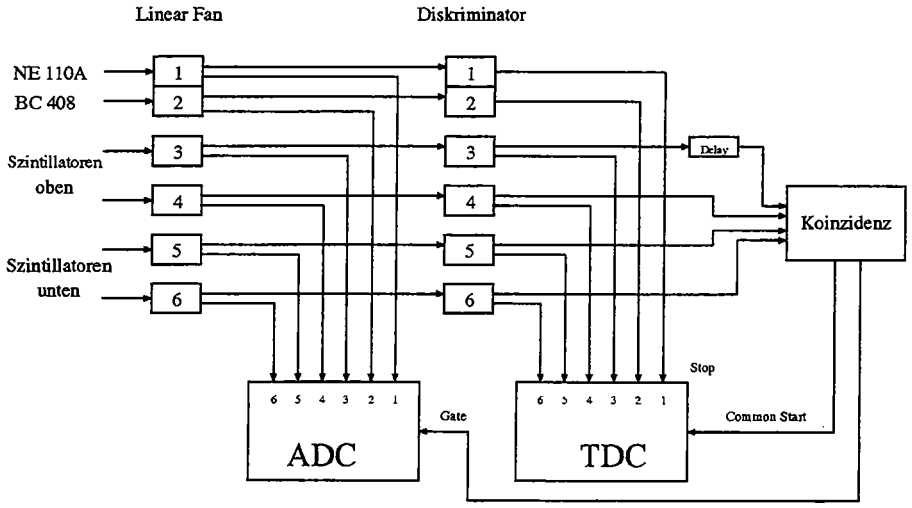


Abbildung 3.2: Modifizierte Datenaufnahme

Die Hochspannungen der Photomultiplier 1 und 2 sind unter Berücksichtigung des großen "dynamischen" Bereichs der zu verstärkenden Lichtsignale gewählt. Einerseits sollen die Spektren nahe der Auslese nicht zu weit in den Overflow des ADC hineinragen, andererseits am Streifenende bei nicht zu kleinen Kanälen liegen. Aus diesen Forderungen resultiert, daß Röhre 1 bei 2500 V und Röhre 2 bei 2000 V betrieben werden (Die recht unterschiedlichen Hochspannungen finden ihre Erklärung in deutlich verschiedenen Verstärkungen der Photomultiplier und in den unterschiedlichen Lichtausbeuten der Streifen (siehe hinten)).

3.3 Auswertung der TDC-Spektren

Die Durchführung der Messung und die Auswertung der Ergebnisse erfolgt analog zum Verfahren beim gewundenen Streifen. Sieben verschiedene Orte entlang der Streifen mit jeweils 10000 Ereignissen pro Meßpunkt wurden aufgenommen.

Wie bei der Messung des gewundenen Streifens treten auch hier Korrelationen zwischen den einzelnen TDC-Kanälen auf. Die Ursache dieser Abhängigkeiten wurden hinreichend in Kapitel 3 erläutert. Am deutlichsten ausgeprägt treten sie bei den zweidimensionalen Darstellungen TDC 5 gegen TDC 1 (Streifen 1) und TDC 6 gegen TDC 2 (Streifen 2) hervor. Nützlich sind diese Abhängigkeiten deshalb, weil sie eine obere Abschätzung für die tatsächliche Auflösung liefern

können. Die Auswertung der Korrelationen — das Verfahren ist schon in Kapitel 3 beschrieben — ergibt die in Tabelle 3.1 abgedruckten oberen Abschätzungen.

Position l [mm]	Zeitauflösung NE 110 A σ_{max} [ns]	Zeitauflösung BC-408 σ_{max} [ns]
200	0.43	0.50
900	0.51	0.56
1500	0.66	0.66
2200	0.84	0.72
2900	1.02	0.86
3500	1.21	1.00
4200	1.28	1.06

Tabelle 3.1: *Obere Abschätzung für die Zeitauflösungen der Streifen*

Zusätzlich zu den Korrekturen bezüglich des Walk-Effektes, des Referenzzeitsignals und der Ortsinterpolation mit den unteren Zählern 5/6 ermöglichen die um 90° gedrehten oberen Zähler 3/4 nun eine weitere Ortsinterpolation. Diese Korrektur wirkt jedoch nur marginal. Einerseits ist das obere Szintillatorstück nur 10 cm lang (im Vergleich zu den 25 cm langen unteren Streifen). Andererseits steht nur Zähler 4 zur Ortsinterpolation zur Verfügung, denn Zähler 3 startet und stoppt sich selbst, kann also keine Ortsinformation liefern.
Die Korrekturen wurden ausführlich in Kapitel 2 beschrieben. Die korrigierten Zeitauflösungen sind in Tabelle 3.2 und in Abbildung 3.3 dargestellt.

Position l [mm]	Zeitauflösung NE 110 A σ [ns]	Zeitauflösung BC-408 σ [ns]
200	0.30	0.34
900	0.40	0.36
1500	0.49	0.42
2200	0.63	0.51
2900	0.83	0.64
3500	0.92	0.76
4200	1.00	0.76

Tabelle 3.2: *Zeitauflösungen der Streifen mit Korrekturen*

Auch an dem der Auslese entgegengesetzten Ende bleibt die Auflösung bei beiden Streifen auf unter 1 ns begrenzt; bei einer Distanz von 2,50 m, was der Länge

der geraden Szintillatoren im Barrel entspricht, liegen die Werte bei ~0,7ns oder besser. Nahe der Auslese unterscheiden sich die Zeitauflösungen sowohl bei den geraden als auch bei dem gewundenen Streifen kaum und liegen zwischen 0,3 und 0,4 ns. Hier dominiert die endliche Auflösung der Meßapparatur, die bessere Werte nicht zu messen gestattet. Die tatsächlichen Auflösungen am Streifenanfang dürften also noch kleiner sein.

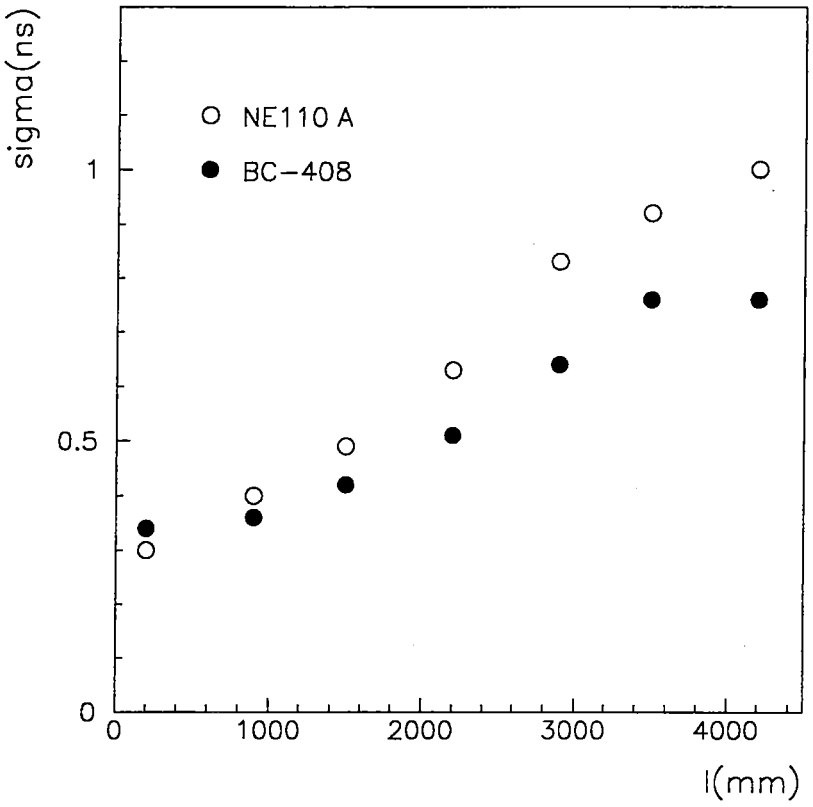


Abbildung 3.3: *Zeitauflösung der geraden Streifen mit Korrekturen*

3.4 Auswertung der ADC-Spektren

Mit Hilfe der in Anhang C beschriebenen Methode läßt sich die Lichtausbeute an den verschiedenen Meßpositionen in Einheiten von Single-Elektronen angeben. Der Vorteil dieser Einheit liegt in der Unabhängigkeit von den Verstärkungseigenschaften des Multipliers begründet. Somit lassen sich die beiden Streifen, auch was die Lichtausbeute betrifft, direkt miteinander vergleichen.
Folgende Tabelle gibt die Ergebnisse wieder:

Position l [mm]	Lichtausbeute NE 110 A Dynodenelektronen	Lichtausbeute BC-408 Dynodenelektronen
200	110 ± 11	162 ± 16.5
900	71 ± 7.2	98 ± 10.3
1500	50 ± 5.1	76 ± 8.0
2200	38 ± 3.9	63 ± 6.6
2900	28 ± 3.2	55 ± 5.8
3500	22 ± 2.7	49 ± 5.3
4200	20 ± 2.1	43 ± 4.7

Tabelle 3.3: *Lichtausbeute an verschiedenen Punkten der Streifen*

Der Bicron-Szintillator weist bei allen Meßpunkten eine höhere Anzahl an Dynodenelektronen und damit eine höhere Lichtausbeute auf als das NE-Gegenstück. Am Streifenanfang, also nahe der Auslese, beträgt das Verhältnis der Lichtausbeuten ca. 1,4; zum Ende hin vergrößert es sich bis auf etwa 2,3. Zumindest am Streifenanfang nahe der Ankopplung zum Lichtleiter, wo die Dämpfungseigenschaften des Szintillators keine große Rolle spielt, ist bei gleich guter Ankopplung und gleich gutem Lichtleiter eine in etwa gleiche Anzahl an Photoelektronen zu erwarten. Die deutlich niedrigere Lichtausbeute des *gewundenen* Streifens im Vergleich zum *geraden* Bicron-Szintillator findet ihre Erklärung vermutlich in der unterschiedlichen Ankopplung (mit Silikonöl bzw. geklebt).
Die in der obigen Tabelle angegebenen Fehler rühren zum einen von der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Maxima in den ADC-Spektren her. Den größten

Anteil trägt jedoch die Unsicherheit bei der Messung des Single-Elektron-Peaks. Der Fehler wurde hier zu etwa 10% angenommen.

Die Lichtausbeute ist laut Herstellerangaben beim Material BC-408 ungefähr 8 % größer als bei NE 110 A [Bic93], [NE], außerdem liegt das Wellenlängenspektrum des emittierten Lichtes beim Bicron-Streifen näher am Empfindlichkeitsmaximum der Photokathode; das Material BC-408 ist also etwas besser auf die XP-2020 Röhre abgestimmt.

Zur Kontrolle wurden bei der Position l = 2200 mm die Röhren samt Basen ausgetauscht und dieser Punkt erneut vermessen. Die Ergebnisse mit den vertauschten Röhren stimmen bis auf etwa 5 % mit den alten Resultaten überein. Der Unterschied in der Lichtausbeute kann auch an der Ankopplung zum Lichtleiter und am Lichtleiter selber liegen.

Der Streifen von Bicron weist nicht nur eine höhere Lichtausbeute auf, auch die Lichtabschwächung ist geringer als beim NE-Pendant. Trägt man den Logarithmus der Photoelektronen gegen die Position auf (siehe Abbildung 3.4), so ergibt sich diesmal nicht, wie beim gewundenen Streifen, eine Gerade, aus deren Steigung die Abschwächungslänge berechnet werden könnte. Besonders beim Bicron-Streifen weichen die Punkte deutlich von einer Geraden ab.

Nimmt man an, daß sich die Lichtausbeute an der Photokathode aus dem direkten und dem reflektierten Signal zusammensetzt, so läßt sich die Lichtausbeute an der Kathode folgendermaßen beschreiben:

$$N(x) = N_0\, exp\left(-\frac{x}{x_0}\right) + R\, exp\left(\frac{x}{x_0}\right)$$

N(x) ist die Lichtmenge in Dynodenelektronen an der Position x entlang des Streifens, N_0 die Lichtmenge an der Ankopplung zum Lichtleiter, x_0 die zu bestimmende effektive Abschwächungslänge und R ist ein Koeffizient, der ein Maß für die Größe des reflektierten Anteils darstellt. Auf die gemessenen Lichtausbeuten angewendet, ergibt sich eine effektive Abschwächungslänge von (206 $\pm$ 31) cm für das Bicron-Exemplar, und für das NE-Gegenstück erhält man (176 $\pm$ 20) cm.

Erkennbar ist die fehlende Kantenpolierung am Streifenende beim NE-Streifen im Vergleich zum BC-Gegenstück. Während das reflektierte Signal beim Bicron-Streifen zu einem annähernd waagerechtem Verlauf der Kurve bei ~4000 mm führt, ist dieser Effekt beim NE-Konkurrenten nicht so deutlich ausgeprägt.

Die von Nuclear Enterprise angegebene innere Abschwächungslänge (bulk attenuation length) von 600 cm führt bei dem vermessenen Exemplar nicht zu besseren optischen Eigenschaften im Vergleich zum Material BC-408 von Bicron.

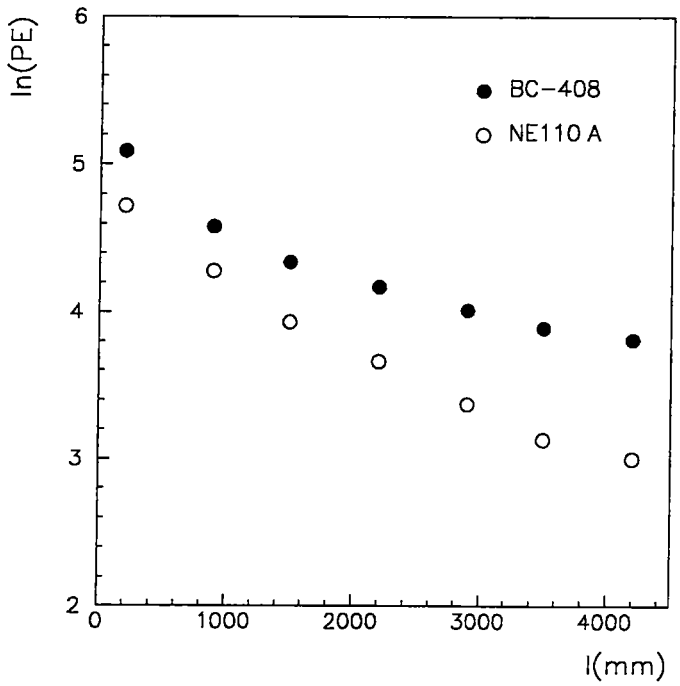


Abbildung 3.4: *Logarithmus der Photoelektronen gegen Streifenposition*

Ursache sind offensichtlich die schlechtere Oberflächenbeschaffenheit und die fehlende Kantenpolierung.

Kapitel 4

Simulation der Lichtausbreitung

Zum Vergleich und zum besseren Verständnis der Lichtausbreitung in den Szintillatoren wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Benutzt wurde ein in diesem Hause im Rahmen einer Promotion [STR93] entwickeltes Programm mit dem Namen MONA-LISA (**MON**te Carlo **A**pplication for **LI**ghtguide-**S**zintillator-**A**rrangements), das speziell für die Simulation der Quirl-Szintillatoren entwickelt worden ist. Auch geometrisch einfache, durch ebene Flächen begrenzte Körper können beschrieben werden. In der momentanen Version lassen sich bis zu vier verschiedene Körper aneinanderfügen.
Die Simulation wurden besonders im Hinblick auf die Zeitauflösung der Streifen durchgeführt.

4.1 Lichttransport im Szintillator

Das Programm MONA-LISA erlaubt es, an jeder Stelle im definierten Körper eine beliebige Anzahl an Photonen starten zu lassen. Sie werden zur Zeit $t = 0$ mit dem Gewicht (auch Intensität) $G = 1$ in eine von MONA-LISA gewürfelte Richtung emittiert.
Das Programm berechnet den Weg jedes einzelnen Photons durch den Körper. Entlang dieses Weges erleidet das Licht Verluste aufgrund von drei Effekten: durch die exponentielle Abschwächung im Szintillatormaterial, durch die Reflexion an der Oberfläche und durch Verluste, die bei der Reflexion an realen, nicht exakten Oberflächen entstehen. Diesen Verlusten wird dadurch Rechnung getragen, daß das Gewicht G des Photons entlang seines Weges immer kleiner wird. Schließlich erreicht es die Kathode des Photomultipliers zur Zeit $t \geq 0$ mit $G \leq 1$.
Die drei Effekte, die für die Dämpfung verantwortlich sind, sollen im folgenden kurz erläutert werden:

- Das bei dem Durchgang eines geladenen Teilchens entstehende Licht wird im Szintillator teilweise wieder absorbiert. Mathematisch beschreiben läßt sich dies durch die exponentielle Abschwächung der Photonenintensität:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right)$$

x bezeichnet die Länge des zurückgelegten Weges; x_0 ist die (innere) Abschwächungslänge (auch "bulk attenuation length") des Materials, die angibt, nach welcher Länge die Intensität auf $1/e$ abgefallen ist.

- Der Winkel, unter dem das Photon auf die Oberfläche des Körpers trifft, entscheidet darüber, ob es total oder gemäß den Fresnelschen Gesetzen nur teilweise reflektiert wird. Der Grenzwinkel α_G, der die beiden Fälle voneinander trennt, wird vom Lot aus gemessen und hängt von den Brechungsindizes der aneinandergrenzenden Medien ab:

$$\alpha_G = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

Im Falle des Systems Szintillator–Luft ist $n_2 = 1$ und $n_1 = 1{,}58$; der Grenzwinkel ist damit $\sim 39°$. Photonen mit einem größeren Einfallswinkel werden totalreflektiert; bei einem kleineren Einfallswinkel berechnet sich die reflektierte Intensität nach den Fresnelschen Gesetzen:

$$I_R = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\sin(\alpha_2 + \alpha_1)}\right)^2 + \left(\frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan(\alpha_1 + \alpha_2)}\right)^2\right]$$

In dem langen Szintillatorstreifen spielt die Totalreflexion die bei weitem größte Rolle bei der Lichtausbreitung. Der sich nicht unter Totalreflexion ausbreitende Anteil verliert nach einigen Reflexionen deutlich an Gewicht.

- Bei einer idealen glatten Oberfläche genügen die beiden obigen Annahmen zur Beschreibung der Lichtausbreitung. Tatsächlich weisen jedoch alle Grenzflächen Unebenheiten und eine gewisse Rauhigkeit auf, so daß ein kleiner Teil des Lichtes bei jeder Reflexion durch diese Unebenheiten verlorengeht. Zur Beschreibung führt man den Koeffizienten R ein, der bei jeder Reflexion mit der Intensität I multipliziert wird. Obwohl R meist nahe bei eins liegt, kann dieser Effekt jedoch angesichts der großen Anzahl an Reflexionen (bis zu einigen hundert bei dem 4,40 m langen Szintillatorstreifen) dominierend werden.

Diese drei Effekte zusammen bestimmen die exponentielle Dämpfung des Lichtes entlang des Szintillatorstreifens. Im Gegensatz zur inneren Abschwächungslänge (bulk attenuation length) spricht man hier von der effektiven Abschwächungslänge. Sie ist ein Maß für die Güte des Szintillators.

4.2 Simulation des Photomultipliers

In MONA-LISA löst jedes zur Zeit t mit dem Gewicht G auf die Kathode treffende Photon ein Elektron aus. Zur Berücksichtigung des Quanteneffizienz von 20% wird das Gewicht G mit dem Faktor 0,2 multipliziert.
Um dem statistischen Prozess der Emission Rechnung zu tragen, wird aus dem Single-Elektron-Spektrum die "Größe" des Ausgangssignals des Photomultipliers (die Ladung) gewürfelt. Es läßt sich funktional beschreiben [WER92]und ist zur Veranschaulichung in Abbildung 4.1 dargestellt.
Das Single-Elektron-Spektrum gibt die Häufigkeit für eine bestimmte Ladungsmenge an, also die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Verstärkung, mit der ein Photoelektron vervielfacht wird. Der Schwerpunkt der Verteilung entspricht der Ladungsmenge, die ein einzelnes Photoelektron im Mittel am Ausgang des Photomultipliers erzeugt.

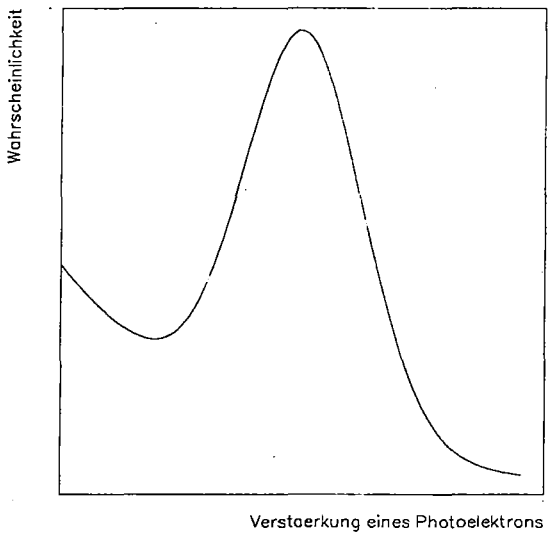


Abbildung 4.1: *Prinzipieller Verlauf eines Single-Elektron-Spektrum einer XP-2020 Röhre; das Spektrum setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: das durch Photoemission auf den ersten Dynoden entstehende exponentiell abfallende Rauschen sowie dem eigentlichen Single-Elektron-Peak. Der Verlauf der Funktion wurde gemessenen Daten angepaßt [WER92].*

Der zeitliche Verlauf des Single-Elektron-Signals am Ausgang des Photomultipliers ist durch eine Gaußverteilung gegeben, deren Lage durch die Laufzeit des Photons im Szintillator bestimmt wird.

Dementsprechend ist das Ausgangssignal des Photomultipliers für ein Photon, das die Kathode zur Zeit t mit dem Gewicht G erreicht, eine mit dem Gewicht G und dem Faktor 0,2 multiplizierte gewürfelte Single-Elektron-Ladung, deren zeitliches Verhalten durch eine um die Laufzeit des Lichtes im Szintillator verschobene Gaußverteilung beschrieben wird.

MONA-LISA berechnet für jedes einzelne Photon den Weg im Körper und die Antwort des Photomultipliers. Die einzelnen Single-Elektron-Signale setzen sich dann zum gesamten Anodensignal zusammen. Das beim Durchgang eines geladenen Teilchens entstehende Licht wird so in ein Photomultipliersignal umgewandelt.

4.3 Ergebnisse der Simulation

Da MONA-LISA nur geometrisch einfache, durch ebene Flächen begrenzte Körper zu beschreiben vermag, kann nur die Lichtausbreitung in den geraden Streifen untersucht werden. Aus diesem Grunde können auch die im Experiment benutzten sogenannten "Fischtail"-Lichtleiter nicht korrekt dargestellt werden. Sie werden ersatzweise durch streifenförmige Lichtleiter beschrieben.

Die Anzahl der Startphotonen, die pro Durchgang eines geladenen Teilchens emittiert werden, und der Oberflächenreflexionskoeffizient sind so gewählt, daß die experimentell ermittelten Lichtausbeuten möglichst gut wiedergegeben werden. Statt der tatsächlich etwa 10000 im Szintillator erzeugten Photonen starten in der Simulation beim Bicron-Streifen pro Spur jeweils 6000, beim NE-Pendant nur 4000 Photonen. Ursache hierfür ist der idealisierte, streifenförmige Lichtleiter, der bessere Lichttransporteigenschaften aufweist als die bei der Messung benutzten "Fischtail"-Lichtleiter. Tabelle 4.1 zeigt zum Vergleich die bei beiden Streifen experimentell gemessenen Lichtausbeuten sowie die entsprechenden simulierten Ergebnisse.

Eine weitere, für die Zeitauflösung entscheidende Größe ist die Schwelle des Diskriminators, der das analoge Signal des Photomultipliers in ein logisches Signal umwandelt. In MONA-LISA ist die Schwelle beliebig wählbar; sie wird in Single-Elektronen, also in der Einheit einer Ladung, angegeben. Diese Einheit erweist sich hier jedoch als ungünstig.
Denn in der Messung schaltet der Diskriminator, sobald der Ausgangspuls des Photomultipliers die eingestellte *Spannung* von 30 mV überschreitet. Die Frage ist nun, wie viele Photoelektronen (welche Ladung) nötig sind, damit der Diskriminator ein Ausgangssignal liefert.
Bei der Messung wurde bei beiden Streifen näherungsweise die mittlere Höhe (Spannung) und die zeitliche Länge der Single-Elektron-Signals mit Hilfe eines

Lichtausbeute in Photoelektronen				
Position	BC		NE	
(mm)	gemessen	simuliert	gemessen	simuliert
200	162	150	112	100
900	98	110	72	70
1500	77	90	51	52
2200	65	73	39	39
2900	55	58	29	29
3500	49	50	23	23
4200	45	44	20	18

Tabelle 4.1: *Gemessene und simulierte Lichtausbeute im Vergleich*

Oszilloskops bestimmt. So beträgt z.B. beim Bicron-Szintillator die Amplitude etwa 10 mV. Im Idealfall genügen damit 3 Photoelektronen, und zwar dann, wenn das Licht so auf die Kathode des Sekundärelektronenvervielfachers fällt, daß die Elektronen gleichzeitig herausgelöst werden. Tatsächlich erfolgt die Emission der Photoelektronen nicht instantan, sondern in einer gewissen Zeitspanne. Das Ausgangssignals des Photomultiplier besitzt somit eine zeitliche Breite, die von der Verteilung der Ankunftszeit des Lichtes an der Kathode abhängt.
Die Zeitdauer des PMT-Signals hat einen großen Einfluß auf die Zahl n der Single-Elektronen, die zum Überschreiten der Schwelle benötigt werden (siehe Abb. 4.2). Je "breiter" der Ladungspuls ist, umso mehr Single-Elektronen sind nötig. Ein Ausgangssignal des Photomultipliers, das von einem Teilchendurchgang nahe der Auslese herrührt, ist zeitlich betrachtet "schmaler" als das entsprechende vom entfernten Ende. Die Schwelle ist damit davon abhängig, an welcher Position entlang des Streifens das Licht entsteht.
Mit Hilfe einer Abschätzung ist es jedoch möglich, die Schwelle für jeden Meßpunkt näherungsweise anzugeben: Die Ausgangssignale des Photomultipliers besitzen in erster Näherung eine dreieckige Form. Die Ladung solch eines Pulses läßt sich dann folgendermaßen berechnen:

$$Q = \frac{1}{2}\,\frac{U\,t}{R}$$

Das Single-Elektron-Signal hat somit eine Ladung von

$$Q_{SE} = \frac{1}{2}\,\frac{U_{SE}\,t_{SE}}{R}$$

Welche Ladung (in Singe-Elektronen) ein Signal haben muß, um die Schwelle von U_{Th} zu überschreiten, wird entscheident von der zeitlichen Dauer t des Signals

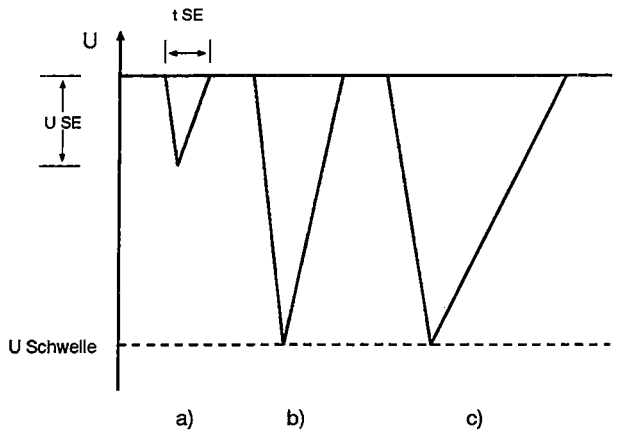


Abbildung 4.2: *Zur Veranschaulichung des Einflusses der Zeitdauer des PMT-Signals (vereinfacht als Dreieck gezeichnet) auf die Anzahl an Single-Elektronen, die zum Überschreiten der Schwelle benötigt werden; a): Beispiel eines Single-Elektron-Peaks, b): zeitlich "schmales" Signal, c): zeitlich "breites" Signal; Die Fläche unter den Signalen ist deren Ladung*

beeinflußt:

$$Q = n\, Q_{SE} = \frac{1}{2}\,\frac{U_{Th}\, t}{R}$$
$$\Rightarrow n = \frac{U_{Th}}{U_{SE}}\,\frac{t}{t_{SE}}$$

Die Zeit t kann mit Hilfe von MONA-LISA bestimmt werden: MONA-LISA füllt die Verteilung des PMT-Ausgangspulses als ein Zwischenergebnis in ein Histogramm, woraus die noch fehlende Größe t unmittelbar abgelesen werden kann. Diese Vorgehensweise ermöglicht es, die Schwelle für jeden Punkt entlang des Streifens in Single-Elektronen anzugeben. Man erhält so die in Tabelle 4.2 zusammengefaßten Werte. Die Ableseungenauigkeiten von U_{SE} und t_{SE} auf dem Oszilloskop, die zu je 20% angenommen werden,führen zu den angegebenen Fehlern. Sie begrenzen die Genauigkeit der Schwellenbestimmung auf etwa 30%.

Die Ergebnisse der Simulation der Zeitauflösung sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Die simulierten Ergebnisse sind wegen der idealisierten Annahmen durchweg kleiner als die gemessen. So wird die endliche Auflösung des Startsigals bei der Messung in MONA-LISA nicht berücksichtigt; alle Photonen starten exakt zur Zeit $t = 0$. Die beleuchtete, ausgedehnte Fläche ist in der Simulation durch einen einzigen Starpunkt ersetzt, von dem das Licht emittiert wird. Außerdem gehen zeitliche Schwankungen in der nachgeschalteten Elektronik nicht in die Simulation ein. MONA-LISA ignoriert all diese systematischen Fehler bei der Messung.

Position	Schwelle in Single-Elektronen	
(mm)	BC	NE
200	4.0 ± 1.2	3.5 ± 1.0
900	5.0 ± 1.5	4.0 ± 1.1
1500	6.0 ± 1.8	4.5 ± 1.3
2200	6.5 ± 2.0	5.5 ± 1.5
2900	7.5 ± 2.3	6.0 ± 1.7
3500	7.8 ± 2.4	6.5 ± 1.8
4200	8.0 ± 2.4	7.0 ± 2.0

Tabelle 4.2: *Bei der Simulation der Zeitauflösung benutzten Schwellen in Photoelektronen*

Position	**Zeitauflösung sigma (ns)**	
(mm)	BC	NE
200	0.20	0.15
900	0.28	0.22
1500	0.34	0.28
2200	0.41	0.36
2900	0.50	0.43
3500	0.58	0.51
4200	0.67	0.57

Tabelle 4.3: *Simulierte Zeitauflösungen entlang der Streifen*

Die statistischen Schwankungen der Anzahl der Startphotonen pro Teilchenspur findet ebenfalls keine Berücksichtigung. Deshalb *müssen* die simulierten Ergebnisse kleiner als die gemessenen sein.

Die Zeitauflösung des NE-Szintillators ist in der Simulation nur unwesentlich schlechter als die des BC-Streifens. Hier kommt eventuell die ungenaue Bestimmung des Single-Elektron Peaks mit Hilfe des Oszilloskops zum Tragen. Auch in der Simulation hat die Schwelle am Diskriminator einen großen Einfluß auf die Zeitauflösung.
Insgesamt betrachtet bestätigt die Simulation die gemessenen Zeitauflösungen. Abbildung stellt die Simulationsegebnisse für die beiden Streifen graphisch dar.

Kapitel 5

Zusammenfassung/Bewertung

5.1 Vergleich der Ergebnisse

Zum besseren Vergleich sind die Lichtausbeuten und die Zeitauflösungen der drei untersuchten Streifen in den folgenden Abbildungen dargestellt:

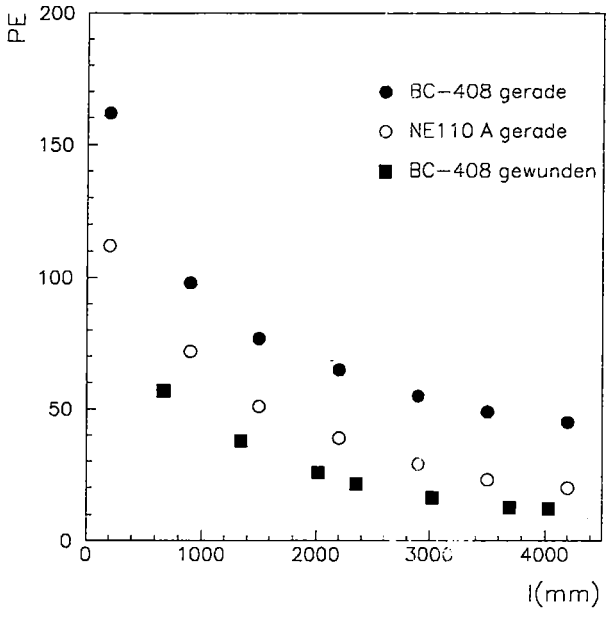


Abbildung 5.1: *Lichtausbeute der vermessenen Streifen*

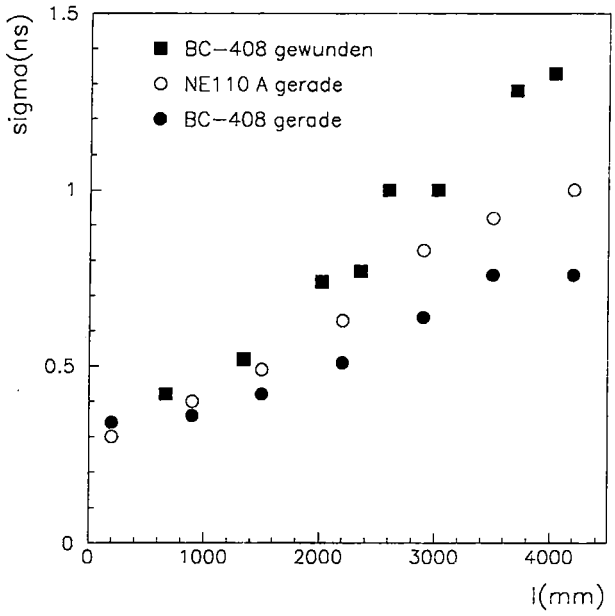


Abbildung 5.2: *Zeitauflösung der vermessenen Streifen*

Abbildung 5.2 läßt einen deutlichen Zusammenhang zwischen der Lichtausbeute und der Zeitauflösung erkennen. Nahe der Auslese, bei fast hundert oder mehr Dynodenelektronen, dominiert die Auflösung des Detektors; die drei Kurven laufen bei etwa 0,3 ns zusammen. Der Einfluß der Szintillatoren ist hier gering. Am Streifenende jedoch wirkt sich die Lichtausbeute deutlich auf die Zeitauflösungen aus. Der gewundene Bicron-Streifen liefert nur ~12 Dynodenelektronen, so daß die Auflösung bei 1,3 ns liegt. Die 23 Photoelektronen beim NE-Szintillator führen zu etwa 1,0 ns, die 45 beim geraden Bicron-Gegenstück zu nur ~0,75 ns Zeitauflösung. Dies zeigt, daß gerade bei geringen Lichtausbeuten der Einfluß der Statistik deutlich zunimmt und die Auflösung bestimmt. Die bei hohen Lichtmengen nahezu kontinuierliche Verteilung der Ankunftszeiten der Photonen an der Kathode geht in eine diskrete, großen statistischen Schwankungen unterworfene Verteilung über.

5.2 Zeitauflösung des Fasses

Mit Hilfe der obigen Werte ist es möglich, die Zeitauflösung des gesamten dreilagigen Fasses zu bestimmen.

Die Flugzeit eines Teilchens wird aus dem gewichteten Mittel der Flugzeitinformationen der drei getroffenen Szintillatorlagen berechnet [Wer91]. Es gilt:

$$t_{ges} = \frac{(\frac{1}{\sigma_R})^2 t_R + (\frac{1}{\sigma_L})^2 t_L + (\frac{1}{\sigma_G})^2 t_G}{(\frac{1}{\sigma_R})^2 + (\frac{1}{\sigma_L})^2 + (\frac{1}{\sigma_G})^2}$$

t_R, t_L und t_G bezeichnen die von den rechts- und linksgewundenen sowie vom geraden Streifen gemessenen Zeiten, σ_R , σ_L und σ_G sind die entsprechenden Zeitauflösungen. Reziprok und quadriert dienen sie als die zugehörigen Gewichte. Unter der Annahme, daß die in die obige Gleichung eingehende Zeiten gaußverteilt sind, gilt das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz. Somit erhält man für die Gesamtzeitauflösung des Fasses:

$$\sigma_{ges} = \frac{1}{\sqrt{(\frac{1}{\sigma_R})^2 + (\frac{1}{\sigma_L})^2 + (\frac{1}{\sigma_G})^2}}$$

Die Resultate der Messung des schraubenförmigen Szintillators dienen zur Beschreibung der rechts- und der linksgewundenen Streifen. Für den im Faß nur 2,50 m langen geraden Szintillator werden die Ergebnisse des geraden Bicron-Streifens zugrunde gelegt. Wegen der besseren Eigenschaften und seiner Länge von nur 2,50 m dominiert der gerade Szintillator die Zeitauflösung im Faß. Die Abbildung 5.3 zeigt die so berechneten Werte.

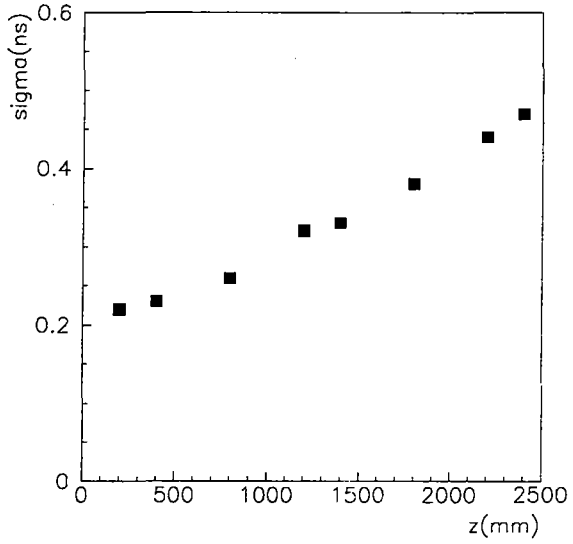


Abbildung 5.3: *Gesamtzeitauflösung des dreilagigen Fasses*

Die Zeitauflösung bleibt auf der gesamten Länge auf unter 0,50 ns begrenzt; nahe der Auslese liegt sie sogar bei ~0,20 ns. Dieses Ergebnis schätzt die Gesamtzeitauflösung aus mehreren Gründen sogar nach oben ab:

- Die schlechten Ergebnisse des gewundenen Streifens dienen zur Beschreibung der beiden schraubenförmigen Szintillatorlagen im Faß. Bei einer guten Ankopplung und einer guten Qualität der Streifen sind bessere Zeitauflösungen als die gemessenen zu erwarten.

- In die obige Gleichung gehen die Werte des 4,40 m langen, geraden Bicron-Szintillators ein. Der verbessernde Einfluß des am Streifenende reflektierten Signals (siehe Anhang A) bleibt bei dem nur 2,50 m langen Streifen im Faß daher unberücksichtigt. Eine kleine Verbesserung der Gesamtzeitauflösung ist somit an dem der Auslese entgegengesetzten Ende zu erwarten.

- Bei der Messung mit der Höhenstrahlung sind die Teilchen nahezu senkrecht durch den Szintillator getreten.Im Gegensatz dazu durchqueren sie die Streifen im Faß unter einem Winkel. Der Winkel (von der Normalen auf dem Streifen aus gemessen) vergrößert sich mit zunehmender Entfernung vom Target. Die Lichtausbeute erhöht sich entsprechend des verlängerten Weges aufgrund des größeren Energieverlustes, den die Teilchen erleiden. Hohe Lichtausbeuten sind entscheident für eine gute Zeitauflösung. Abbildung 5.4 zeigt die bei schrägem Durchtritt zu erwartende Lichtausbeute in Einheiten der Zahl an Photoelektronen bei senkrechtem Teilchendurchgang. Die Werte beziehen sich auf die targetnächste Faßkomponente; bei den anderen Segmenten ist der Winkel der Spur größer, dementsprechend die Lichtausbeute noch höher.
  Als Vorteil stellt sich heraus, daß die Szintillatorstreifen *in* Richtung des Targets ausgelesen werden (siehe Abb. 1.1); somit ist der Durchtrittswinkel am Streifenende größer als nahe der Auslese. Die Lichtausbeute erhöht sich also "hinten" mehr als "vorne", so daß der Effekt wieder dort am besten wirkt, wo die Zeitauflösung am schlechtesten ist. (Nachteilig an dem schrägen Teilchendurchtritt ist jedoch die ungenaue Bestimmung des Ortes.)

Mit Hilfe der Gesamtzeitauflösung kann man die relative Impulsauflösung der Faßsegmente berechnen. Als Beispiel betrachte man ein Proton mit einem Impuls von 500 MeV/c. Über die Beziehung $\frac{\Delta p}{p} = \gamma^2 \frac{\Delta t}{t}$ läßt sich die Impulsauflösung entlang des gesamten Fasses angeben. (Die Zeitauflösungen müssen hierzu in Halbwertsbreiten umgerechnet werden.) Für dieses Beispiel erhält man Auflösungen über die gesamte Länge des Fasses von weniger als 8%.

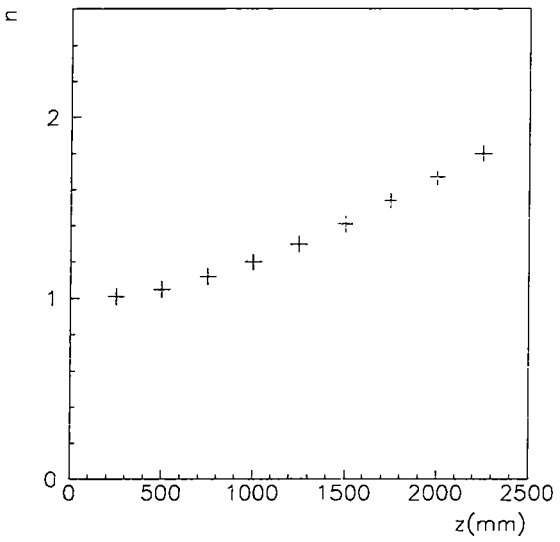


Abbildung 5.4: *Lichtausbeute bei schrägen Teilchendurchgang in Einheiten der Lichtausbeute bei senkrechtem Durchtritt*

5.3 Ausblick

Das letzte Kapitel hat die Bedeutung der Zeitauflösungen für die Güte des Fasses deutlich gezeigt. Eine sorgfältige und genaue Bestimmung dieser Größe ist dazu notwendig.
Als nachteilig bei der Meßmethode mit Höhenstrahlung erweist sich die geringe Intensität. Um eine ausreichende Ereignisrate sicherzustellen, muß die untersuchte Fläche auf dem Streifen genügend groß sein. Somit haben auch die Zähler des Detektors eine gewisse Ausdehnung, was sich jedoch negativ auf das Starttiming auswirkt. Dies wird bei dem jetzigen Aufbau einerseits durch eine Ortsinterpolation im Startszintillator und andererseits teilweise dadurch kompensiert, daß das Referenzzeitsignal aus den Zeitinformationen aller vier Zähler gebildet wird. Ein weiteres Problem liegt in der genauen Bestimmung des Durchtrittsort der Teilchen auf dem zu untersuchenden Streifen begründet. Hier hat sich bei der Auswertung herausgestellt, daß eine Unterteilung der beleuchteten, sensitiven Fläche in schmale Bereiche eine Breite von weniger als 3 cm nicht mehr sinnvoll ist.

Um bei gleicher Ereignisrate, also bei gleicher durchstrahlter Fläche, dennoch die genaue Position des Teilchendurchtritts in Erfahrung zu bringen, benötigt man zusätzlich zu den vier Szintillationszählern weitere Detektoren, die diesen Ort

messen. Dazu ist geplant, kleine Proportionaldrahtkammern oberhalb und unterhalb des Streifens anzubringen, um eine eine Ortsrekostruktion zu ermöglichen. Bei gleichbleibender Rate an Teilchen aus der Höhenstrahlung läßt sich so auch das Starttiming optimieren, da auch die Position des Teilchendurchtritts auf dem Startzähler bekannt ist. Die Genauigkeit des Startsignals ist somit hauptsächlich durch die Auflösung der Röhre begrenzt.
Dieser "Höhenstrahlungsmeßstand" bietet sich dann dazu an, nicht nur Streifen, sondern auch Szintillatoren beliebiger Form auf Lichtausbeute und Zeitauflösung zu vermessen.

Anhang A

Anforderungen an lange Szintillorstreifen

Eine gute Zeitauflösung ist für das Flugzeitspektrometer die entscheidende Größe, um eine hinreichende Impulsauflösung und damit eine gute Ereignisrekonstruktion zu gewährleisten. Deshalb müssen insbesondere die langen Szintillatorstreifen gute optische Eigenschaften besitzen; die Abschwächung des Lichtes sollte daher so gering wie möglich sein.

Dies bedingt zunächst eine kleine Dämpfung des Lichtes im Szintillatormaterial selber, also eine große "bulk attenuation length". (Diese Größe bezeichnet die Abschwächung des Lichtes im Falle eines unendlich ausgedehnten Szintillators, also ohne Oberflächeneffekte.)

Wichtiger jedoch ist der Einfluß der Streifenoberfläche:
Die Lichtausbreitung entlang des Streifens erfolgt fast ausschließlich durch Totalreflexion. Jede Reflexion ist mit Verlusten durch nicht exakte Oberflächen verbunden. (Ein Photon, daß vom Ende des Streifens bis zur Photokathode läuft, erfährt mehrere hundert Reflexionen!) Deshalb kann eine schlechte, rauhe Oberfläche trotz einer geringen inneren Abschwächung die optischen Eigenschaften so verschlechtern, daß hohe Lichtausbeuten und gute Zeitauflösungen nicht mehr zu erreichen sind. Eine große "bulk attenuation length" und eine glatte, polierte Oberfläche möglichst ohne Fehlstellen sind dementsprechend Grundvoraussetzungen an die Streifen.

Das der Auslese entgegengesetzte Ende besitzt einen weiteren wichtigen Einfluß auf die optischen Eigenschaften: Die Emission von Licht beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch einen Szintillator erfolgt isotrop. Ein Lichtsignal breitet sich also auch in die der Auslese entgegengesetzten Richtung aus und wird, wenn das Ende nicht geschwärzt ist, teilweise dort reflektiert und erreicht verzögert die Photokathode.

Das reflektierte Lichtsignal führt zu einer Erhöhung der Lichtausbeute. Es hat aber nicht unmittelbar eine Verbesserung der Zeitauflösung zur Folge, da die ansteigende Flanke des primären, direkten Signals entscheidend ist. Je steiler diese Flanke ist, umso geringer wirkt sich der Walk-Effekt am Diskriminator aus.
Dennoch lohnt es sich, das reflektierte Signal "mitzunehmen" und nicht durch ein geschwärztes Ende absorbieren zu lassen. Denn gerade am Streifenende, dort also, wo die Auflösung am schlechtesten ist, trägt die Reflexion zur Verbesserung bei.
Das direkte und das reflektierte Signal laufen bei immer geringer werdenden Wegdifferenzen zum Ende hin mehr und mehr ineinander, bis sie schließlich kaum noch zu trennen sind. Einerseits führt die Erhöhung der Anzahl an Photoelektronen allein aus statistischen Gründen zu einer Verbesserung der Zeitauflösung (siehe Kapitel 4), andererseits verringert die nun steilere ansteigende Flanke den Walk-Effekt am Diskriminator.
Abbildung A.1 zeigt das direkte und das reflektierte Signal im Gate des ADC bei den verschiedenen Meßpositionen. Die zeitliche Differenz der Signale sinkt mit zunehmender Entfernung von der Auslese, die Höhe des reflektierten Signals verhält sich aufgrund der Dämfpung im Szintillator genauso. Direkt an der Auslese ist das reflektierte Signal kaum zu erkennen, am Ende des Streifens sind Primär- und Reflexsignal nicht mehr voneinander zu trennen.

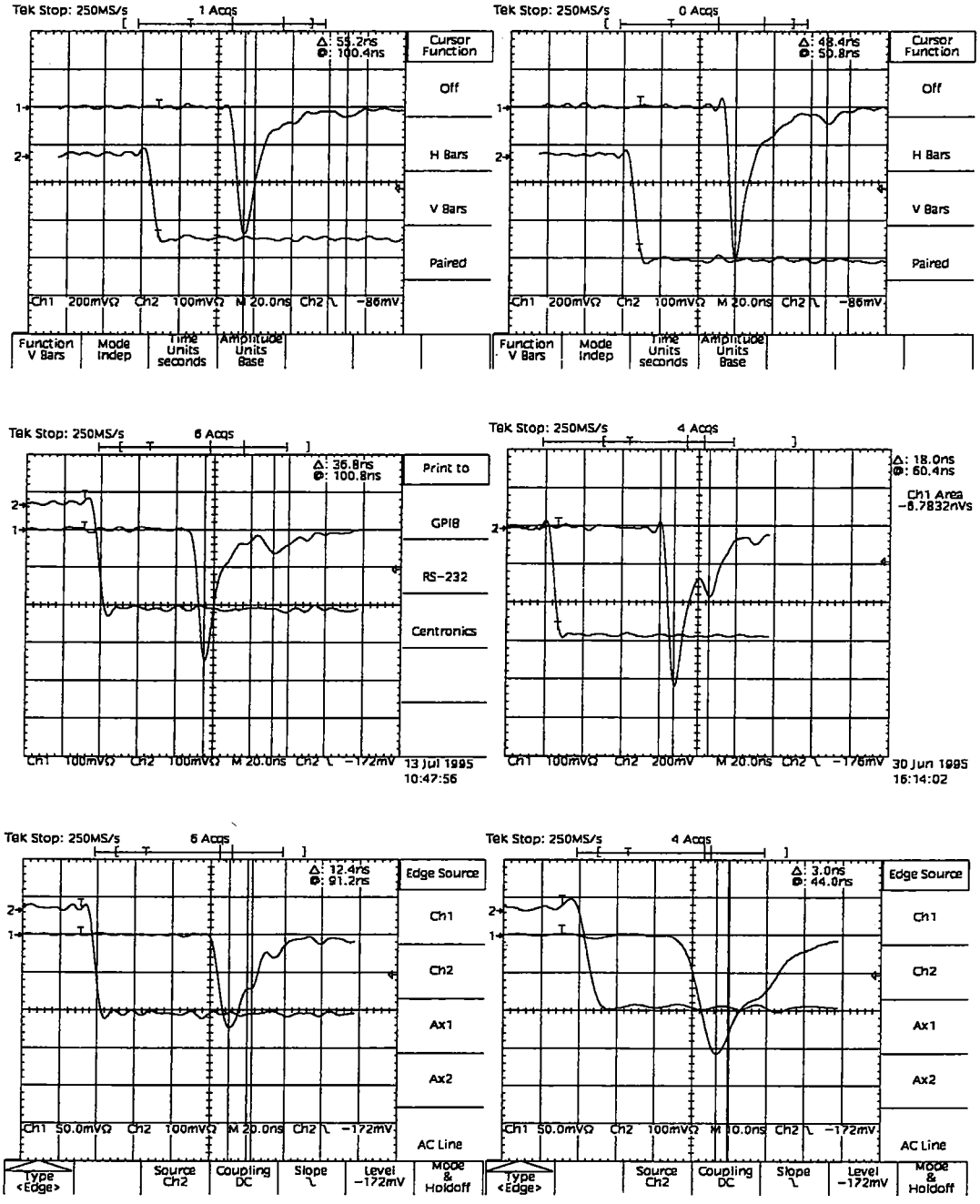


Abbildung A.1: *Das direkte und das reflektierte PMT-Signal im Gate des ADC bei verschiedenen Positionen: bei 200 mm, 900 mm, 1500 mm, 2900 mm, 3500 mm und bei 4200 mm (von links oben nach rechts unten). Nahe der Auslese ist das reflektierte Signal nur schwach zu erkennen, zum Streifenende hin läuft es in das direkte Signal hinein.*

Anhang B

Höhenstrahlung

Als Teilchenquelle zur Messung der Lichtausbeute und der Zeitauflösung der langen Szintillatorstreifen bietet sich die Höhenstrahlung an, die gegenüber der weit verbreiteten Methode mit Elektronenpräparaten einige Vorzüge besitzt. In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Grundlagen wie Zusammensetzung, Energiespektren und Winkelverteilungen der Höhenstrahlung dargestellt werden.

Die primäre kosmische Strahlung — nicht einbezogen sind hier γ-Strahlung und Neutrinos — besteht im wesentlichen aus stabilen, teils sehr hochenergetischen, positiv geladenen Teilchen [All84](die unstabilen zerfallen auf ihrem Weg zur Erde) :

Protonen	$\sim$ 84%
α-Teilchen	$\sim$ 12,5%
Kerne mit Z$\geq$ 3	$\sim$ 2,5%
Elektronen	$\sim$ 1,0%

Die Zusammensetzung der positiven Komponente der primären Strahlung entspricht in etwa der Zusammensetzung unserer Galaxie [Rem90]. Viele Modelle gehen deshalb davon aus, daß die kosmische Strahlung ein Produkt unserer Galaxie ist; insbesondere der Anteil an α-Teilchen und Kernen mit Z$\geq$3 spricht gegen Urknall-Theorien. Unklar ist nicht allein der Ursprung der kosmischen Strahlung; auch die Frage, wie speziell die Protonen auf Energien im Bereich von bis zu 10^{20} eV beschleunigt werden, ist bis heute noch nicht beantwortet. So beträgt der Fluß bei 10^{19} eV zwei Teilchen pro Jahr und km^2.

Die primäre Strahlung fällt aufgrund von Vielfachstreuung an interstellaren Gas-

wolken aus allen Richtungen auf die Atmosphäre der Erde ein, die Winkelverteilung ist isotrop. Große Magnetfelder, die durch interstellare Gaswolken erzeugt werden, lenken die Elektronen ab und fangen sie ein, was ihren geringen Anteil an der kosmischen Strahlung erklärt.

Trifft die primäre Strahlung auf die äußere Hülle der Atmosphäre, so wechselwirken die Teilchen hauptsächlich hadronisch mit den Atomkernen der Atmosphäre. Die wichtigsten Reaktionen sind

$$p + N \longrightarrow ...$$
$$p + O \longrightarrow ...$$

Bei einer solchen Reaktion entstehen viele Sekundärteilchen, meistens Pionen, aber auch Kaonen und Hyperonen. Diese können wieder hadronisch wechselwirken, so daß sich ein hadronischer Schauer ausbildet. Ein primäres hochenergetisches Proton kann bis zu 10^6 sekundäre Teilchen erzeugen!
Die mittlere freie Wechselwirkungslänge für Proton-Kern-Wechselwirkungen in Luft beträgt 75 gcm^{-2}. Bei einer atmosphärischen Dicke von 1000 gcm^{-2} entspricht das 12 Wechselwirkungslängen. Fast kein primäres Proton erreicht also den Erdboden. Die Wahrscheinlichkeit, Kerne mit $Z \geq 3$ aus der Primärstrahlung auf Meereshöhe zu finden, ist wegen der kleineren WW-Länge noch deutlich geringer als bei Protonen.
Die Höhenstrahlung besteht in der Atmosphäre aus drei Hauptkomponenten:

1. Die hadronische Komponente
2. Die Myon-Komponente
3. Die Elektron-Photon-Komponente

In der Abbildung B.1 sind die 3 Komponenten illustriert. Die Myon-Komponente entsteht aus dem schwachen Zerfall der geladenen Pionen in Myonen ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu, \tau = 2,6 * 10^{-8} s$).
Aufgrund ihrer langen Lebensdauer ($\tau = 2,2 * 10^{-6} s$) und der relativistischen Zeitdilatation erreichen auch die in großen Höhen erzeugten Myonen den Erdboden. Sie bilden auf Meereshöhe die Hauptkomponente der Höhenstrahlung. Die hadronische Wechselwirkung der Pionen mit den Atomkernen der Atmosphäre ist ein Prozeß, der mit dem schwachen Zerfall konkurriert. Welche von beiden Reaktionen dominiert, ist energie- und höhenabhängig.

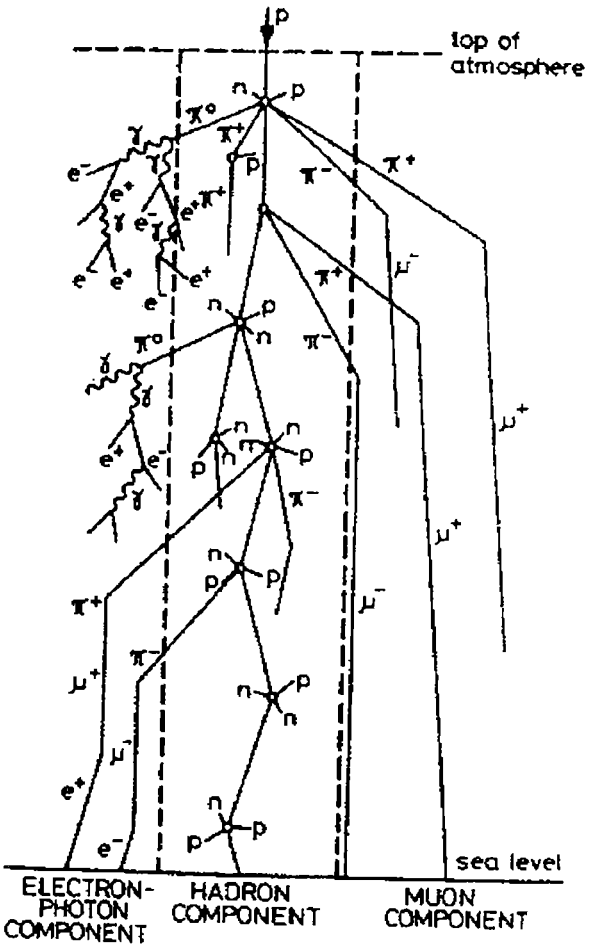


Abbildung B.1: *kkk*

Der elektromagnetische Zerfall des neutralen Pions in zwei γ-Quanten verursacht die Elektron-Photon-Komponente. Die teils hochenergetischen γ-Quanten können in der Nähe von Atomkernen Elektron-Positron-Paare bilden, die wieder annihilieren können. Auf diese Weise bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus. Das Maximum dieser Komponente liegt in 20 km Höhe, nämlich dort, wo die meisten Sekundärteilchen und damit Pionen enstehen. Wegen seiner extrem kurzen Lebensdauer von $\sim 10^{-16}$ s zerfällt das π^0 praktisch am Entstehungsort; die Wahrscheinlichkeit für hadronische Wechselwirkung ist gering. Die unterschiedliche Höhenabhängigkeit der 3 Hauptkomponenten ist in der Abbildung B.2 zu sehen.

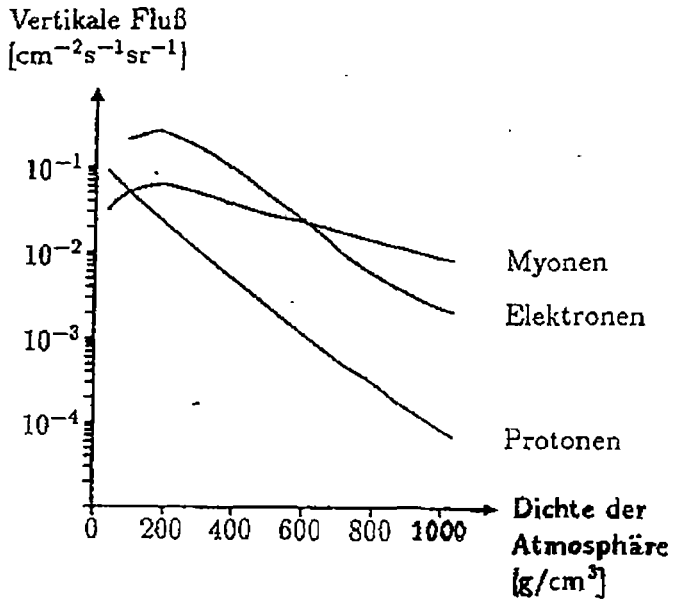


Abbildung B.2: *kkk*

Man erkennt, daß bei geringen atmosphärischen Tiefen der Fluß der Elektronen und der Myonen ein Maximum aufweist; nach seinem Entdecker wird es auch als Pfotzer-Maximum bezeichnet. Der totale Fluß der kosmischen Stahlung ist bei 100 gcm^{-2} atmosphärischer Tiefe ($\sim$ 20 km Höhe) am größten, da dort die meisten Sekundärteilchen produziert werden. Zerfall und Absorption lassen den Fluß mit zunehmender Tiefe absinken.

Auf Meereshöhe enthält die Höhenstrahlung praktisch keine primären kosmischen Teilchen mehr; nur noch Reaktionsprodukte, also die sekundäre Strahlung, erreichen den Erdboden. Die Intensität bei senkrechtem Einfall liegt bei ungefähr 110 Teilchen pro Quadratmeter, Sekunde und Steradiant. Die Zusammensetzung auf Meereshöhe ist wie folgt:

Myonen	$\sim 70\%$
Elekronen	$\sim 25\%$
Protonen	$\leq 5\%$

Sonnenaktivitäten, das Erdmagnetfeld (Ost-West-Asymmetrie) und die geographische Breite beeinflussen die Intensitäten und die Winkelverteilungen bei kleineren Energien. Deshalb ist es wichtig, bei einer Messung den Zeitpunkt, den Ort, die Höhe, die Richtung und auch die Meßmethode anzugeben!

Die Myonen bilden die sogenannte harte Komponente der Höhenstrahlung, die Elektronen hauptsächlich die weiche. Diese Klassifikation beruht auf dem Vermögen, 15 cm Blei zu durchdringen (167 gcm^{-2}). Auf Meereshöhe sind dies fast nur Myonen, die einen Impuls von $p \geq 300$ MeV/c haben. Sie sind minimalionisierend und eignen sich deswegen gut als Teilchenquelle. Wegen ihres hohen Impulses durchqueren sie die Materie bis zu einer gewissen Tiefe geradlinig ohne "Straggling" und deponieren dabei ein Minimum an Energie. Die niederenergetischen Myonen und die Elektronen machen den Hauptbestandteil der weichen Komponente aus. Möchte man den eventuell störenden Einfluß dieses Anteils ausschalten, so genügen in der Praxis oft schon wenige Zentimeter an Blei, um diese Strahlung ausreichend abzuschirmen.
Zum Abschluß dieses Kapitels seien noch zwei interessante Fakten genannt: Auf Meereshöhe beträgt das Verhältnis von positiven zu negativen Myonen $N(\mu^+)/N(\mu^-) \approx 1,25$. Hierin spiegelt sich wieder, daß die Primärstrahlung fast ausschließlich aus positiven Teilchen besteht. Nimmt man an, daß die Ladungserhaltung dadurch gewährleistet ist, daß die positiven Ladungen aus der Primärstrahlung über die Myonen zur Erde gelangen, so beträgt die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen ungefähr 9. Die Winkelverteilung der Myonen folgt näherungsweise einer $\cos^2\theta$- Verteilung, wobei θ von der Senkrechten aus gemessen wird.

Anhang C

Eichung der Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist ein Quantenverstärker, der ein aus der Photokathode austretendes Elektron um einen Faktor 10^7 bis 10^8 vervielfacht. Dabei hängt die Verstärkung empfindlich von der Hochspannung ab, mit der die Röhre betrieben wird. Zusätzlich können die Verstärkungen von Röhre zu Röhre deutlich schwanken, selbst bei identischem Multipliertyp und gleicher Betriebsspannung.

Um absolute, vom Photomultiplier unabhängige Aussagen über die Lichtausbeute in einem Szintillator treffen zu können, ist es nötig, ein Maß zu finden, das direkt proportional zur Lichtmenge ist, die die Photokathode erreicht. Dann sind auch Vergleiche zwischen verschiedenen Systemen Szintillator-Lichtleiter direkt möglich.

Ein Photomultiplier wandelt Lichtsignale in Ladungs- bzw. Spannungsignale um. Auf die Photokathode auftreffende γ-Quanten lösen aufgrund des Photoeffektes dort Elektronen aus; bei einer Quanteneffizienz von 20 % sind es im Mittel 5 Photonen für ein Elektron. Der Emissionsprozeß ist statistischer Natur, er gehorcht der Poissonverteilung. Das heißt insbesondere, die Wahrscheinlichkeit, bei kleinen Lichtmengen kein Elektron aus der Kathode herauszulösen, ist nicht Null, sondern bleibt endlich.
Wenn nun bekannt ist, welche Verstärkung die kleinste Einheit, nämlich ein Elektron erfährt, d.h. bei welcher Kanalzahl im ADC das Single-Elektron-Signal liegt, kann jedes Signal in Anzahl von Dynodenelektronen angegeben werden. Somit ist eine sinnvolle und nützliche Einheit gefunden, die es gestattet, Aussagen über die Lichtausbeute direkt an der Photokathode und somit unabhängig vom Photomultiplier zu treffen.

Mit einem speziellen Pulser und einer Lichtdiode gelingt es, gezielt so kleine triggerbare Lichtsignale zu erzeugen, daß im Mittel kein, ein oder höchstens zwei

Elektronen aus der Kathode herauslöst werden (siehe dazu auch [Sef88]).
Die Lichtemission in einer Diode erfolgt in der dünnen Sperrschicht durch Rekombination der positiven und der negativen Ladungsträger, der Löcher und der Elektronen, und klingt nach dem Ende des Stromdurchflusses exponentiell mit einer Zeitkonstanten ab, die im Bereich von etwa 100 ns liegt [Sef90]. Der lange Abklingvorgang sorgt selbst bei Nadelpulsen, mit denen die Diode angesteuert wird, für viel zu hohe Lichtsignale, um damit ein oder maximal zwei Photoelektronen zu erzeugen. Die Lichtemission muß auf wenige ns begrenzt bleiben. Dazu schließt man die Diode mit einem 15 cm langen, am Ende offenen Clipkabel ab. Der Strompuls wird nach Durchqueren der Diode am offenen Ende reflektiert und entfernt auf dem Rückweg alle Ladungsträger aus der Sperrschicht, so daß die Lichtemission abrupt abbricht. Die Emissionszeit ist also auf die Dauer der Signallaufzeit im Clipkabel, typischerweise 1 bis 2 ns, begrenzt. (Tatsächlich ist, um eine statische Aufladung des Clipkabels zu vermeiden, das Ende mit einem hochohmigen Widerstand abgeschlossen. Das reflektierte Signal läuft nämlich auf die Diode in *Sperrichtung* zu, kann sie also nicht durchqueren.) Die Anordnung zur Messung des Single-Elektron-Peaks ist in Abbildung C.1 schematisch dargestellt.

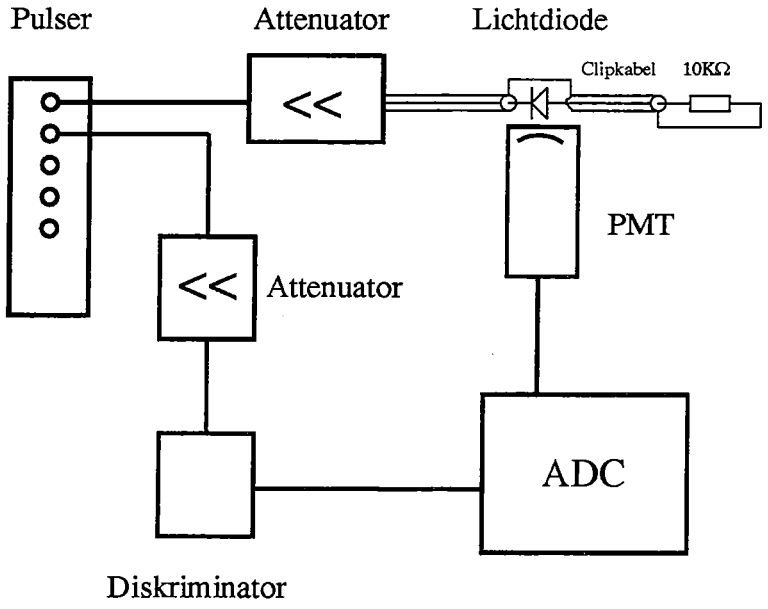


Abbildung C.1: Aufbau zur Messung des Single-Elektron-Peaks

Der benutzte Pulser erzeugt sehr schmale 60 V-Signale mit Anstiegszeiten von 1,2 ns (10 % auf 90 %) und einer Halbwertsbreite von 2,3 ns und eignet sich

in Verbindung mit der Lichtdiode speziell zur Simulation von typischen Szintillatorlichtsignalen. Die Diode wird so an den Lichtleiter oder an den Szintillator angebracht, daß die Kathode beleuchtet wird. Bei einer geeigneten Abschwächung des Pulsersignals wird tatsächlich so wenig Licht emittiert, daß nur ein oder zwei Photoelektronen erzeugt werden.

Der Pulser mit seinen 5 Ausgängen läßt sich einerseits extern triggern, andererseits besteht die Möglichkeit, intern die Pulsfrequenz von 5 bis 50 kHz frei zu wählen. Ein Ausgang des Pulsers geht über einen Abschwächer direkt auf die Lichtdiode. Das Signal des Photomultipliers wird von einem ADC aufgezeichnet. Ein zweiter (zum ersten synchroner) Ausgangspuls dient als Triggersignal und steuert über einen Abschwächer, einen Diskriminator und ein eventuelles Delay das Gate des ADC an. Die mit dieser Methode aufgenommenen Single-Elektron-Spektren sind in den folgenden Abbildungen C.2 dargestellt.

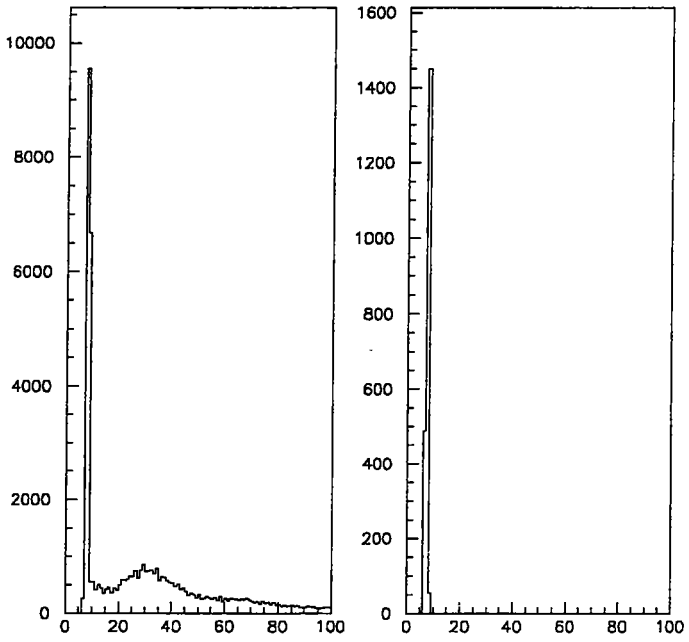


Abbildung C.2: *Single-Elektron-Peak, im zweiten Bild wurde die Diode nicht mit Spannungspulsen angesteuert, es wurde also das "leere" Gate des ADC gemessem*

Im linken Bild ist der Single-Elektron-Peak bei einer Spannung von 2500 V zu sehen, im rechten Bild ist zum Vergleich ein Spektrum abgebildet, bei dem die Diode nicht mit Spannungspulsen angesteuert wurde; es wurde also das "leere"

Gate des ADC aufgenommen. Der Peak bei Kanal 7 ist das Pedestal des ADC. Subtrahiert man vom Maximum des Peaks in Abbildung C.2 das Pedestal, so erhält man die Lage des Single-Electron-Peaks bei $\sim$ 25 Kanälen. Dies entspricht bei bei einer Kanalbreite von 25 pC einer Ladung von 6,25 pC und damit $3,9 \times 10^7$ Elektronen. Die Verstärkung dieser Röhre bei 2500 V beträgt also $\sim 3.9 \times 10^7$. ADC's arbeiten bei kleinen Kanalzahlen nicht korrekt; außerdem ist die Bestimmung des Maximums aus den Spektren oft nicht ganz eindeutig. Hilfreich ist es, wenn außer dem Single-Elektronen-Peak auch noch der Zwei- oder sogar der Drei-Elektronen-Peak zu erkennen ist. Deren Abstände sollten äquidistant sein. In Abbildung C.2 ist der Zwei-Elektronen-Peak schwach bei ungefähr Kanal 55 zu erkennen.

Literaturverzeichnis

[All84] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, *Cosmic Rays on Earth*, Physik Daten, Fachinformationszentrum Karlsruhe, ISSN 0344-8401, (1984)

[Bic93] Bicron,*Premium Plstic Scintillators, Related Materials*; 1993

[Kil88] K. Kilian, *Ideale Detektoren für Hadronenphysik an COSY*; Vortrag während des CANU Arbeitstreffens über Detektorentwicklung und Experimente an COSY, Jülich (1988), Jül-Spez-445

[Dah95] M. Dahmen, *Das Flugzeitspektrometer an COSY: Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen*, Dissertation, Universität Bonn (1995)

[Nak93] C. Nake, *Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1993), Jül-Bericht 2820

[NE] Nuclear Enterprise, *Plastic Szintillators*

[Rem90] C. Rembser, H.Storch, *Ausarbeitung eines Seminarvortrages zur Höhenstrahlung*, Universität Bonn (1990)

[Sef88] T. Sefzick, *Der schnelle Triggerszintillator für das JETSET-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1988), Jül-Spez-480

[Sef90] T. Sefzick, K. Kilian, *A System for Simulation of Scintillator Light Signals*, Nucl. Instr. and Meth. A228, 571-573 (1990)

[Stru94] M. Strunk, *Ein Detektor für COSY: Test von gebogenen Szintillatoren*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität-Bochum (1994)

[Wer91] R. Werding, *Ein Detektor für COSY: Untersuchung von Photovervielfachern und Szintillatoren für das Flugzeitspektrometer*, Ruhr-Universität-Bochum (1991)

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Jül-3191
Februar 1996
ISSN 0944-2952