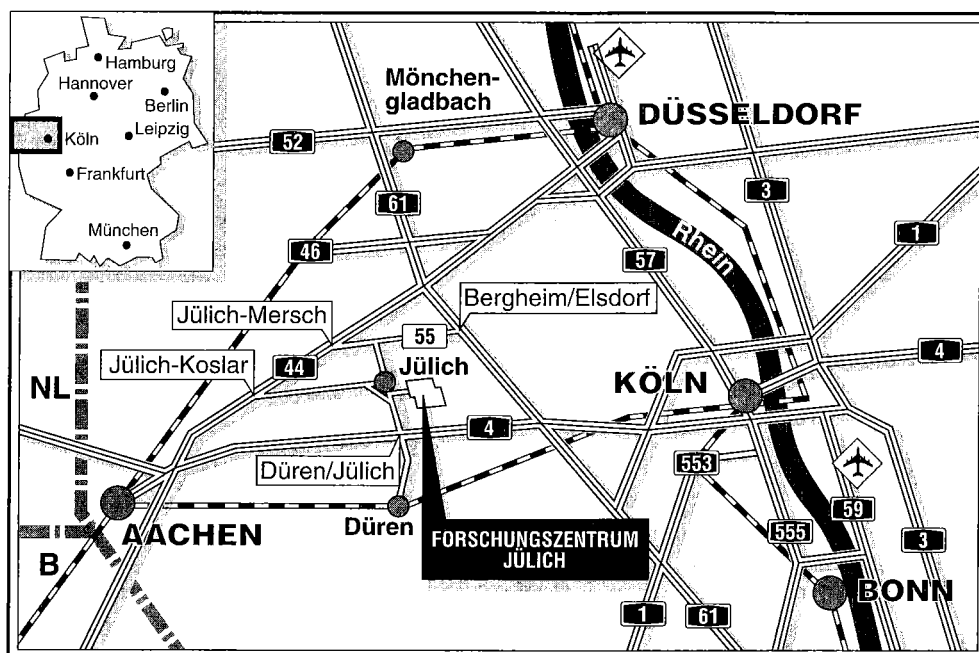


Institut für Kernphysik

**Ein Szintillationskalorimeter für das
COSY-Flugzeitspektrometer**

Karsten Schmidt



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3142

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3142

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 02461/61-61 02 · Telefax : 02461/61-61 03 · Telex : 833556-70 kfa d

Ein Szintillationskalorimeter für das COSY-Flugzeitspektrometer

Karsten Schmidt

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	2
1.1	Der Jülicher Protonenbeschleuniger COSY	2
1.2	Das Flugzeitspektrometer	3
1.3	Das Szintillationskalorimeter	5
1.3.1	Motivation für einen Energiedetektor am TOF	5
1.3.2	Technische Daten und Aufbau der Testmodule	8
2	Messungen mit Höhenstrahlung	13
2.1	Höhenstrahlung	13
2.2	Eichung in Photoelektronen	15
2.3	Versuchsaufbau	16
2.3.1	Teststand für Höhenstrahlungsmessungen	16
2.3.2	Elektronik und Datenaufnahme	17
2.4	Auswertung	19
2.4.1	Zeitdifferenzspektren	19
2.4.2	Eichung in Einheiten von Photoelektronen	20
2.4.3	Energieverlustspektren	23
3	Messungen mit Pionen	27
3.1	π -Zerfall in Materie	27
3.2	Versuchsaufbau	32
3.2.1	Aufbau des Kalorimeters am π E3-Kanal	33
3.2.2	Datenaufnahme und Elektronik	36
3.3	Auswertung	43
3.3.1	Trennung von einlaufenden π , μ und e	43
3.3.2	Die Energieverlustspektren	46
3.3.3	π^+/π^- -Identifikation anhand des prompten Zerfalls	48
3.3.4	π^+/π^- -Identifikation anhand des verzögerten Zerfalls . . .	54
4	Zusammenfassung und Ausblick	57
A	Ortsinterpolation in Quirlpixeln anhand der Zeitdifferenz	58

Kapitel 1

Einführung

Die präzise Untersuchung von Proton-Proton- und Proton-Deuteron-Reaktionen leistet einen wichtigen Beitrag zur Festigung unseres Verständnisses der Wechselwirkung zwischen Nukleonen. Eine gute Beschreibung dieser Wechselwirkung wird durch effektive Mesonenaustauschmodelle gegeben. Für die experimentelle Prüfung steht mit dem Protonenbeschleuniger COSY und dem externen TOF-Spektrometer ein ideales Instrument zur Verfügung.

1.1 Der Jülicher Protonenbeschleuniger COSY

Der Anfang 1993 in Betrieb genommene Beschleuniger ist für Protonenimpulse zwischen 0.3 und 3.3 GeV/c ausgelegt. Die Bezeichnung COSY (=COoler-SYnchrotron) [MAI92] deutet an, daß die Protonen entlang einer festen, etwa 184 m langen Umlaufstrecke durch kontinuierliche Steigerung der Magnetfelder von Umlenk- und Fokussiermagneten beschleunigt werden und daß am Ende ein „gekühlter“ Strahl zur Verfügung steht. „Kühlung“ bedeutet in diesem Zusammenhang eine weitestgehende Verringerung sowohl der Impulsunschärfe als auch der transversalen Ausdehnung der Strahlteilchen. Dies wird im Bereich der durch den Vorbeschleuniger JULIC mit einer Energie von 40 MeV injizierten Protonen durch monoenergetische Elektronen erreicht, die in den umlaufenden Protonenstrahl eingeschleust werden. Auf einer Länge von rund 2 m können die Protonen durch Stöße mit den viel leichteren Elektronen einen Teil ihres Transversalimpulses abgeben. Der Strahldurchmesser wird dadurch auf ein Zehntel seiner ursprünglichen Ausdehnung reduziert. Mittlerweile wurden auf diese Weise Emittanzen von 0.25 bzw. 0.43 π mm mrad erzielt [MAI93].

Oberhalb dieses Impulsbereiches bis hin zum Maximalimpuls wird die sogenannte stochastische Kühlung eingesetzt: Hierzu wird die Abweichung der Teilchenpakete von der Sollage gemessen und daraus ein Korrektursignal gebildet, welches an geeigneter Stelle zur Verkleinerung dieser Abweichung benutzt wird. Die erwartete Impulsunschärfe mit stochastischer Kühlung liegt bei $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-4}$. Die beschleunigten Protonen stehen für die internen Experimente COSY-11, EDDA und 0°-Facility sowie für die externen Experimente BIG KARL, NEMP und TOF zur Verfügung.

Zur Untersuchung der Spinabhängigkeit in der Proton-Proton-Wechselwirkung

wurde eine polarisierte Quelle gebaut. Ein polarisiertes Target befindet sich zur Zeit in Entwicklung.

1.2 Das Flugzeitspektrometer

Mit dem TOF-Spektrometer [KIL88] (siehe Abbildung 1.1) werden Reaktionen mit geringem Verzweigungsverhältnis untersucht. Beispiele für solche Reaktionen sind Bremsstrahlung ($pp \rightarrow pp\gamma$) [KUH93], Produktion der neutralen η - bzw. η' -Mesonen [ROD93], assoziierte Strangenessproduktion ($pp \rightarrow K^+(\Lambda \rightarrow p\pi^-)p$) [TUR88, KIR94, WIR95] und die Lebensdauerermessung von Hypertritium.

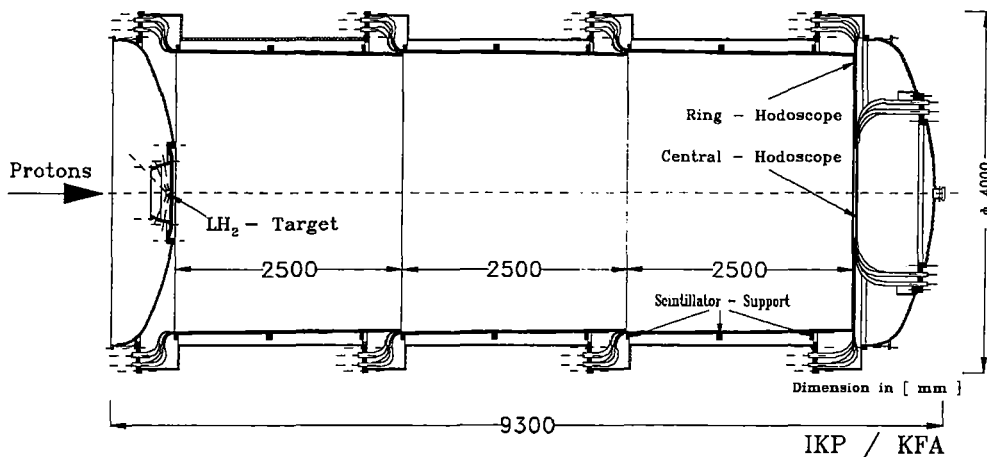


Abbildung 1.1: Querschnitt durch das TOF-Spektrometer

Die Hauptprobleme bei allen Messungen dieser Art sind eine möglichst effektive Untergrundreduktion und eine vollständige Vielteilchenakzeptanz. Daher wurde bei allen Komponenten des TOF versucht, das Konzept eines materiefreien Detektors mit größtmöglicher Perfektion zu verwirklichen.

Target. Bei der Entwicklung des Targets [NAK93] [JAE94] spielten unter anderem folgende Aspekte eine Rolle:

1. Für eine exakte Rekonstruktion des Reaktionsvertex' sind die Abmessungen so gering wie möglich zu halten.
2. Um eine hohe Luminosität und damit eine hohe Reaktionsrate zu erhalten, ist eine große Massenbelegung des Targets erforderlich. Anstelle eines gasförmigen Targets wird daher ein Flüssigwassertarget von 4 mm Dicke verwendet.
3. Zur Reduktion von Untergrundereignissen ist der das Targetvolumen umschließende Kupferzylinder (Durchmesser: 6 mm) nur wenig größer als der Strahldurchmesser (1–2 mm). Aus demselben Grund sind auch die Folien der Ein- und Austrittsfenster so dünn wie möglich gehalten ($2 \times 1.5 \mu\text{m}$ Hostaphan).

Startzähler. Für diese Komponente des TOF-Spektrometers gibt es zwei Versionen:

1. „Rossendorfer Startdetektor“ [MIC91]: Er besteht aus zwei Ringen von jeweils 16 trapezförmigen, 0.5 mm dicken Szintillatorplättchen, die über einen

Hohllichtleiter mit $6\text{ }\mu\text{m}$ Wandstärke und einen Plexiglaslichtleiter von Photomultipliern ausgelesen werden. Insgesamt wird damit ein Laborwinkelbereich θ_{lab} zwischen 2.5 und 90° überdeckt.

2. „Erlanger Startdetektor“ [KIR94]: Diese Version ist speziell auf die Messung der assoziierten Strangenessproduktion ausgelegt. Neben der eigentlichen „Starttorte“ (Szintillatoren) folgen in Strahlrichtung noch der sogenannte „Ringdetektor“ (Si- μ -Streifen, Abstand zur Starttorte $\approx 1\text{ cm}$) und ein Faserhodoskop (Szintillatoren, Abstand zur Starttorte $\approx 8\text{ cm}$). Durch diese Anordnung ergibt sich für ein zwischen Ringdetektor und Faserhodoskop zerfallendes Λ eine besonders einfache Signatur.

Stopdetektor [DAH94]. Die bisher beschriebenen Komponenten befinden sich alle im Deckel eines maximal 7.5 m langen und auf einen Druck von 10^{-2} mbar evakuierten Fasses mit einem Innendurchmesser von 3 m . Die dem Target gegenüberliegende Endkappe wird durch zwei Anordnungen von Szintillatoren überdeckt:

1. Das Zentralhodoskop („Quirl“) hat eine Strahldurchführung von 8.4 cm Durchmesser und einen Außendurchmesser von 1.16 m . Es besteht aus drei je 5 mm dicken Lagen von Szintillatoren, von denen die erste aus 48 torstenstückförmigen und die nachfolgenden aus je 24 links- bzw. rechtsgewundenen Segmenten bestehen. Die Koinzidenz von allen drei Lagen des Quirls liefert den *Richtungsvektor* einer Teilchenspur. Durch die Dreilagigkeit kann die eindeutige Rekonstruktion eines Events sichergestellt werden, auch wenn mehrere Spuren vorliegen. Aus dem gewichteten Mittelwert der zugehörigen TDCs kann die *Flugzeit* der Teilchen und damit deren *Geschwindigkeit* bestimmt werden. Ferner werden die ADCs aller Quirlszintillatoren ausgelesen und erlauben ebenfalls eine Geschwindigkeitsbestimmung anhand des Energieverlusts. Zusammen mit einer Massenhypothese erhält man schließlich die Vierervektoren aller geladenen Reaktionsprodukte.

Anhand der Missing-Mass-Spektren konnten bereits Reaktionen mit ungeladenen Reaktionsprodukten ($pp \rightarrow pp\gamma$, $pp \rightarrow pn\pi^+$, $pp \rightarrow pp\pi^0$) erfolgreich untersucht werden [DAH95].

2. Der sich an den Quirl-detektor bündig anschließende „Ringdetektor“ überdeckt den noch fehlenden Bereich mit einem Durchmesser zwischen 1.14 m und 3.00 m . Er setzt durch seine Segmentierung die Struktur des Quirls nach außen hin fort, jedoch mit der doppelten Anzahl von Zählern. Diese TOF-Komponente befindet sich gerade in Bau.

Für die Faßhodoskope, die die Wand des Zylinders bilden, wurde in Jülich ein Konzept erarbeitet, das eine Fortsetzung der dreilagigen Topologie von Quirl und Ring vorsieht. Die Lichtauskopplung der einzelnen Szintillatoren erfolgt hierbei einseitig. Ein anderes Konzept sieht die einlagige Belegung mit geraden Szintillatoren vor, die beidseitig ausgelesen werden. In jedem Fall ist das Faß in drei Segmente von je 2.5 m Länge unterteilt, so daß bei der effektiven Abschwächlänge der Szintillatorstreifen von rund 2 m die Photonenausbeute auch an dem der Auslese entgegengesetzten Ende nicht zu stark reduziert wird. Dies ist wichtig, um eine gute Zeitaufösung erzielen zu können.

Durch die hohe Modularität des TOF-Spektrometers wird eine einfache Anpassung an experimentelle Bedürfnisse erzielt: Die beiden Deckel mit einem Wölbungsradius von etwa einem halben Meter können konvex oder konkav an die beiden Enden des aus bis zu drei Faßsegmenten bestehenden „Barrels“ montiert werden.

1.3 Das Szintillationskalorimeter

1.3.1 Motivation für einen Energiedetektor am TOF

Die Aussparung hinter dem „Quirl“ bietet genügend Platz für den Einbau eines hadronischen Niederenergiekalorimeters, das aus Szintillatorblöcken besteht, die nach hinten über Plexiglaslichtleiter von Photomultipliern ausgelesen werden. Um eine möglichst vollständige Flächenüberdeckung auch bis zu den Rändern hin zu erzielen, bietet sich die Verwendung von wabenförmigen Modulen mit einer Schlüsselweite von 14 cm an. Eine schematische Darstellung des aus insgesamt 84 Hexagons bestehenden Kalorimeters ist Abbildung 1.2 zu entnehmen. Der Radius der größten Kreisfläche, die vollständig vom Energiedetektor überdeckt wird, ist mit 63 cm etwas größer als der des Quirls (58 cm). Durch einen Stahlboden ist das unter Normaldruck betriebene Kalorimeter vom Vorvakuum im TOF-Tank getrennt.

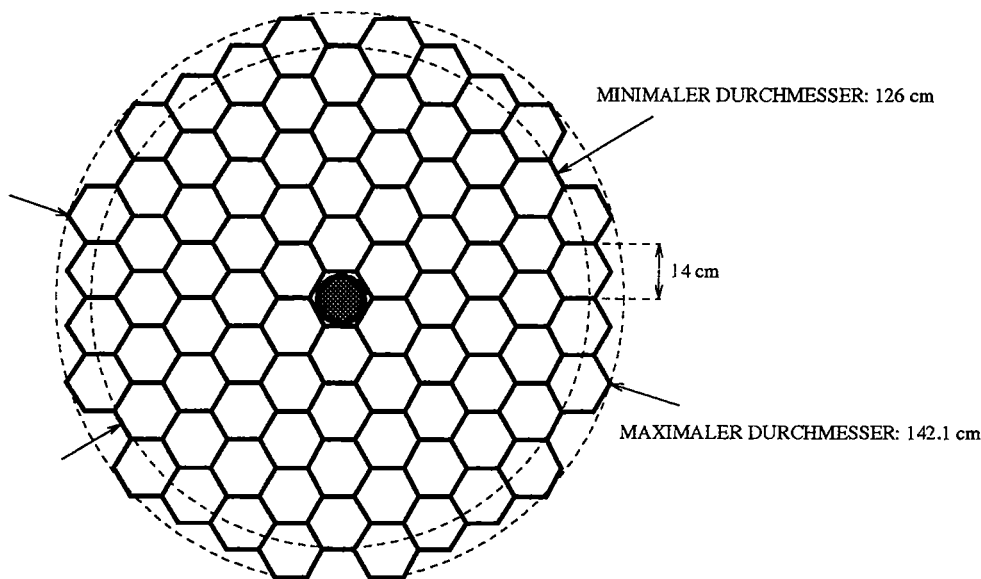


Abbildung 1.2: Frontansicht des aus 84 hexagonalen Szintillatorblöcken bestehenden Kalorimeters

Aus Abbildung 1.3 geht hervor, daß mit kürzer werdender Flugstrecke die Genauigkeit bei der Bestimmung der kinetischen Energie stark abnimmt. Dies ist insbesondere für schnelle Teilchen der Fall: für Teilchengeschwindigkeiten $\beta > 0.5$ ist die relative Auflösung der kinetischen Energie bei einer Flugstrecke von beispielsweise einem Meter nur noch schlechter als 10 %.

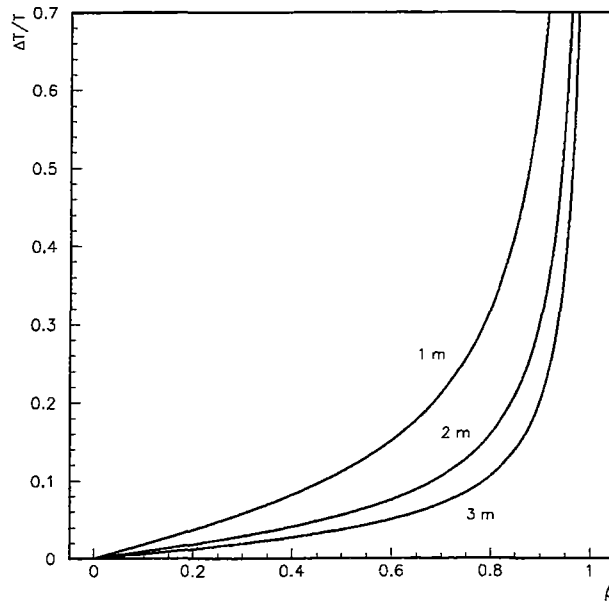


Abbildung 1.3: Auflösung der aus der Flugzeit bestimmten kinetischen Energie bei 1, 2 und 3 m Flugstrecke in Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit; dabei wurde eine Zeitauflösung von $\Delta t = 300$ ps zugrundegelegt

Aufgrund ihrer geringen Lebensdauer können geladene Pionen und Kaonen ($c \cdot \tau_\pi \approx 7.8$ m, $c \cdot \tau_K \approx 3.7$ m) jedoch gerade in der kurzen TOF-Version mit höherer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Durch eine Energiemessung mit hoher Auflösung kann die Genauigkeit bei der Rekonstruktion der Vierervektoren verbessert werden.

Ein weiterer Vorteil des Kalorimeters besteht darin, daß die Energieinformation auch bei fehlendem Startsignal ausgewertet werden kann.

Teilchen, die im Kalorimeter gestoppt werden, können ohne Massenhypothese allein anhand der Messung von deren kinetischer Energie (durch das Kalorimeter) und Geschwindigkeit (aus Richtungsvektor und Flugzeit vom TOF) direkt identifiziert werden. Darüberhinaus kann eine Unterscheidung von positiven und negativen π - bzw. K -Mesonen aufgrund unterschiedlicher Absorptions- und Wechselwirkungsprozesse im Szintillator erreicht werden (mehr dazu in Kapitel 3). Der Nachweis von Neutronen sollte - wenn auch nur mit geringer Effizienz - ebenfalls möglich sein.

Um eine gute Energieauflösung zu erhalten, ist die Länge des Energiedetektors so zu bemessen, daß die Wahrscheinlichkeit für Reaktionen und Stöße an den Kernen des Szintillators so gering wie möglich ist. Die nukleare Wechselwirkungs- bzw. Stoßlänge im Szintillatormaterial liegt (unter der Annahme sehr hoher Impulse) bei $\lambda_T = 56.6$ cm bzw. $\lambda_I = 79.5$ cm [PDG94]. Damit erhält man bei 45 cm Flugstrecke im Szintillatormodul eine Gesamtwahrscheinlichkeit für einen nuklearen Prozeß von etwa 75 %. Für Teilchen, die schon nach 30 cm im

Szintillator steckenbleiben, reduziert sich dieser Wert auf weniger als 60 %.

Durch die Länge der Module wird der dynamische Bereich des Kalorimeters nach oben begrenzt. Dies geht deutlich aus Abbildung 1.4 hervor, wo der Energieverlust verschiedener Teilchen gegen deren Geschwindigkeit aufgetragen ist: Solange Teilchen im Szintillator gestoppt werden, entspricht ihr Energieverlust gerade ihrer kinetischen Energie. Eine Teilchenidentifikation ist dann leicht möglich. ^3He hebt sich infolge seiner zweifachen Ladung deutlich von den anderen, nur einfach geladenen Teilchen ab. Oberhalb einer bestimmten Geschwindigkeit bleiben die Teilchen nicht mehr im Energiedetektor stecken. Ihr Energieverlust wird dann näherungsweise durch einen $\frac{1}{\beta^2}$ -Verlauf (Bethe-Bloch-Formel) dominiert - eine Unterscheidung zwischen den einfach geladenen Teilchen ist nun nicht mehr so leicht möglich.

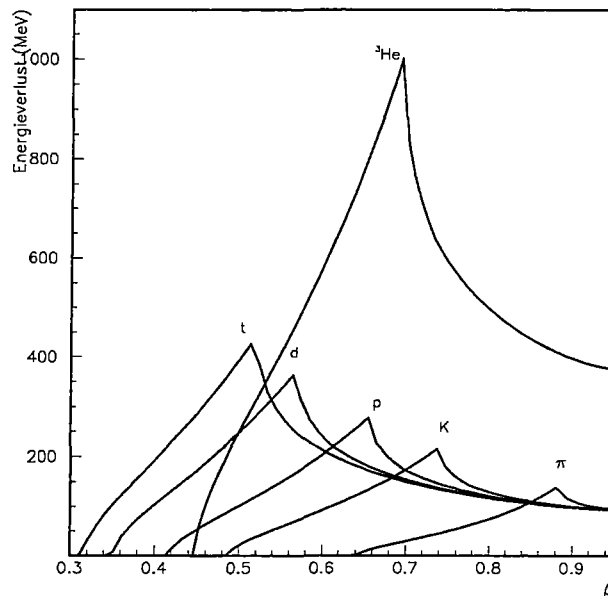


Abbildung 1.4: Dynamischer Bereich des Kalorimeters (Modullänge: 45 cm; berücksichtigt wurden Energieverluste in 15 mm Quirlszintillator und 10 mm Stahlboden des TOF-Tanks)

Bevor Teilchen im Kalorimeter nachgewiesen werden können, müssen sie zunächst die insgesamt 15 mm dicken Szintillatoren des Quirls und den rund 10 mm dicken Stahlboden des TOF-Tanks durchlaufen; dabei verlieren sie einen Teil ihrer Energie. Durch diese beiden „Absorber“ wird der dynamische Bereich des Kalorimeters nach unten abgesteckt. Da auch mit dem Quirl eine Energiemessung möglich ist, entsteht der eigentliche „tote Bereich“ da, wo Teilchen im Stahl steckenbleiben.

Die dynamischen Bereiche von Quirl und Kalorimeter sind für verschiedene Teilchen und unterschiedliche Kalorimeterlängen in den Tabellen 1.1 und 1.2 zusammengefaßt. Darin ist der Minimalimpuls für den Quirl durch die Bedingung gegeben, daß ein Teilchen in mindestens zwei der drei Lagen nachgewiesen werden muß (entsprechend 7 mm Weglänge im Szintillator).

Teilchen	p_{min} [MeV/c]	p_{max} [MeV/c]
$\pi^\pm$	57	70
$K^\pm$	141	172
p	228	280
d	374	460
t	499	610
3He	735	900

Tabelle 1.1: Dynamischer Bereich des Quirls (für kleine Winkel)

Länge [cm]		10	30	45	60
Teilchen	p_{min} [MeV/c]	p_{max} [MeV/c]			
$\pi^\pm$	118	161	222	260	297
$K^\pm$	277	362	471	534	590
p	439	566	725	814	893
d	713	914	1162	1290	1401
t	949	1214	1533	1704	1845
3He	1415	1853	2401	2706	2967

Tabelle 1.2: Dynamischer Bereich des Kalorimeters bei verschiedenen Szintillatorlängen

1.3.2 Technische Daten und Aufbau der Testmodule

Szintillator. Die wabenförmigen Plastiksintillatoren wurden in der gewünschten Form von der Firma BICRON geliefert. Für Testzwecke standen sechs Module vom Typ BC-416 und ein Modul vom Typ BC-400 zur Verfügung. Die vom Hersteller angegebenen physikalischen Eigenschaften [BICRON] sind in Tabelle 1.3 wiedergegeben.

Die angegebene Abschwächlänge gilt für einen unendlich ausgedehnten Szintillator (bulk attenuation length). Davon zu unterscheiden ist die technische (oder effektive) Abschwächlänge, die von der Formgebung des Szintillators abhängt und in aller Regel deutlich kürzer ist. Das liegt daran, daß die Photonen in einem endlichen Szintillator mehrfach an der Oberfläche reflektiert werden und dabei jedesmal etwas an Intensität verlieren. Dieser Effekt spielt insbesondere bei Szintillatoren eine Rolle, deren Länge viel größer ist als der Durchmesser, was zum Beispiel bei fast allen im eigentlichen TOF-Spektrometer verwendeten Szintillatoren der Fall ist. Beim Kalorimeter ist dieser Effekt nicht so gravierend, da nur ein ganz geringer Teil der Photonen über eine große Anzahl von Reflexionen den Photomultiplier erreicht.

	Szintillatortyp	
	BC-400	BC-416
Lichtausbeute [% Anthrazene]	65	50
Wellenlänge max. Emission [nm]	423	434
Zerfallskonstante [ns]	2.4	4.0
Abschwächlänge [cm]	250	400
Brechungsindex	1.581	1.580
H/C-Verhältnis	1.103	1.110
Dichte [g/cm ³]	1.032	1.032

Tabelle 1.3: Physikalische Eigenschaften der Plastiksintillatoren BC-400 und BC-416 von BICRON

Unter der angegebenen Zerfallskonstante ist die Hauptkomponente der Abklingzeit eines im Szintillator erzeugten Lichtblitzes zu verstehen.

Lichtleiter. Die sensitive Fläche des Photomultipliers steht mit der hexagonalen Querschnittsfläche eines Szintillatorblocks im Verhältnis 1:1.8. Der Übergang zwischen den beiden Detektorkomponenten erfolgt mittels eines geeignet geformten Plexiglaslichtleiters. Er besteht aus einem Kegelstumpf, der an seinem dickeren Ende entsprechend der hexagonalen Grundfläche des Szintillators angeschliffen ist. Zur Befestigung eines Klemmrings läuft der Lichtleiter zum dünneren Ende hin zylindrisch aus. Der Brechungsindex von Plexiglas ist $n_{\text{Plexiglas}} = 1.48$, die Abschwächlänge liegt bei etwa 6 m.

Photomultiplier. Für die Lichtauslese wurden 5"-Photomultiplier XP4512B von PHILIPS eingesetzt. Die kreisförmige Photokathode hat einen Durchmesser von 11 cm. Weitere Kenngrößen sind in Tabelle 1.4 zusammengestellt [PHILIPS].

Spannungsteiler. In Verbindung mit der oben beschriebenen Röhre wird von PHILIPS auch ein Spannungsteiler angeboten. Die technischen Daten dieser auch für unsere Testmessungen verwendeten Spannungsteilerbasis sind in Tabelle 1.5 aufgestellt.

Der Schaltplan ist Abbildung 1.5 zu entnehmen. Ein Regelwiderstand zur Einstellung der Spannung an dem zwischen Photokathode und der ersten Dynode liegenden Gitter dient dazu, die Fokussierung zu optimieren. Auf diese Möglichkeit wird noch einmal kurz in Kapitel 2.2 eingegangen.

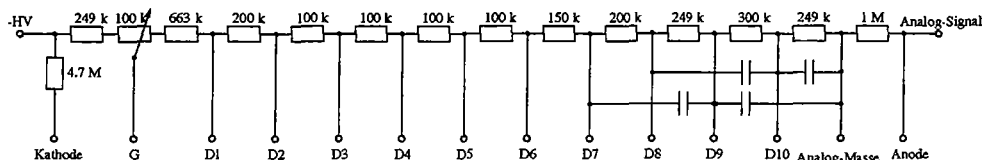


Abbildung 1.5: Schaltplan der Spannungsteilerbasis VD105B von PHILIPS

μ -Metall-Abschirmung. Die Verwendung eines μ -Metalls ist in aller Regel unerlässlich (siehe auch [LEO94], Kapitel 8.8.2). Im allgemeinen reagiert der Bereich, in dem von der Photokathode ausgehende Elektronen auf die erste

Eintrittsfenster: Material Brechungsindex (bei 400 nm) cut-off-Wellenlänge (10 %-Level)	CaO-Glas 1.54 300 nm
Photokathode: Material Wellenlänge max. Empfindlichkeit	SbKCs 400 nm
Dynoden- konfiguration zahl	linear fokussierend 10
Verstärkung: nominal maximal	$3 \cdot 10^7$ $2 \cdot 10^8$
Betriebsspannung: für nominale Verstärkung maximal	1600–2600 V 2700 V
Stabilität über 16 h	1 %
Linearität ($\pm 2\%$)	für Anodenströme ≤ 80 mA
Zeitverhalten: Anstiegszeit FWHM	2.1 ns 3.0 ns

Tabelle 1.4: Physikalische Eigenschaften des Photomultipliers XP4512B von PHILIPS

Gesamtwiderstand	2.8 M Ω
Gleichstromlinearität	35 μ A
max. Betriebsspannung	2700 V
max. Leistungsaufnahme	2.6 W

Tabelle 1.5: Kenngrößen der Spannungsteilerbasis VD105B von PHILIPS

Dynode fokussiert werden, am empfindlichsten auf äußere Magnetfelder. Die ebenfalls von PHILIPS bezogene Abschirmung MS175 ist laut Hersteller bis zu Feldstärken von 5 mT wirksam.

Mechanische Halterung. Bevor mit den eigentlichen Messungen begonnen werden kann, muß zunächst eine Vorrichtung geschaffen werden, mit der die oben beschriebenen Komponenten in geeigneter Weise miteinander verbunden werden. Bei der Konstruktion nehmen folgende Randbedingungen Einfluß:

1. Die einzelnen Module sollen entsprechend der späteren Anordnung im Energiedetektor ohne großen Zwischenraum stapelbar sein.
2. Die Verwendung von „toter Materie“ soll auf ein Minimum reduziert werden.
3. Jedes der Module soll einzeln eingesetzt werden können und muß daher lichtdicht sein.

Abbildung 1.6 zeigt schematisch den Querschnitt durch ein Kalorimetermodul.

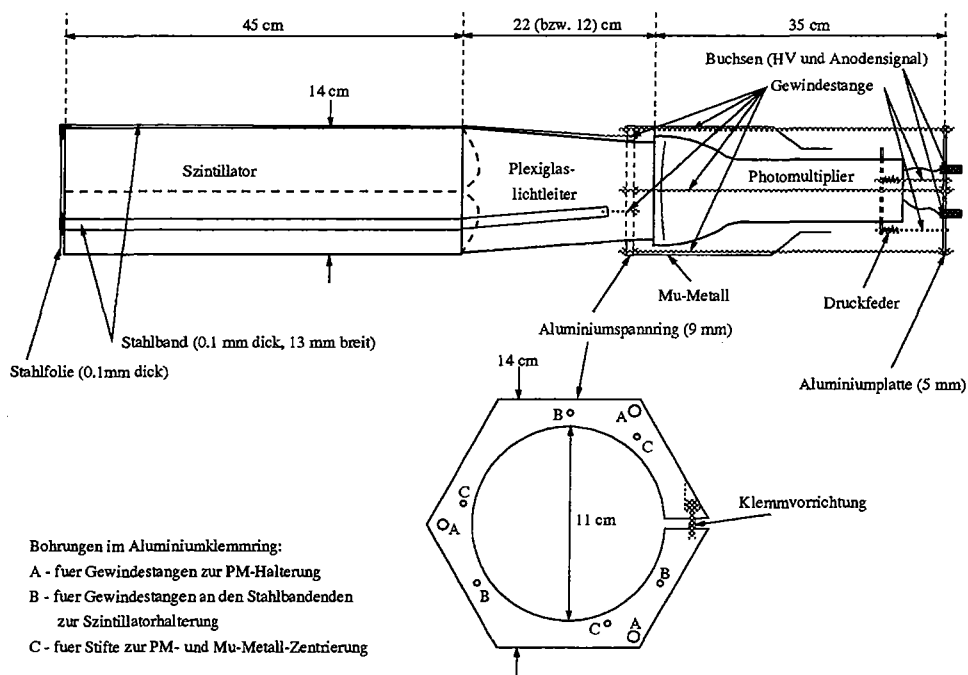


Abbildung 1.6: Querschnitt durch ein einzelnes Kalorimetermodul

Die optische Ankopplung zwischen den einzelnen Komponenten erfolgt durch Siliconöl (DC-200 von SERVA FEINBIOCHEMIKA (Heidelberg)). Um möglichst wenig Photonen zu verlieren, werden Lichtleiter und Szintillator in 20 μm dicke aluminisierte Mylarfolie eingepackt.

Die Fixierung des Lichtleiters auf dem Szintillator erfolgt durch drei 0.1 mm dicke und 13 mm breite Stahlbänder, die entlang jeder zweiten der insgesamt sechs Seitenflächen des Szintillatorblocks verlaufen. Diese Bänder sind an dem einen Ende (mittels Punktschweißverfahren) an einem die gesamte Szintillatorstirnfläche abdeckenden, ebenfalls 0.1 mm dicken Stahlblech befestigt. An das andere Ende wird ein Stück Gewindestange gelötet, das durch eine entsprechende Bohrung in einem Spannring um das dünnere Ende des Lichtleiters gezogen werden kann. Mittels einer Schraube kann die Zugspannung, mit der Lichtleiter und Szintillator zusammengehalten werden, reguliert werden. Um ein Verrutschen zu vermeiden, wird die Nahtstelle zwischen Lichtleiter und Szintillator mit einem rund 25 μm dicken und 10 mm breiten, selbstklebenden, alubeschichteten Kunststoffband umwickelt. Die Metallbänder werden an den Szintillatorkanten mit einem Stückchen Gummimatte unterlegt: Dies ist notwendig, um eine Beschädigung des Plastikszintillators zu vermeiden und ein Brechen des Stahlbandes zu verhindern.

Dadurch, daß die Sechseckform des Szintillators ohne Bedenken auf die äußere Form des oben genannten Aluminiumspannrings fortgesetzt werden kann, ist dort genügend Platz für die Befestigung des Photomultipliers einschließlich der μ -Metall-Abschirmung (mit zum Teil etwas mehr als 14 cm Durchmesser!). Dazu

wird an drei der sechs Ecken eine Gewindestange befestigt und etwa 35 cm in Richtung der Photomultiplierbasis geführt. Eine dort montierte, ebenfalls hexagonale Aluplatte ist mit je einer BNC- und HV-Buchse versehen und bildet den Abschluß eines Moduls.

Für die Fixierung der Röhre ist an deren Spannungsteilerbasis ein Metallring mit drei Löchern vorgesehen. Durch drei Gewindestifte ist dieser Ring über eine Druckfeder mit der oben genannten Abschlußplatte verbunden. Die Verwendung von Federn soll ein Verkippen des Photomultipliers auf dem Lichtleiter verhindern.

Die Zentrierung des Eintrittsfensters der Röhre auf dem Lichtleiter und der μ -Metall-Abschirmung um den Photomultiplier erfolgt mit Hilfe von drei relativ flexiblen Kunststoffstiften, die am Spannring befestigt sind.

Das gesamte Modul ist lichtdicht eingepackt: Für die Stirnfläche des Szintillators und den Bereich der Röhre wird schwarze Cobexfolie (Dicke: 250 μm) verwendet, Szintillator und Lichtleiter werden mit zwei Lagen Scotchtape (PVC, schwarz, ungedehnt 250 μm dick) umwickelt.

Kapitel 2

Messungen mit Höhenstrahlung

Eine überall auf der Erde verfügbare und preiswerte Möglichkeit für einen Detektortest ist durch die Verwendung von Höhenstrahlung als Teilchenquelle gegeben. Anhand der in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wollen wir uns einen ersten Eindruck von der Lichtsammlung im Szintillationskalorimeter verschaffen.

2.1 Höhenstrahlung

Unter Höhenstrahlung versteht man im allgemeinen die gesamte aus dem Welt- raum auf die Erde einlaufende Strahlung zusammen mit ihren Folgeproduk- ten. Genauer unterscheidet man zwischen einer primären und einer sekundären Komponente.

Primäre oder kosmische Strahlung. Sie besteht aus stabilen Teilchen, die mit einer Energie von mehr als 10^8 eV ohne besondere Vorzugsrichtung aus dem All auf die Erdatmosphäre treffen. Die Festlegung einer unteren Grenze für die Teilchenenergie ist Konvention und schließt von der Sonne kommen- de Strahlung aus. Die Zusammensetzung der geladenen primären Komponente, wie sie in Tabelle 2.1 [ALL84] gezeigt ist, weist nur einen geringen Anteil an schweren Kernen mit $Z \geq 3$ auf und steht deshalb im Widerspruch zu Urknall- theorien. Neben den dort erwähnten geladenen Teilchen sind auch Photonen und Neutrinos in der Höhenstrahlung enthalten.

Der Beschleunigungmechanismus, bei dem die Teilchen Energien bis zu 10^{20} eV

Teilchen	Anteil [%]
Protonen	84.0
α -Teilchen	12.5
Kerne mit $Z \geq 3$	2.5
Elektronen	1.0

Tabelle 2.1: Zusammensetzung der primären Komponente der Höhenstrahlung

erhalten, ist bis heute nicht vollständig geklärt: Ein mögliches Modell beruht auf der Tatsache, daß Teilchen, die von jedem Stern emittiert werden, durch Zusammenstöße mit intergalaktischer Materie im Mittel Energie gewinnen (Fermi-Mechanismus, um 1940). Unter Berücksichtigung von Strahlungsverlusten ist jedoch fraglich, ob ein solcher *mehrstufiger* Beschleunigungsvorgang letztlich zu derart hohen Teilchenenergien führen kann. Ein anderes Modell geht von einem *einstufigen* Beschleunigungsprozeß in einem Doppelstern aus.

Sekundäre Strahlung. Die Teilchen der primären Komponente kollidieren mit den Sauerstoff- und Stickstoffkernen der Erdatmosphäre. Die daraus resultierenden Elementarteilchen - hauptsächlich Pionen - , die ihrerseits wieder an Kernen reagieren können oder zerfallen, bilden zusammen mit ihren Folgeprodukten die Sekundärkomponente der Höhenstrahlung. Ein hochenergetisches, primäres Proton kann auf diese Weise bis zu 10^6 sekundäre Teilchen erzeugen, die als „Teilchenschauer“ an der Erdoberfläche nachgewiesen werden. Die ungefähre Zusammensetzung dieser Höhenstrahlungskomponente ist in Tabelle 2.2 [ALL84] wiedergegeben.

Teilchen	Anteil [%]
Myonen	70
Elektronen	25
Protonen	≤ 5

Tabelle 2.2: Zusammensetzung der sekundären Komponente der Höhenstrahlung

Die Tatsache, daß Myonen in dem beobachteten Maße die Erdoberfläche erreichen, liefert einen deutlichen Beleg für die Gültigkeit der speziellen Relativitätstheorie. Bei einer mittleren Energie der Myonen von etwa 2 GeV wird deren Zerfallszeit im Ruhesystem des Erdbeobachters auf $\tau_\mu^* = \gamma \cdot \tau_\mu$ mit $\gamma = E_\mu/m_\mu \approx 20$ gestreckt. Die Überlebenswahrscheinlichkeit auf Meeresniveau für ein Myon, das in 20 km Höhe aus einem Pionzerfall entsteht, erhöht sich somit von $7 \cdot 10^{-14}$ auf etwas mehr als 20 %.

Die Winkelverteilung der Myonen (gemessen gegen die Vertikale) gehorcht einer $\cos^2\theta$ -Abhängigkeit. Bei kleinen Energien läßt sich der Einfluß des Erdmagnetfeldes in einer Ost-West-Asymmetrie dieser Verteilung wiederfinden.

Die Beobachtung eines leichten Übergewichts von positiven gegenüber negativen Myonen ($N_{\mu^+}/N_{\mu^-} \approx 1.22$) kann nur dadurch erklärt werden, daß in der Primärstrahlung fast ausschließlich positiv geladene Teilchen enthalten sind.

Der Impuls der an der Erdoberfläche ankommenden Myonen ist mit $p > 300$ MeV/c ausreichend, um 15 cm Blei zu durchdringen. Die Myonen bilden daher die sogenannte harte Komponente der sekundären Höhenstrahlung im Gegensatz zur weichen Komponente, die im wesentlichen aus Elektronen besteht. Das differentielle Energiespektrum fällt ungefähr mit E^{-2} ab, oberhalb von einigen GeV sogar mit $E^{-3.6}$.

Der vertikale Fluß pro Raumwinkel und Fläche liegt bei etwa $100 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$ [PDG94].

2.2 Eichung in Photoelektronen

Die Funktionsweise eines Photomultipliers beruht im wesentlichen darauf, daß ein auf die Photokathode auftreffendes Photon mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (Quanteneffizienz) ein Elektron auslöst, das dann durch ein elektrisches Feld in Richtung der ersten Dynode gelenkt wird, wo es seinerseits Elektronen auslöst. Diese sekundären Elektronen werden auf eine zweite Dynode hin beschleunigt, wo eine dritte Generation von Elektronen ausgelöst wird. Durch die Hintereinanderschaltung von 10–14 solcher Dynodenstufen kann eine Verstärkung bis zu 10^8 erreicht werden. Im Idealfall ist die Ladung am Anodenausgang des Photomultipliers proportional zur Anzahl der auf die Photokathode treffenden Lichtquanten.

Das kleinste, physikalisch sinnvolle Ausgangssignal eines Photomultipliers entspricht also gerade einem durch ein einzelnes Photon an der Photokathode ausgelösten Elektron.

Um eine Eichung in Photoelektronen zu erhalten, brauchen wir eine „Lichtquelle“, die gerade so viele Photonen erzeugt, daß mit überwiegender Wahrscheinlichkeit *nur genau ein Elektron* an der Photokathode ausgelöst wird. Eine solche Photonenquelle läßt sich mit einer einfachen Leuchtdiode realisieren, die mit einem extrem kurzen Spannungsstoß (Anstiegszeit: 1.2 ns, FWHM: 2.3 ns) angesteuert wird. Ein abrupter Abbruch der Lichtemission kann dadurch erreicht werden, daß unmittelbar nach dem Strompuls in Durchlaßrichtung ein weiterer Strompuls in Sperrrichtung folgt. Dazu wird ein Clipkabel von 10–15 cm Länge verwendet, an dessen offenem Ende der Nadelimpuls reflektiert wird [SEF90]. Die Intensität der Photonen und damit die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von genau einem Photoelektron kann durch die Variation der Spannungsamplitude mittels verschieden starker Abschwächer beeinflusst werden.

Um eine deutliche Trennung des Ein-Photoelektron-Peaks vom Rauschen zu erleichtern, wird in der Regel eine viel höhere Versorgungsspannung der Röhre erforderlich sein als bei den Testmessungen mit Höhenstrahlung.

Im Verlauf der Messung des Ein-Photoelektron-Peaks sollte die Fokussierung des Photomultipliers optimiert werden. Dies geschieht bei den meisten Röhren mit Hilfe von Regelwiderständen innerhalb der ersten Spannungsteilerstufen des Photomultipliers. Das Schaltbild der von PHILIPS standardmäßig für die verwendeten 5"-Röhren empfohlenen Spannungsteilerbasis wurde bereits in Abbildung 1.5 (in Kapitel 1.3.2) gezeigt. Der vom Hersteller eingebaute Regelwiderstand erlaubt eine Variation der am Gitter zwischen der Photokathode und der ersten Dynode anliegenden Spannung in einem Bereich von etwa 25–35 % der gesamten Spannungsdifferenz. Eine Veränderung der Gitterspannung innerhalb dieses Bereiches hatte keinen sichtbaren Einfluß auf das Photoelektronenspektrum.

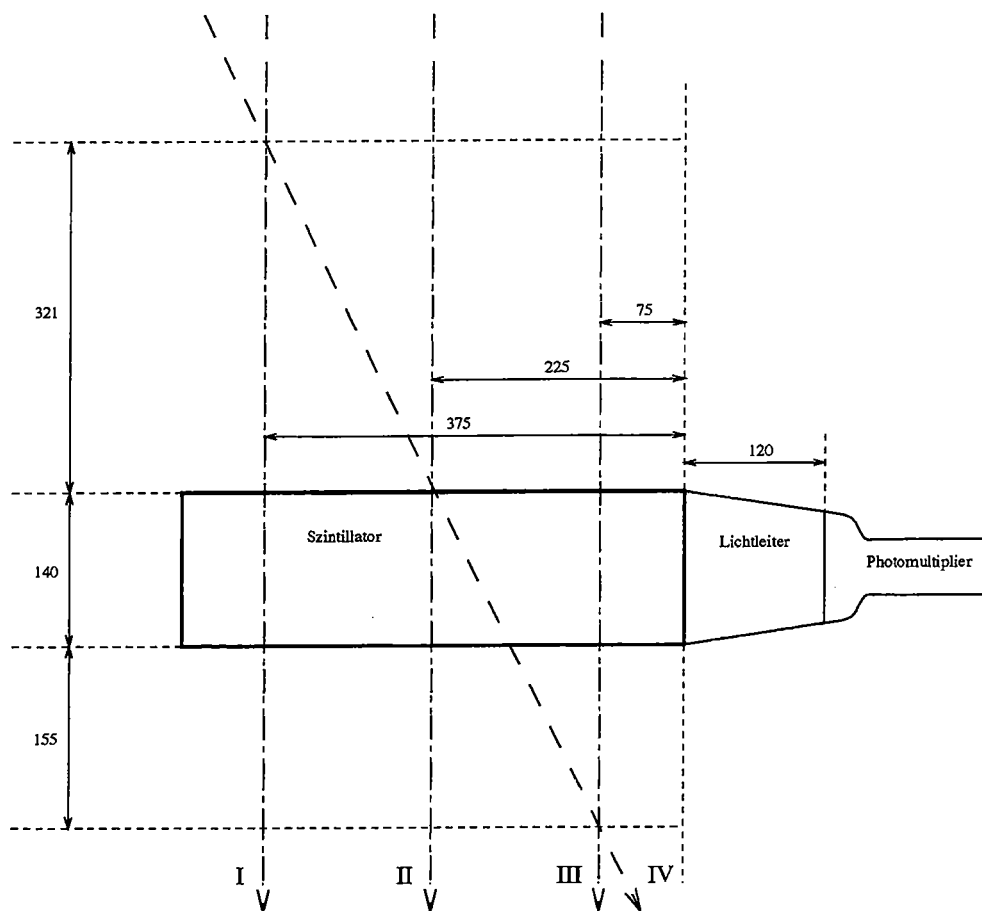


Abbildung 2.1: Versuchsanordnung für Höhenstrahlungsmessungen

2.3 Versuchsaufbau

Die Testmessungen mit Höhenstrahlung gestalten sich denkbar einfach: benötigt werden mindestens zwei Zähler, die eine feste Teilchenspür im zu untersuchenden Szintillatormodul definieren und mit deren Hilfe sich eine Triggerlogik realisieren läßt.

2.3.1 Teststand für Höhenstrahlungsmessungen

Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 2.1 skizziert. Die aktive Fläche der wegdefinierenden Zähler besteht aus Szintillatormaterial von 45 mal 115 mm Grundfläche und 4–5 mm Dicke. Damit der Weglängenunterschied im Kalorimeter so gering wie möglich gehalten werden kann, sind der obere und untere Szintillator um 90° gegeneinander gedreht. Die Abhängigkeit des Photomultiplierausgangssignals vom Entstehungsort im Szintillator kann untersucht werden, indem diese beiden Detektoren entlang der Modulachse verschoben werden. Gemessen wird in senkrechter Einfallsrichtung in der Mitte des Kalorimetermoduls und an den beiden Enden jeweils 75 mm vom Rand entfernt. Während einer Messung werden die Zähler oben und unten an entgegengesetz-

ten Enden montiert. Die Teilchenspur ist dadurch um knapp 26° gegen die Senkrechte geneigt und damit etwa 11 % länger als bei lotrechtem Einfall. In Abbildung 2.2 wird gezeigt, in welchem Maße der im Szintillator zurückgelegte Weg bei senkrechtem bzw. geneigtem Durchgang schwankt. In den Positionen I–III ist $\left(\frac{FWHM}{Peak}\right) < 0.5 \%$, in Position IV liegt dieser Wert bei rund 7.5 %.

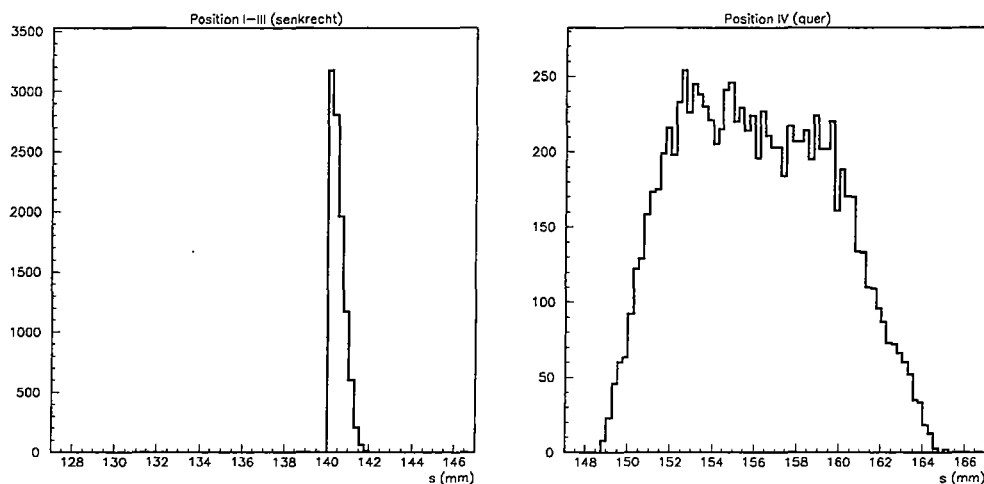


Abbildung 2.2: Streuung der Weglänge von Höhenstrahlungsteilchen im Szintillator

Für die Messung des Photoelektronenpeaks wird die eben beschriebene Leuchtdiode vor die ansonsten abgedunkelte Kathode des Photomultipliers montiert.

2.3.2 Elektronik und Datenaufnahme

Mit dem oben skizzierten Aufbau werden die ADCs und TDCs aller beteiligten Szintillationsdetektoren aufgezeichnet. Die verwendeten Elektronikmodule entsprechen alle dem NIM- bzw. CAMAC-Standard und sind in den Tabellen 2.3 und 2.4 aufgelistet.

Bezeichnung	Modell
Diskriminator (Leading Edge)	LECROY 4608C
Diskriminator (Leading Edge)	LECROY 821
Lineares Fan-In/Out	LECROY 428F
Koinzidenzlogik	LECROY 365AL
ECL-NIM-ECL - Wandler	LECROY 4616

Tabelle 2.3: Liste der verwendeten NIM-Elektronikmodule

Der Schaltplan ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Am Eingang der 2-aus-3-Koinzidenz ist der obere Zähler zeitdefinierend, falls er überhaupt angesprochen hat. Die Triggerbedingung, die nur zwei von den insgesamt drei Zählern verlangt, ist schwächer, als sich später bei der Auswertung als sinnvoll erweist. Die Auslese

Bezeichnung	Modell	Meßbereiche
FERA-ADC	LECROY 4300B	256/480 pC
TFC	LECROY 4303	100-1000 ns
CAMAC-Controller	DSP 6001	-

Tabelle 2.4: Liste der verwendeten CAMAC-Elektronikmodule

der CAMAC-Module erfolgt über einen CAMAC-Controller durch einen PC mit entsprechender Schnittstellenkarte.

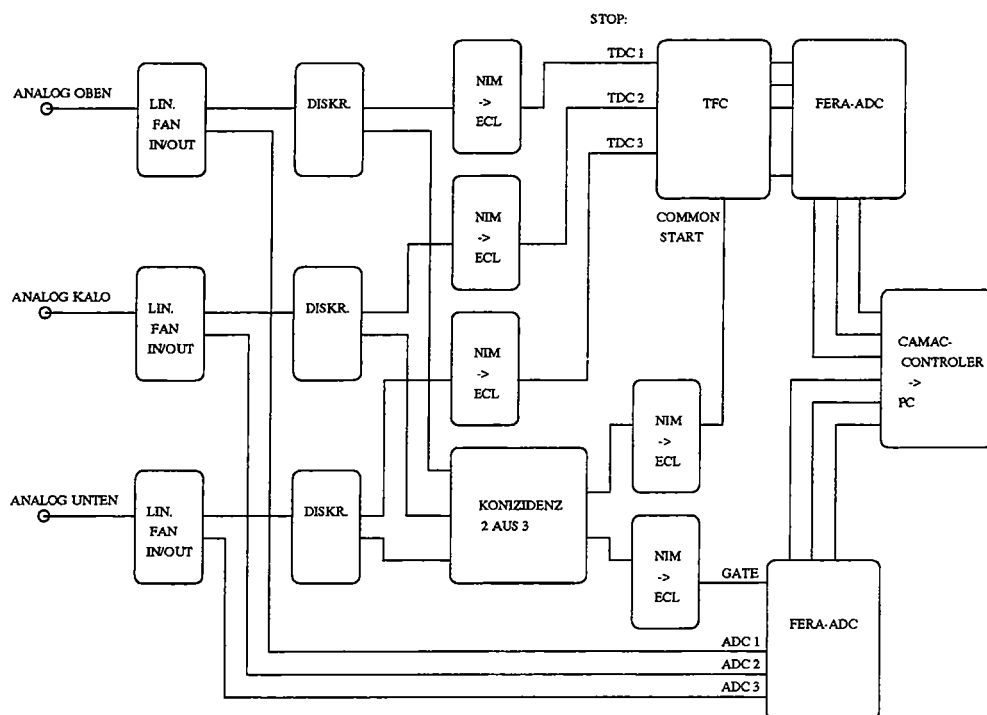


Abbildung 2.3: Elektronikschaltung für Testmessungen mit Höhenstrahlung

2.4 Auswertung

Die als n-Tuple auf Diskette gespeicherten Daten werden mit dem vom CERN bereitgestellten Programm PAW [CER92] ausgewertet. Dabei werden im folgenden nur solche Ereignisse betrachtet, bei denen ein Teilchen in allen drei Detektoren nachgewiesen werden kann, d.h. es wird gefordert, daß alle drei TDCs und ADCs angesprochen haben.

2.4.1 Zeitdifferenzspektren

Zunächst soll anhand von zwei verschiedenen Zeitdifferenzen eine Eichung der TDCs vorgenommen werden. Ferner werden uns die im folgenden angestellten Überlegungen zu der Gewißheit verhelfen, daß die gemessenen Teilchen tatsächlich hochrelativistisch und damit minimalionisierend sind.

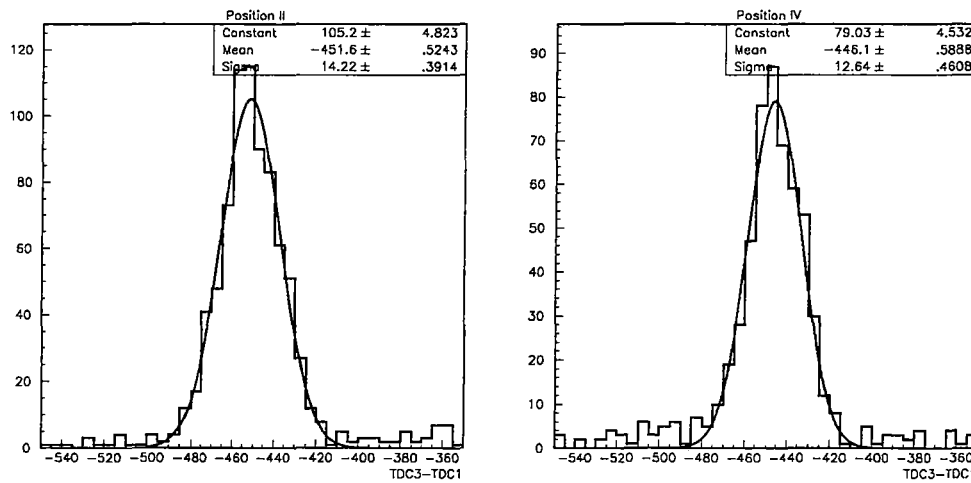


Abbildung 2.4: Flugzeitspektren bei verschiedenen Weglängen von Höhenstrahlungsteilchen

Flugzeitbestimmung. Im Rahmen der Höhenstrahlungsmessungen wurde mit vier verschiedenen Anordnungen der drei Detektoren gearbeitet. Bei Anordnung IV ist die Flugstrecke der für die Messung verwendeten Höhenstrahlungsteilchen etwa 11 % länger als bei den Anordnungen I–III. Dies kommt auch in den zugehörigen Zeitdifferenzspektren $TDC3 - TDC1$ zum Ausdruck, von denen zwei in Abbildung 2.4 dargestellt sind. Die Verteilungen lassen sich in guter Übereinstimmung mit einer Gaußkurve beschreiben. Ihr Mittelwert unterscheidet sich bei den beiden verschiedenen Flugstrecken um 5–6 TDC-Bins. Da die Flugstreckendifferenz $\Delta s = 69 \pm 5$ mm bekannt ist, kann unter der Annahme, daß die Teilchen sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, die Flugzeitdifferenz berechnet werden:

$$\Delta t_{of} = \Delta s/c = 230 \pm 17 \text{ ps.}$$

Dieser Wert muß den gemessenen 5–6 TDC-Bins entsprechen. Wir erhalten also für die TDC-Auflösung einen Wert von 42.5 ± 6.0 ps/TDC-Bin.

Lichtlaufzeiten. Als nächstes vergleichen wir die Lichtlaufzeiten von Photonen, die - entsprechend dem Eintrittsort der Höhenstrahlung - näher oder weiter entfernt vom Photomultiplier entstehen. Sehen wir uns dazu Abbildung 2.5 an:

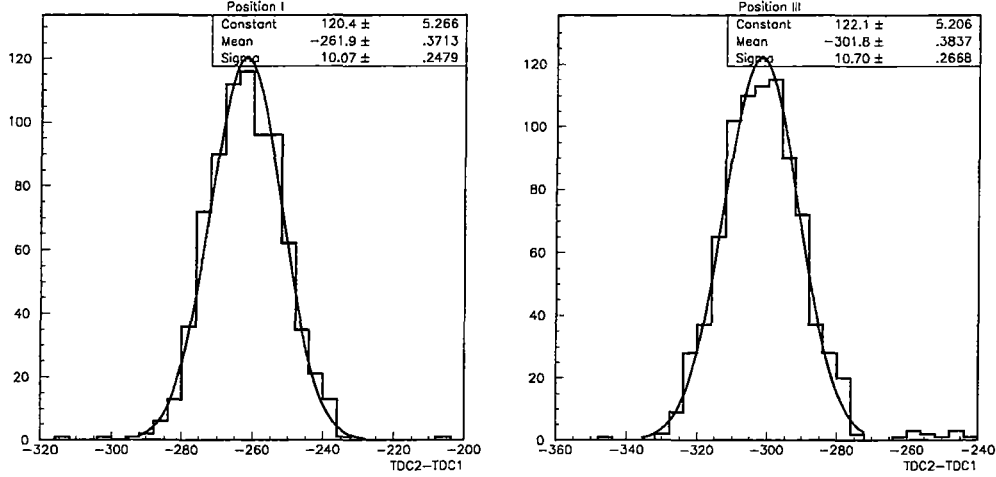


Abbildung 2.5: Lichtlaufzeiten der direkten Photonen bei verschiedenen Eintrittsorten von Höhenstrahlungsteilchen

Die dort gegenübergestellten Zeitdifferenzspektren $TDC2 - TDC1$ zeigen die erwarteten gaußförmigen Verteilungen, deren Schwerpunkte entsprechend der Lichtlaufzeitdifferenz rund 40 TDC-Bins voneinander getrennt sind. Die Entstehungsorte der Photonen bei den beiden gezeigten Spektren liegen etwa $\Delta s = 300 \pm 5$ mm auseinander. Mit dem vom Hersteller angegebenen Brechungsindex $n_{Szinti} = 1.58$ ergibt sich die Lichtlaufzeitdifferenz der direkten Photonen zu

$$\Delta t_{Licht} = \frac{\Delta s \cdot n_{Szinti}}{c} = 1.58 \text{ ns.}$$

Daraus erhalten wir schließlich die TDC-Kalibration mit 39.6 ± 0.8 ps pro TDC-Bin. Dieser Wert ist wegen der kleineren Unsicherheit bezüglich der Wegdifferenz zuverlässiger als der aus der Teilchenflugzeit berechnete.

Die Tatsache, daß bei beiden der oben vorgestellten Methoden im Rahmen der Meßgenauigkeit diesselbe TDC-Kalibration herauskommt, liefert eine deutliche Bestätigung dafür, daß die gemessenen Teilchen sich fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegen.

2.4.2 Eichung in Einheiten von Photoelektronen

Ein-Photoelektron-Peak. Mit Hilfe der in Abschnitt 2.2 vorgestellten Methode wurden bei einer Photomultiplierbetriebsspannung von 2600 V die in Abbildung 2.6 dargestellten Spektren aufgenommen.

Zunächst wurde eine Messung ohne Pulserdiode durchgeführt, um anhand der Lage des Rauschens den Nullpunkt des ADCs zu bestimmen. Der so ermittelte

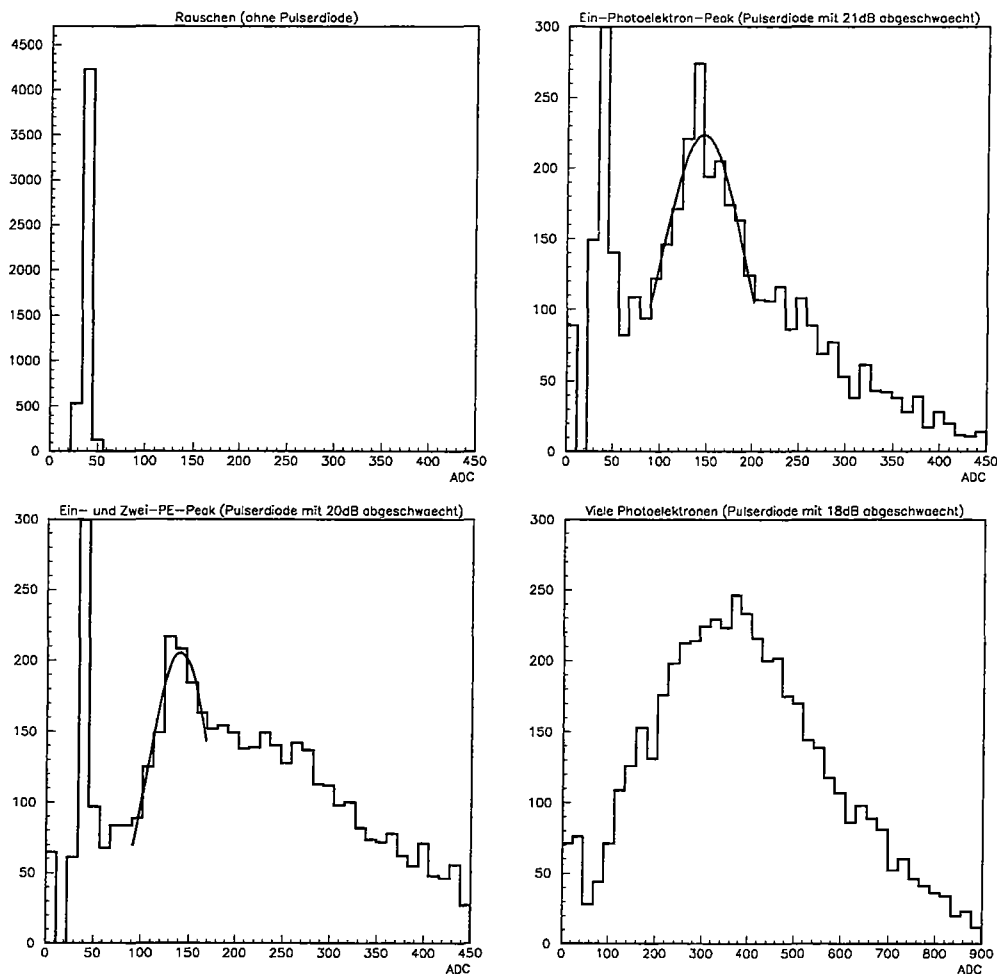


Abbildung 2.6: Photoelektronenspektren bei unterschiedlichen Intensitäten der Pulsdiode

Offset beträgt 39 ADC-Bins. Anschließend wurde die Pulsdiode zugeschaltet und deren Intensität langsam erhöht, bis sich bei einer Abschwächung des Diodenstroms von 21 dB ein deutlicher Peak abzeichnete, der genau einem an der Photokathode ausgelösten Elektron entspricht. Dieser Peak liegt bei ADC-Kanal 147 und damit 108 ADC-Kanäle oberhalb des Nullpunkts.

Indem wir den Diodenstrom vergrößern, deuten sich weitere Peaks zu höheren Energien hin an. Aufgrund der statistischen Natur der Elektronenemission an der Photokathode treten die zugehörigen Multi-Photoelektronen-Peaks jedoch weniger scharf hervor.

Umskalierung der Spektren. Die Höhenstrahlungsmessungen wurden, um im linearen Bereich des Photomultipliers zu bleiben, bei einer Röhrenspannung von 1200 V durchgeführt. Daher ist eine Umrechnung der Lage des Ein-Photoelektronenpeaks notwendig. Zu diesem Zweck wird dasselbe „Lichtsignal“

bei verschiedenen Betriebsspannungen und damit bei verschiedenen Röhrenverstärkungen gemessen. Die Umskalierung erfolgt aufgrund der Meßbereichsvorgabe der verwendeten FERA-ADCs in zwei Schritten: Zunächst werden die Spektren bei 2600 V und 1900 V verglichen, die zu einem Lichtpuls entsprechend einer Abschwächung des Diodenstroms von 14 dB gehören. Danach erfolgt der in Abbildung 2.7 gezeigte Übergang von 1900 V auf 1200 V bei einer Diodenstromabschwächung von 3 dB.

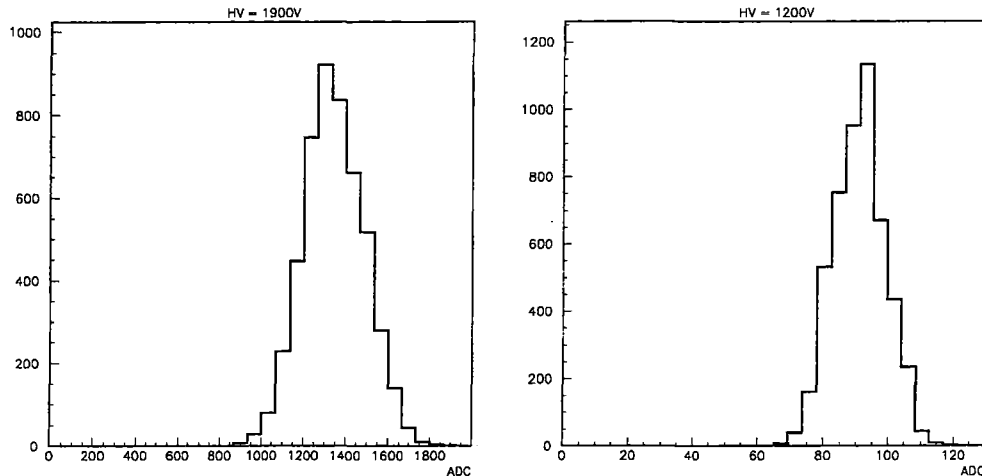


Abbildung 2.7: Umskalierung der ADC-Spektren bei 1200 V bzw. 1900 V Röhrenspannung; Abschwächung der LED: 3 dB

Die unterschiedlichen Röhrenverstärkungen kommen sowohl in der Lage der Peaks als auch in deren Breite zum Ausdruck. Beide Werte wurden für die Umskalierung herangezogen. Darüberhinaus muß noch beachtet werden, daß das Analogsignal bei der Höhenstrahlungsmessung mit 11 dB ($\hat{=}$ Faktor 1:3.55) abgeschwächt werden mußte, um noch in den Meßbereich des FERA-ADCs zu passen. Insgesamt erhalten wir als Umrechnungsvorschrift

$$\begin{aligned} ADC(2600 \text{ V}, 0 \text{ dB}) &= (160 \pm 9) \cdot ADC(1200 \text{ V}, 0 \text{ dB}) \\ &= (568 \pm 32) \cdot ADC(1200 \text{ V}, 11 \text{ dB}) . \end{aligned}$$

Röhrenverstärkung. Zum Schluß dieses Abschnitts wollen wir eine Abschätzung der Röhrenverstärkung angeben. Der Meßbereich des verwendeten ADCs erstreckt sich über 1920 Bins entsprechend einer Maximalladung von 480 pC. Der Ein-Photoelektron-Peak bei 2600 V Betriebsspannung erzeugt also am Anodenausgang des Photomultipliers eine Ladung von $108 \cdot 480 / 1920 \text{ pC} = 27 \text{ pC}$. Dies entspricht etwa $1.7 \cdot 10^8$ Elementarladungen, womit auch die Röhrenverstärkung gegeben ist. Bei der geringeren Betriebsspannung von 1200 V muß dieser Wert durch den oben ermittelten Skalierungsfaktor (ohne Analogsignalabschwächung!) dividiert werden, und wir erhalten nur noch eine Verstärkung von etwa $1.1 \cdot 10^6$. Hiermit liegen wir noch gerade innerhalb der vom Hersteller vorgegebenen Betriebsbedingungen, die ein sicheres und fehlerfreies Arbeiten mit der Röhre garantieren sollen.

2.4.3 Energieverlustspektren

Wenden wir uns nun den ADC-Spektren aus den Messungen mit Höhenstrahlung zu; sie werden zu allen vier Detektoranordnungen in Abbildung 2.8 gezeigt. Dabei wurden nur Teilchen berücksichtigt, deren Flugzeit um höchstens zwei σ -Breiten vom Mittelwert der in Abbildung 2.4 gezeigten Gaußverteilung abweichen.

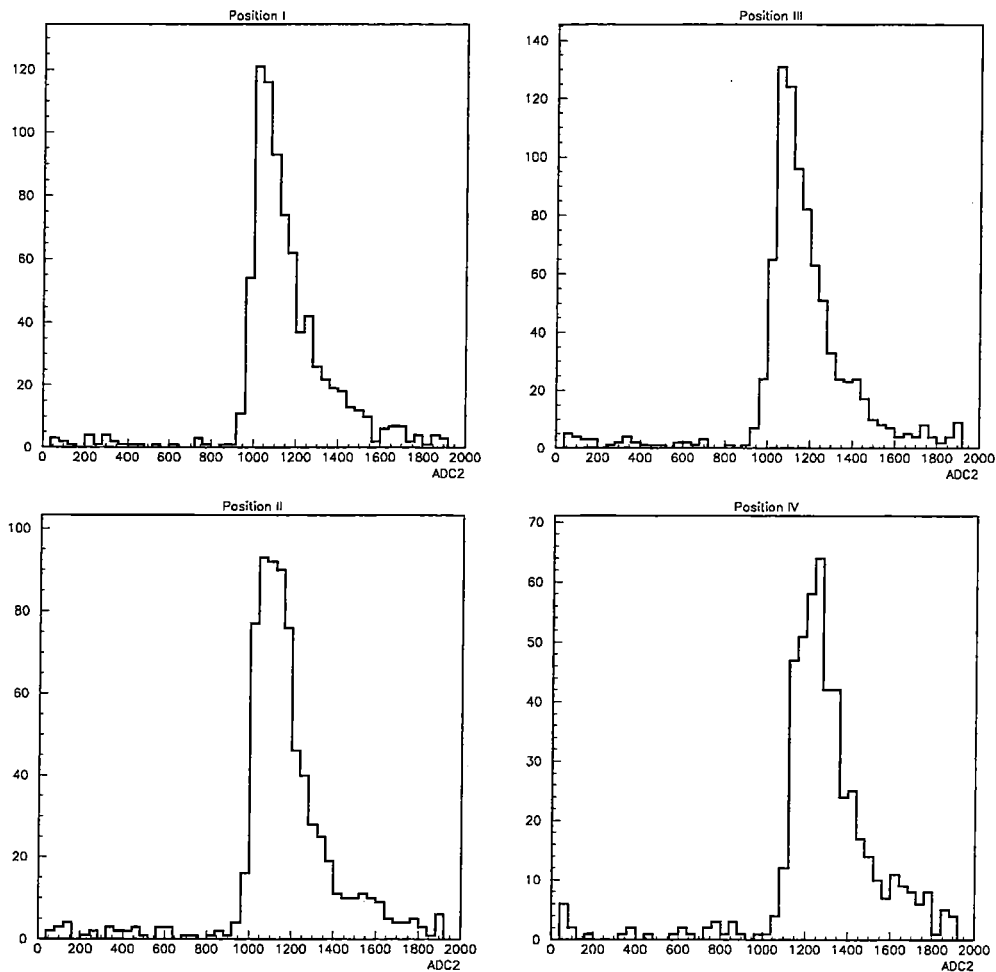


Abbildung 2.8: Energieverlustspektren aus den Testmessungen mit Höhenstrahlung

Energieverlust minimalionisierender Teilchen. Zunächst einmal erkennt man in allen vier Spektren einen deutlichen Peak, der dem Energieverlust infolge der elektromagnetischen Wechselwirkung mit den Elektronen des Szintillators entspricht. Für die Myonen aus der Höhenstrahlung beträgt dieser Energieverlust typischerweise 1.8–2.0 MeV/cm. Da der Geschwindigkeitsverlust der Teilchen auf ihrem Weg durch den Szintillator nur gering ist, kann $\frac{dE}{dx}(\beta)$ als

konstant angesehen werden. Somit ergibt sich der gesamte elektromagnetische Energieverlust der Myonen zu 25–28 MeV.

Primäre Photonen. Pro MeV im Szintillator deponierter Energie entstehen rund 10000 Photonen. Mit dem oben abgeschätzten Energieverlust kommen wir also auf 252000–280000 primäre Photonen bei senkrechtem Durchgang der Myonen durch den Szintillator. Für Versuchsanordnung IV ist dieser Wert noch mit 1.11 zu multiplizieren.

Photoelektronen. Wir wollen nun die Entsprechung der ADC-Spektren in Photoelektronen angeben. Unter Berücksichtigung des ADC-Versatzes und mit dem in Abschnitt 2.4.2 gegebenen Umrechnungsfaktor erhalten wir die in Tabelle 2.5 niedergeschriebenen Werte. Die Lichtausbeute des untersuchten Kalorimetermoduls liegt bei rund 5600 Photoelektronen entsprechend einem Energieverlust minimalionisierender Teilchen von 28 MeV. Die durch die Photonenstatistik gegebene Meßungenauigkeit beträgt $\frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \approx 1.35 \%$.

Meß- anordnung	Peak		$\varepsilon_{collection}$ [%]	
	[ADC-Bins]	[Photoel.]	(Mess.)	(Simul.)
I (fern)	1097±20	5564±331	8.0–11.0	11.6
II (mittig)	1098±20	5567±348	8.0–11.0	11.5
III (nah)	1118±20	5673±351	8.1–11.3	11.3
IV (quer*)	1239±20	6308±387	8.1–11.3	–

Tabelle 2.5: Eichung in Photoelektronen und Collection-Efficiency; *: der Energieverlust ist hier entsprechend der längeren Wegstrecke im Szintillator größer

Collection-Efficiency $\varepsilon_{collection}$. Eine wichtiges Maß zur Beurteilung eines Szintillationsdetektors ist die Effizienz, mit der primäre Photonen an der sensitiven Fläche des Photomultipliers gesammelt werden können. Der Zusammenhang zwischen der Anzahl der primären Photonen $N_{prim.\gamma}$ und der Anzahl der Photoelektronen N_{PE} ist gegeben durch

$$N_{PE} = N_{prim.\gamma} \cdot \varepsilon_{collection} \cdot \varepsilon_{quanten} \cdot$$

Darin gibt die Quanteneffizienz $\varepsilon_{quanten}$ die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein auf die Kathode auftreffendes Photon ein Elektron auslöst. Sie liegt im Bereich von 20–25 %. Nun haben wir alle Angaben zusammen, um $\varepsilon_{collection}$ zu bestimmen. Wir erhalten je nach zugrundegelegter Zahl von Primärphotonen und Wahl von $\varepsilon_{quanten}$ Werte zwischen 8.0 und 11.3 %.

Vergleichen wir dieses Ergebnis mit aus dem Monte-Carlo-Programm MONALISA [STR94] gewonnenen Simulationsdaten: Die Geometrie des Szintillatorblockes konnte hierin originalgetreu übernommen werden; der 12 cm lange Lichtleiterstutzen wurde hingegen angenähert, indem die Sechseckform des Szintillators pyramidenförmig zusammenlaufend fortgesetzt wurde, bis die Austrittsfläche genauso groß war wie die sensitive (runde) Fläche des Photomultipliers. Die Teilchenspur wurde durch 28 äquidistante Punktlichtquellen gleicher Intensität (je 10000 Photonen, siehe oben) beschrieben. Die Ergebnisse aus Messung und Simulation sind ebenfalls in Tabelle 2.5 gegenübergestellt. Sie stimmen trotz der stark vereinfachten Lichtleitermodellierung erstaunlich gut überein.

Ortsabhängigkeit. Mit zunehmender Entfernung zwischen dem Entstehungsort der primären Photonen und dem Photomultiplier nimmt die Photonenausbeute etwas ab: Der Unterschied zwischen den beiden Messungen an entgegengesetzten Enden des Szintillatorblockes liegt bei unter 2 % und ist im Rahmen der Meßgenauigkeit mit Null verträglich.

Energieauflösung und hadronischer Anteil. Werfen wir noch einmal einen Blick auf die Energieverlustspektren in Abbildung 2.8, so fällt sofort ein asymmetrischer Tail zu höheren Energien hin auf. Er wird durch Reaktionen der Höhenstrahlungsteilchen mit den Kernen des Szintillators verursacht. Deren Folgeprodukte sind zum einen langsamer als die minimalionisierenden Myonen, zum anderen haben sie die Möglichkeit, einen längeren Weg im Szintillator zurückzulegen als die Höhenstrahlungsteilchen. Sie können deshalb ausschließlich einen vergleichsweise größeren Energieverlust im Szintillator erleiden. Bei einer nuklearen Wechselwirkungslänge von $\lambda_{Szinit} = 79.5$ cm in Szintillatormaterial ergibt sich bei einer Weglänge von 14 (bzw. 15.44) cm eine Wahrscheinlichkeit für hadronische Wechselwirkung von 16 (bzw. 18) %. Das in Tabelle 2.6 angegebene Verhältnis $\frac{FWHM}{Peak}$ darf daher keineswegs als Energieauflösung des Detektors aufgefaßt werden.

Meß- anordnung	$\frac{FWHM}{Peak}$ [%]	
	gesamt	links
I (fern)	18.5±2.6	10.0±0.8
II (mittig)	18.2±2.6	8.4±1.0
III (nah)	14.3±2.5	12.4±1.0
IV (quer)	19.4±2.3	—

Tabelle 2.6: Energieauflösung aus Messungen mit minimalionisierenden Myonen

Um dennoch eine grobe Abschätzung für die Energieauflösung des Kalorimeters zu erhalten, legen wir einen gaußförmigen Fit an die zu kleineren Energien hin abfallende Flanke des gemessenen Energieverlustpeaks (Abbildung 2.9). Die ermittelten σ -Breiten wurden gemäß $FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$ in volle Halbwertsbreiten umgerechnet und sind in Tabelle 2.6 wiedergegeben. Wir erhalten für den elektromagnetischen Energieverlust minimalionisierender Myonen eine Auflösung von ≈ 10 % (FWHM).

Die Messung bei Position IV (quer) wurde hierbei wegen der durch die Geometrie vorgegebenen Weglängenungenauigkeit (Abbildung 2.2) nicht weiter berücksichtigt.

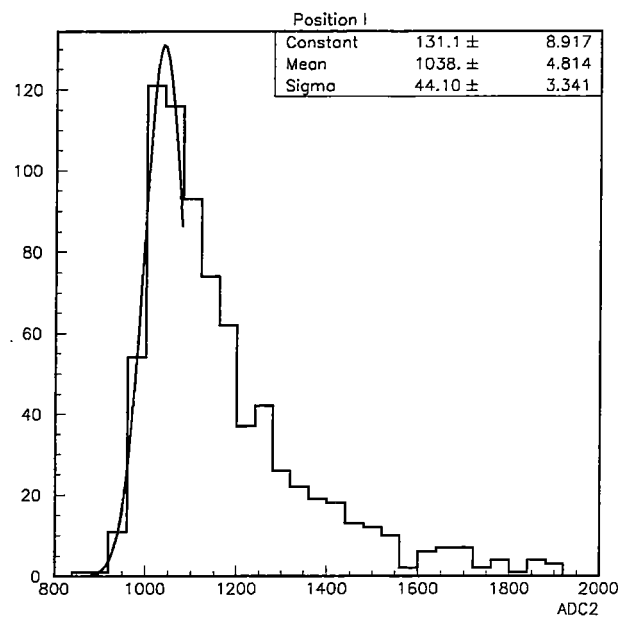


Abbildung 2.9: Energieauflösung aus einem linksseitigen Gaußfit an das Energieverlustspektrum minimalionisierender Höhenstrahlung

Kapitel 3

Messungen mit Pionen

Pionen entstehen bei zahlreichen Reaktionen, die am COSY-TOF untersucht werden können. Ihre Identifikation gelingt über die kinematische Rekonstruktion anhand der Flugzeiten und Richtungsvektoren oder über den differentiellen Energieverlust im Quirldetektor bzw. den totalen Energieverlust im Kalorimeter (siehe auch Kapitel 1). Im folgenden Kapitel soll eine völlig andere Methode zur Identifikation und Unterscheidung positiver und negativer Pionen vorgestellt werden.

3.1 π -Zerfall in Materie

Freies Pion. Ein freies, ruhendes Pion hat eine mittlere Lebensdauer von 26.030 ± 0.024 ns [PDG94]. Als leichtestes Meson kann es ausschließlich in die noch leichteren Leptonen und Photonen zerfallen. Dabei überwiegt der Zerfall in ein Myon mit zugehörigem Neutrino bei weitem ($> 99\%$):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{bzw.} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \text{mit} \quad \tau_\pi = 26 \text{ ns}$$

Das so entstandene Myon hat im Ruhesystem des Pions eine kinetische Energie von $T_\mu = 4.2$ MeV, entsprechend einem Impuls von $p_\mu = 30$ MeV/c. Es zerfällt seinerseits nach 2.19703 ± 0.00004 μ s [PDG94] in ein Elektron und zwei Neutrinos:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{bzw.} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \text{mit} \quad \tau_\mu = 2.2 \text{ } \mu\text{s}$$

Das Elektron erhält die für den Dreikörperzerfall typische Impulsverteilung, die in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Sein Maximalimpuls von 52.8 MeV/c ergibt sich unter der Bedingung, daß die beiden Neutrinos in dieselbe Richtung entgegengesetzt zum Elektron emittiert werden, aus der Energieerhaltung ($m_\mu = \sqrt{p_e^2 + m_e^2} + p_e$).

Pionzerfall in Materie. Die oben beschriebene Zerfallskette gilt nur für freie Pionen. Tritt hingegen ein Pion in einen Szintillator ein, spielen andere Prozesse eine Rolle: Das π^+ verliert seine kinetische Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Elektronen des Festkörpers (beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel), bis es schließlich vollständig gestoppt ist und dann, wie

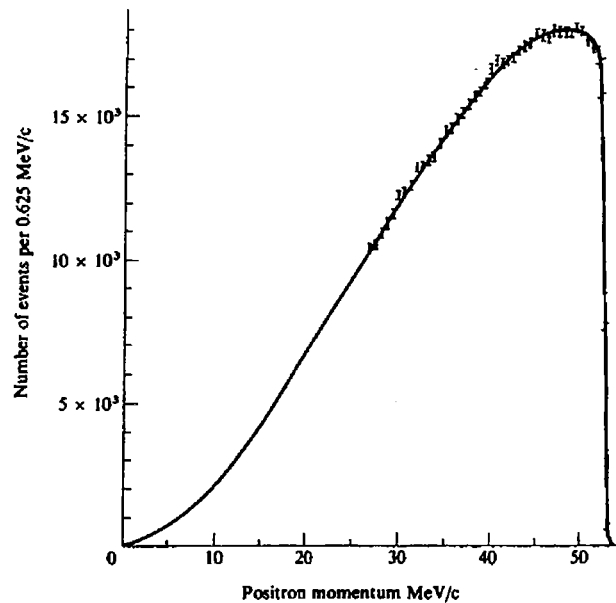


Abbildung 3.1: Impulsverteilung der Elektronen aus dem Myonzerfall [SEG77]

oben beschrieben, zerfällt. Das π^- verliert zunächst auch einen Teil seiner Energie durch inelastische Stöße mit Elektronen. Darüberhinaus kann ein negativ geladenes Pion aber auch unter hadronischer Wechselwirkung absorbiert werden. Dabei kommt es zunächst zur Bildung eines pionischen Atoms, bei dem das π^- wie die atomaren Elektronen eine Schale besetzt. Wegen der im Vergleich zum Elektron viel größeren Ruhemasse des Pions ist dessen Bahnradius viel kleiner als derjenige der Elektronen. Der starke Überlapp der Wellenfunktionen von Atomkern und Pion erhöht die Wahrscheinlichkeit für hadronische Wechselwirkung, bei der das π^- schließlich absorbiert wird. Wegen Energie- und Impulserhaltung müssen mindestens zwei Nukleonen am Absorptionsprozeß beteiligt sein. Ein ausführlicher Überblick über dieses Thema wird in [WEY90] gegeben.

Das oben geschilderte Verhalten von Pionen in Materie läßt sich nun folgendermaßen zur Pionidentifikation ausnutzen: Das π^+ erzeugt im Szintillator neben dem Hauptpuls (entsprechend seiner kinetischen Energie) noch zwei Nachpulse, von denen der erste (entsprechend dem Pionzerfall) sehr schnell und der zweite (entsprechend dem Myonzerfall) verzögert folgt. Diese beiden Nachpulse tauchen beim π^- nicht auf.

Ratenbelastung. Für die Pionidentifikation anhand des schnellen Nachpulses ist ein Detektor mit sehr guter Zeitauflösung notwendig. Die tolerierbare Ratenbelastung darf hier viel größer sein als bei der Methode, die sich auf den langsamen Nachpuls stützt. Die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifikation des Pions in Abhängigkeit von der Ratenbelastung und der Meßdauer ist in Abbildung 3.2 aufgetragen. So werden zum Beispiel bei einer Meßintervalllänge von

$2.5 \mu\text{s}$ und einer mittleren Ratenbelastung von $\langle k \rangle = 200 \text{ kHz}$ von 100 identifizierten Zerfällen etwa 40 durch nachfolgend einlaufende Teilchen vorgetäuscht.

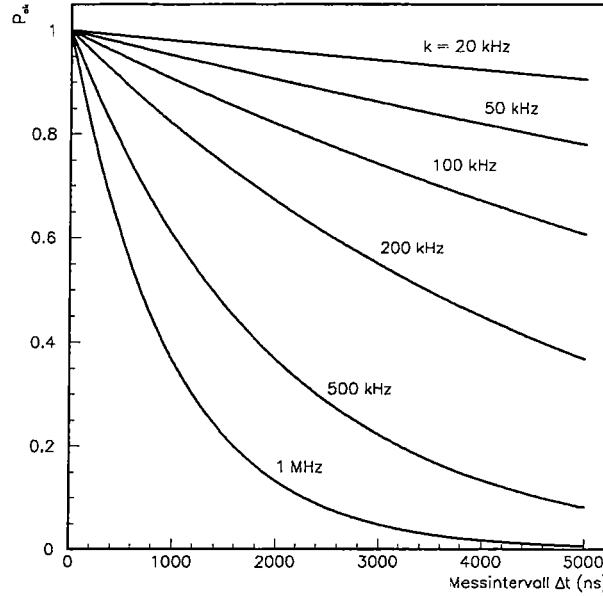


Abbildung 3.2: Wahrscheinlichkeit für die *Nicht*-Fehlidentifikation eines Pionzerfalls bei verschiedenen Ratenbelastungen $\langle k \rangle$

Der dargestellte Zusammenhang läßt sich wie folgt herleiten: Sei p die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Pion am Produktionstarget erzeugt wird und zum Detektor gelangt. Solche Ereignisse können, da sie sicherlich unabhängig voneinander sind, durch eine Binomialverteilung beschrieben werden.

$$W_p^n(k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}$$

Hierbei bedeutet n die Zahl der Protonen, die pro Zeiteinheit auf das Produktionstarget treffen. k bezeichnet die Rate, mit der Teilchen in den Detektor einlaufen. Im Mittel erhält man $\langle k \rangle = np$.

Wir definieren mit $q := 1 - p$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen den Detektor *nicht* erreicht. Bei N -maliger Wiederholung ist die Wahrscheinlichkeit entsprechend p^N , wobei N durch das Verhältnis von Meßintervalllänge Δt zu Produktionszyklus $T = 1/n$ gegeben ist.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß *keine* Fehlidentifikation vorliegt, wird also schließlich durch

$$P_{ok} = (1-p)^N = \left(1 - \frac{\langle k \rangle}{n}\right)^{n\Delta t}$$

beschrieben. Für n setzen wir die Zyklotronfrequenz von 50 MHz ein.

Um ein besseres Gefühl für den Zusammenhang zwischen *Nicht-Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit* P_{ok} , Ratenbelastung $\langle k \rangle$ und Meßintervalllänge Δt zu bekommen, betrachten wir den Grenzwert von P_{ok} für $n\Delta t \rightarrow \infty$ (entsprechend $T = 1/n \ll \Delta t$):

$$\begin{aligned} \lim_{n\Delta t \rightarrow \infty} P_{ok} &= \lim_{n\Delta t \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\langle k \rangle}{n}\right)^{n\Delta t} \\ &= \lim_{x \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\langle k \rangle \Delta t}{x}\right)^x \\ &= \exp(-\langle k \rangle \Delta t) \end{aligned}$$

Der Anteil der „richtigen“ Pionen nimmt also ungefähr exponentiell mit der Länge des Zeitfensters Δt und mit der Ratenbelastung $\langle k \rangle$ ab.

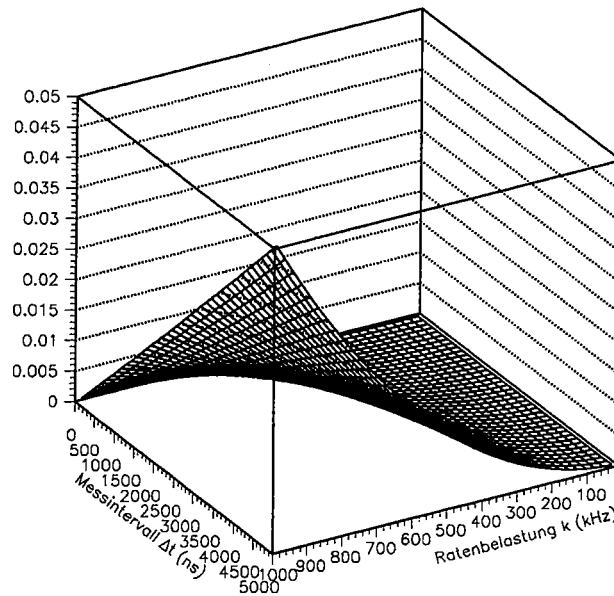


Abbildung 3.3: Fehler der Näherung für die Ratenbelastung

Aus Abbildung 3.3 geht der relative Fehler zwischen der Näherung und dem exakten Zusammenhang zwischen Fehlidentifikation von Pionzerfällen, Ratenbelastung und Meßdauer hervor. Im Bereich $\langle k \rangle < 500$ kHz und $\Delta t < 5000$ ns ist die oben gemachte Näherung besser als 1 %.

Effizienz. Im vorangegangenen Abschnitt haben wir gesehen, welchen Einschränkungen durch die „technischen Gegebenheiten“ eine effektive Messung des Pionzerfalls im Kalorimeter unterliegt. Im folgenden soll auf die „physikalischen Gegebenheiten“ eingegangen werden, die uns schließlich zu einer vernünftigen Entscheidung bei der Festlegung von Meßintervallen führen wird. Dazu sind in Abbildung 3.4 die Zerfallskurven von Pionen und Myonen als deren Zerfallsprodukte aufgetragen.

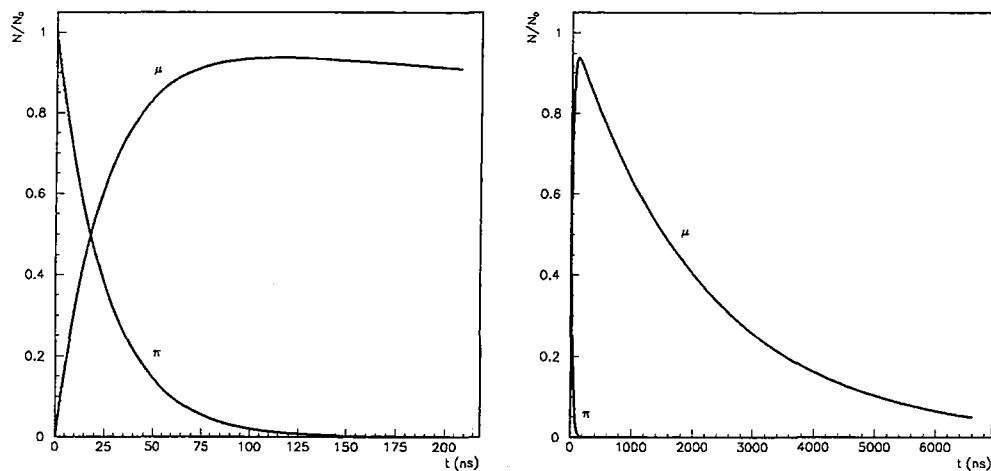


Abbildung 3.4: Zeitlicher Verlauf des Anteils von Pionen und Myonen

Man sieht zum Beispiel, daß nach $t = 2\tau_\pi \approx 50$ ns schon fast 90 % aller in den Detektor eingelaufenen Pionen zerfallen sind. Nach 5 Zerfallszeiten (≈ 130 ns) sind nur noch weniger als 1 % der Pionen vorhanden – es lohnt sich also nicht, länger als 130 ns auf Pionzerfälle zu warten. Anders sieht es bei den Elektronen aus dem nachfolgenden Myonzerfall aus: nach etwa 100 ns sind am meisten Myonen vorhanden; oberhalb davon wird die Myonenzahl dann sichtlich durch den Zerfall in Elektronen reduziert, bis nach etwa 5 μ s nur noch 10 % der Myonen *nicht* zerfallen sind.

Wenn wir unser Beobachtungsintervall zwischen $t_1 = 160$ ns und $t_2 = 4.5$ μ s wählen, erfassen wir damit 80 % aller Myonzerfälle; die Pionen sind dann schon zu mehr als 99 % zerfallen; ihr Beitrag zur Fehlidentifikation eines Myonzerfalls kann daher vernachlässigt werden.

Für eine Meßintervalllänge von $\Delta t = 4.4$ μ s und Ratenbelastungen $\langle k \rangle < 100$ kHz ist die Wahrscheinlichkeit für ein „echtes“ Myon größer als 65 %. Dieser Wert läßt sich noch durch Verwendung eines Vetos auf nachträglich einlaufende Teilchen verbessern – mehr dazu im folgenden Abschnitt.

Abschließend sei noch bemerkt, daß die Nachweiseffizienz für ein Elektron aus dem Myonzerfall auch noch davon abhängt, ob das Elektron genügend Energie im Szintillator deponiert: Zum einen verfügt das Elektron nicht über eine diskrete Energie, sondern über ein Energiespektrum mit einem niederenergetischen Schwanz (siehe Abbildung 3.1); zum anderen können die Elektronen aus dem Szintillator entweichen, bevor sie einen Lichtpuls erzeugt haben, der sie deutlich vom Rauschen unterscheidet.

3.2 Versuchsaufbau

Für die Durchführung von Experimenten mit Pionen stehen weltweit nur wenige „Mesonenfabriken“ zur Verfügung. Eine davon ist das Paul-Scherrer-Institut in Villigen/Schweiz. Neben der Teilchen- und Kernphysik wird dort auch Forschung auf den Gebieten Biowissenschaften, Festkörperphysik, nukleare und allgemeine Energie und Umwelt betrieben.

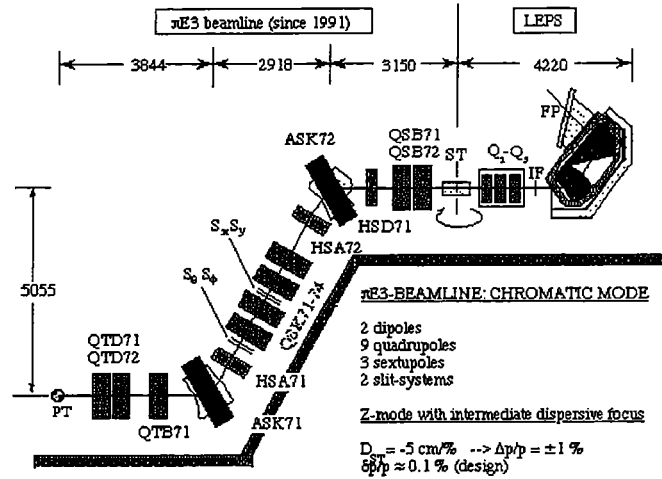


Abbildung 3.5: π E3-Kanal am PSI (aus der Homepage von K. Föhl im Internet)

Die einwöchige Testmessung mit dem Jülicher Szintillationskalorimeter fand im Rahmen eines DCX-Experiments der Universität Tübingen am π E3-Kanal statt. Zur Erzeugung von Pionen werden am PSI Protonen mit einer kinetischen Energie von 590 MeV und einer Intensität von 1.0–1.3 mA auf zwei aufeinanderfolgende Produktionstargets geschossen:

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+$$

$$p + n \rightarrow n + n + \pi^+$$

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^-$$

Der zeitliche Abstand zweier Protonenbündel des Primärstrahls ist etwa 19.8 ns entsprechend einer Zyklotronfrequenz von 50.53 MHz. Die Targets bestehen aus Kohlenstoff und haben eine Dicke von 7 mm (TM-Target) bzw. 60 mm (TE-Target). Die Wirkungsquerschnitte für die Pionerzeugung an ^{12}C betragen bei der oben genannten Energie $\sigma_{\pi^+} = 28.5 \text{ mb}$ und $\sigma_{\pi^-} = 4.7 \text{ mb}$ [CRA80]. Neben den geladenen entstehen auch ungeladene Pionen:

$$p + N \rightarrow p + N + \pi^0$$

Die π^0 sind viel kurzlebiger als ihre geladenen Partner:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad \text{mit} \quad \tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s.}$$

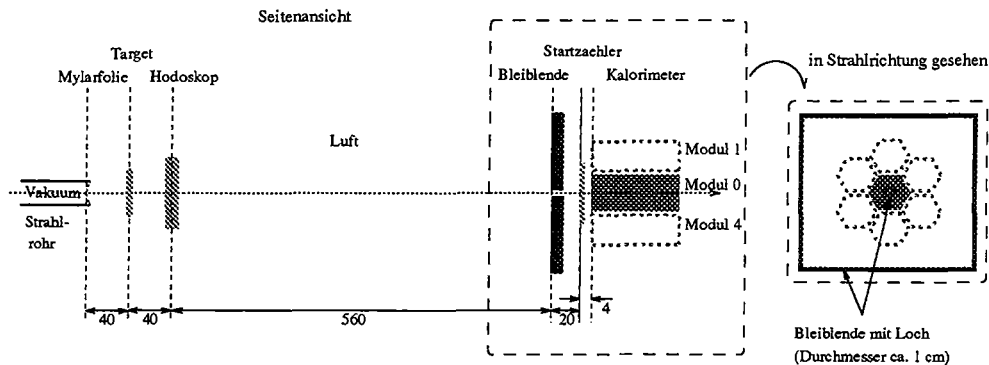


Abbildung 3.6: Versuchsaufbau am π E3-Kanal (PSI)

Die dadurch entstehenden Elektronen sind auch im Sekundärstrahl enthalten. Über Ablenkmagneten werden die Teilchen mit einem festen Impuls zwischen 90 und 180 MeV/c ins π E3-Areal gelenkt, das rechtwinklig zum Primärstrahl am dickeren TE-Target angeordnet ist. Die Austrittsöffnung des Strahls im Areal ist etwa 12.4 m vom Produktionstarget entfernt. Eine Skizze des π E3-Kanals ist in Abbildung 3.5 gegeben. Entsprechend der langen Flugstrecke sind neben Pionen auch deren Zerfallsprodukte im Strahl enthalten. Die Myonen, die aus dem Pionzerfall im Flug entstehen, werden nach vorne in einen konischen Kegel emittiert. Die Teilchen, die dabei einen zu großen Transversalimpuls erhalten, können von nachfolgenden Ablenkmagneten nicht mehr fokussiert werden und gehen verloren. Diesem Umstand ist es zu verdanken, daß nicht viel mehr Myonen als Pionen im Areal ankommen.

3.2.1 Aufbau des Kalorimeters am π E3-Kanal

In Abbildung 3.6 ist der Testaufbau am π E3-Kanal skizziert: Das LEPS-Magnetspektrometer war um 30° aus der Pionstrahlachse gedreht. Als Versuchstarget für die DCX-Messungen wurde Wasser oder Lithium verwendet. Hinter dem Versuchstarget befindet sich ein Hodoskop zur Bestimmung des Strahlprofils. Es besteht aus zwei Ebenen von jeweils 16 horizontalen bzw. vertikalen, 2 mm dicken Szintillatorstreifen; davor und dahinter befindet sich je eine 2 mm dicke Aluminiumplatte [AND94]. Die Bleibende vor dem Kalorimeter dient dazu, die Ratenbelastung auf das Szintillationskalorimeter deutlich unter 1 MHz zu senken. Sie ist 10 cm dick und hat ein Loch von etwa 1 cm Durchmesser. Mit Hilfe des unmittelbar vor dem Kalorimetermodul aufgebauten Startzählers kann sichergestellt werden, daß wirklich nur auf Strahlteilchen getriggert wird. Außerdem liefert dieser Zähler ein Veto bei der Messung des μ -Zerfalls. Die eigentliche Messung erfolgte mit Modul 0. Die anderen sechs Szintillatorblöcke wurden entsprechend der späteren Anordnung am TOF außen herum gestapelt und bei der Offline-Auswertung in Antikoinzidenz gefordert.

Absorber im Strahlengang. Auf dem Weg zum Kalorimeter durchlaufen die Pionen zahlreiche Absorber, in denen sie einen Teil ihrer Energie verlieren. Daneben erfahren die Pionen dort auch ein Energiestraggling.

Da die Größe $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ nahezu materialunabhängig ist, bietet es sich an, zunächst

alle Absorber auf Szintillatormaterial ($\rho_{Szinti} = 1.032 \text{ g/cm}^3$) umzurechnen: So gilt beispielsweise für Luft mit $\rho_{Luft} = 1.205 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Luft} = \frac{\rho_{Luft}}{\rho_{Szinti}} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Szinti} = 1.17 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Szinti}$$

Oder anders ausgedrückt: Hinsichtlich des Energieverlusts entsprechen 6.6 m Luft $6.6 \cdot 1.17 \cdot 10^{-3} \text{ m} \approx 7.7 \text{ mm}$ Szintillator. Für die anderen Absorber sind entsprechende Werte in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Die richtige Beschreibung des Energiestragglings hängt von der Absorberdicke und dem eng damit verbundenen Verhältnis von mittlerem Gesamtenergieverlust zu maximalem Energieverlust pro Stoß $\kappa = \frac{\overline{\Delta E}}{W_{max}}$ ab. Für dünne Absorber mit $\kappa < 10$ liefern die Theorien von Landau ($\kappa \leq 0.01$), Symon und Vavilov asymmetrische Verteilungen, die aber bereits für $\kappa > 1$ gut durch eine Gaußverteilung angenähert werden können [LEO94].

Die Hauptvoraussetzung für die Anwendung der Gaußschen Theorie besteht darin, daß der Energieverlust δE bei einem einzelnen Stoß so gering ist, daß sich die Teilchengeschwindigkeit nicht ändert, und damit auch der geschwindigkeitsabhängige Wirkungsquerschnitt konstant ist. Der gesamte Energieverlust ist dann die Summe vieler unabhängiger δE , die bei hinreichend vielen Stößen gaußverteilt ist. Der mittlere Energieverlust in den einzelnen Absorbern $\overline{\Delta E}$ liegt im Bereich von 2.5–3.0 MeV, der maximale Energieverlust pro Stoß ergibt sich aus kinematischen Überlegungen zu

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2m_e/M \sqrt{1 + \eta^2} + (m_e/M)^2} ,$$

worin $\eta = \beta\gamma$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, m_e die Elektronenmasse und M die Masse des in den Absorber einlaufenden Teilchens ist. Für Pionen mit $M \gg m_e$ gilt in guter Näherung

$$W_{max} \approx 2m_e c^2 \eta^2 .$$

Bei Pionimpulsen zwischen 100 und 170 MeV/c – entsprechend $\beta = 0.6$ – 0.8 – erhalten wir $W_{max} = 0.6$ – 1.8 MeV und schließlich $\kappa = 1.4$ – 5.0 . Das Energiestraggling wird also mit guter Genauigkeit durch eine Gaußverteilung wiedergegeben mit

$$\sigma_0^2 = 4\pi N_a (m_e r_e c^2)^2 \rho \frac{Z}{A} x = 0.1569 \rho \frac{Z}{A} x [\text{MeV}^2].$$

Hierin ist N_a die Avogadrokonstante, m_e bzw. r_e bezeichnen die Ruhemasse bzw. den klassischen Radius des Elektrons und ρ (in g/cm^3) bzw. x (in cm) stehen für die Dichte bzw. die Dicke des Absorbers. Dieser Ausdruck kann wie folgt auf relativistische Teilchen ausgedehnt werden:

$$\sigma^2 = \frac{1 - \beta^2/2}{1 - \beta^2} \cdot \sigma_0^2$$

Die Werte für das Energiestraggling in den einzelnen Absorbern können ebenfalls Tabelle 3.1 entnommen werden.

Material	Dichte [g/cm ³]	Dicke [cm]		Energiesstragglung σ [MeV]
		Absorber	Szintillator	
Mylar	1.4	0.02	0.027	0.053–0.064
Luft	$1.205 \cdot 10^{-3}$	660	0.77	0.28–0.34
Wasser	1.0	0.4–1.0	0.39–0.97	0.04–0.15
Lithium	0.534	0.35	0.18	0.14–0.17
Aluminium	2.7	0.4	1.05	0.33–0.40
Szintillator	1.032	0.9	0.9	0.31–0.37

Tabelle 3.1: Energieverlust und -stragglung durch im Pionstrahl befindliche Absorber

Zusammenfassend stellen wir fest, daß die im Pionstrahlengang vor dem eigentlichen Kalorimeter stehenden Absorber einen Energieverlust bewirken, der in etwa 2.9–3.7 cm Weglänge im Szintillator entspricht. Ein Pion mit 150 MeV/c Impuls hat zum Beispiel eine Reichweite von 14.3 cm in Szintillatormaterial. Die tatsächliche Reichweite im Kalorimeter reduziert sich jedoch auf 10.6 bis 11.4 cm – der entsprechende Energieverlust ist 5–10 MeV geringer als ohne irgendwelche Absorber davor.

Um einen Eindruck vom gesamten Stragglung zu erhalten, müssen die σ -Breiten der zu den verschiedenen Absorbern gehörigen gaußförmigen Energieverlustverteilungen quadratisch addiert werden:

$$\sigma_{total}^2 = \sum_{alle\ Absorber} \sigma_{Absorber}^2$$

Wir erhalten $\sigma_{total} = 0.5\text{--}0.7$ MeV. Das entspricht bei einem Pionenimpuls von 150 MeV/c einer „Energieverschmierung“ von etwa 1.1 %.

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß Absorber auch ein Winkelstragglung der Pionen verursachen. Für nicht zu große Ablenkungswinkel $\theta < 10^\circ$ findet man, daß anfangs scharf gebündelte Teilchen nach Durchlaufen von Materie eine gaußförmige räumliche Verteilung aufweisen. Die Breite dieser Verteilung entspricht einem Winkel

$$\theta \approx \frac{20\text{MeV}/c^2 \cdot E}{p^2} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

mit x = Dicke und X_0 = Strahlungslänge des Absorbers. Wenn man das oben angefangene Beispiel fortführt, erhält man für das Winkelstragglung an den einzelnen Absorbern Werte zwischen 0.8° und 2.2° . Das hat zur Folge, daß auch divergente Strahlteilchen, die nicht den an den Ablenkmagneten eingestellten Impuls haben, die Meßanordnung treffen können. Der Anteil dieser Teilchen nimmt mit der Größe der Stirnfläche des Detektors zu. Durch die Verwendung einer lochförmigen Bleiblende mit einem Durchmesser von etwa 1 cm wird dieser Effekt jedoch weitgehend reduziert.

3.2.2 Datenaufnahme und Elektronik

Trennung von einlaufenden π , μ und e . Der Strahl wird vom Produktionstarget durch Ablenkmagneten ins π E3-Areal gelenkt. Daher haben alle dort ankommenden Teilchen denselben Impuls, aber entsprechend ihrer Ruhemassen verschiedene Geschwindigkeiten. Durch die Flugzeitmessung zwischen Produktionstarget und Kalorimeter ist also eine Teilchentrennung möglich. Die Koinzidenz von Startdetektor und Kalorimeter liefert das Startsignal, wobei das Kalorimeter zeitbestimmend ist; als Stoppsignal wird der 50 MHz-Takt des Zyklotrons verwendet.

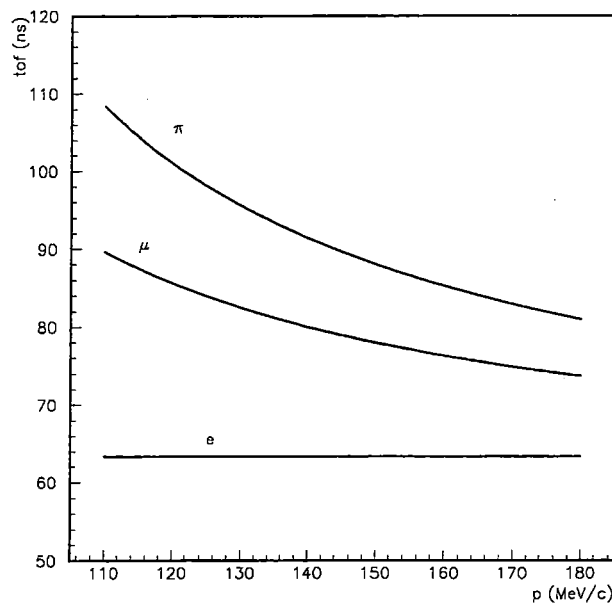


Abbildung 3.7: Flugzeiten von Pionen, Myonen und Elektronen in Abhängigkeit von deren Impuls; folgende Absorber wurden berücksichtigt: 40 cm Luft, 1 cm Wasser, 40 cm Luft, 0.2 cm Aluminium, 0.4 cm Szintillator, 0.2 cm Aluminium, 580 cm Luft, 0.5 cm Szintillator

Die Darstellung der Flugzeiten von π , μ und e ist Abbildung 3.7 zu entnehmen. Dabei wurden auch die oben schon erwähnten Absorber im Strahlengang berücksichtigt. Die Berechnungen erfolgten auf der Grundlage der Bethe-Bloch-Formel ohne Dichte- und Schalenkorrekturterme; die Materialparameter wurden [STE84] entnommen. Da die Elektronen sich bei den verwendeten Impulsen zwischen 100 und 180 MeV/c fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, wird ihr Energieverlust in den Absorbern von Bremsstrahlung dominiert und nicht von elastischen Stößen mit Elektronen des Absorbers. Wegen $\beta = p/E = \sqrt{1 - (m_e/E)^2}$ mit $m_e = 0.511$ MeV/c wirkt sich selbst ein relativ großer Energieverlust nur unwesentlich auf die Geschwindigkeit der Elektronen aus. In der vorliegenden Abbildung wurden daher sämtliche Absorber für die Flugzeitberechnung der Elektronen unberücksichtigt gelassen.

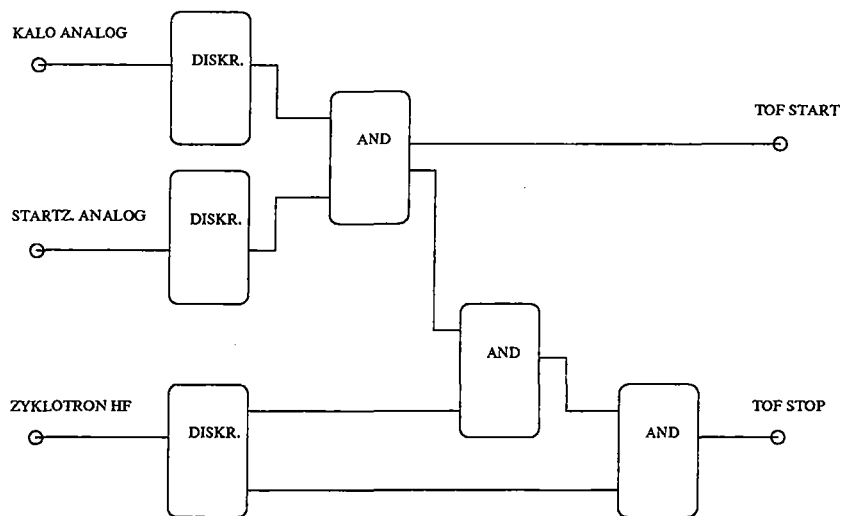


Abbildung 3.8: Prinzipschaltbild zur Flugzeitmessung

Die Taktlänge des Zyklotrons ist mit $T_{\text{Zyklotron}} = 20 \text{ ns}$ viel kürzer als die Flugzeiten der Teilchen. Deswegen kann die Flugzeitmessung nicht absolut, sondern nur *modulo 20 ns* erfolgen. Aus diesem Grund kann es vorkommen, daß zwei verschiedene Teilchen nicht unterschieden werden können, weil ihre Flugzeitdifferenz gerade 20 ns beträgt. Außerdem kann sich die Reihenfolge der TOF-Peaks verschiedener einlaufender Teilchen mit deren Impuls ändern.

Der Teil der Schaltung, mit dem die Flugzeit gemessen wird, ist aus Abbildung 3.8 ersichtlich. Auf den ersten Blick mag eines der beiden ANDs, deren Ausgang schließlich das TDC-Stop liefert, überflüssig erscheinen. Das ist aber nicht der Fall, weil am Ausgang des ersten AND (an dem die Koinzidenz aus Startzähler und Kalorimeter und die Zyklotron-HF anliegen) noch gar nicht sichergestellt werden kann, daß der Hochfrequenztakt des Zyklotrons zeitbestimmend ist, wie es sein sollte.

Pionzerfall. Die am Kalorimeter abgegriffenen Signale haben eine Anstiegszeit von knapp 10 ns und eine Abklingzeit von mehr als 60 ns (siehe die Oszillogramme in Abbildung 3.9). Das durch den Pionzerfall erzeugte Myon sitzt wie eine kleine „Beule“ auf dem großen Pionsignal.

Wir haben also keine Chance, den Zerfallszeitpunkt von Pionen innerhalb der ersten 70 ns nach Eintreffen im Szintillator direkt zu messen. Innerhalb dieses Zeitraums zerfallen jedoch mehr als 90 % der Pionen. Wir bedienen uns deshalb einer grundsätzlich anderen Methode, bei der neben dem gesamten ADC-Signal auch der vordere und hintere Teil getrennt aufgezeichnet werden. *ADC1* umfaßt das gesamte Signal (siehe Abbildung 3.10). Das Meßintervall von *ADC2* beginnt wie das von *ADC1*; die Gatelänge ist so bemessen, daß etwa die ersten 20 ns des Signals erfaßt werden. Das Gate von *ADC3* ist mit einer variablen Verzögerung versehen und deckt den hinteren Bereich des Kalorimetersignals ab. Hier unterscheiden sich die Energieverluste von π^+ und π^- um die kinetische Energie des Myons, das nur bei positiver Polarität existiert.

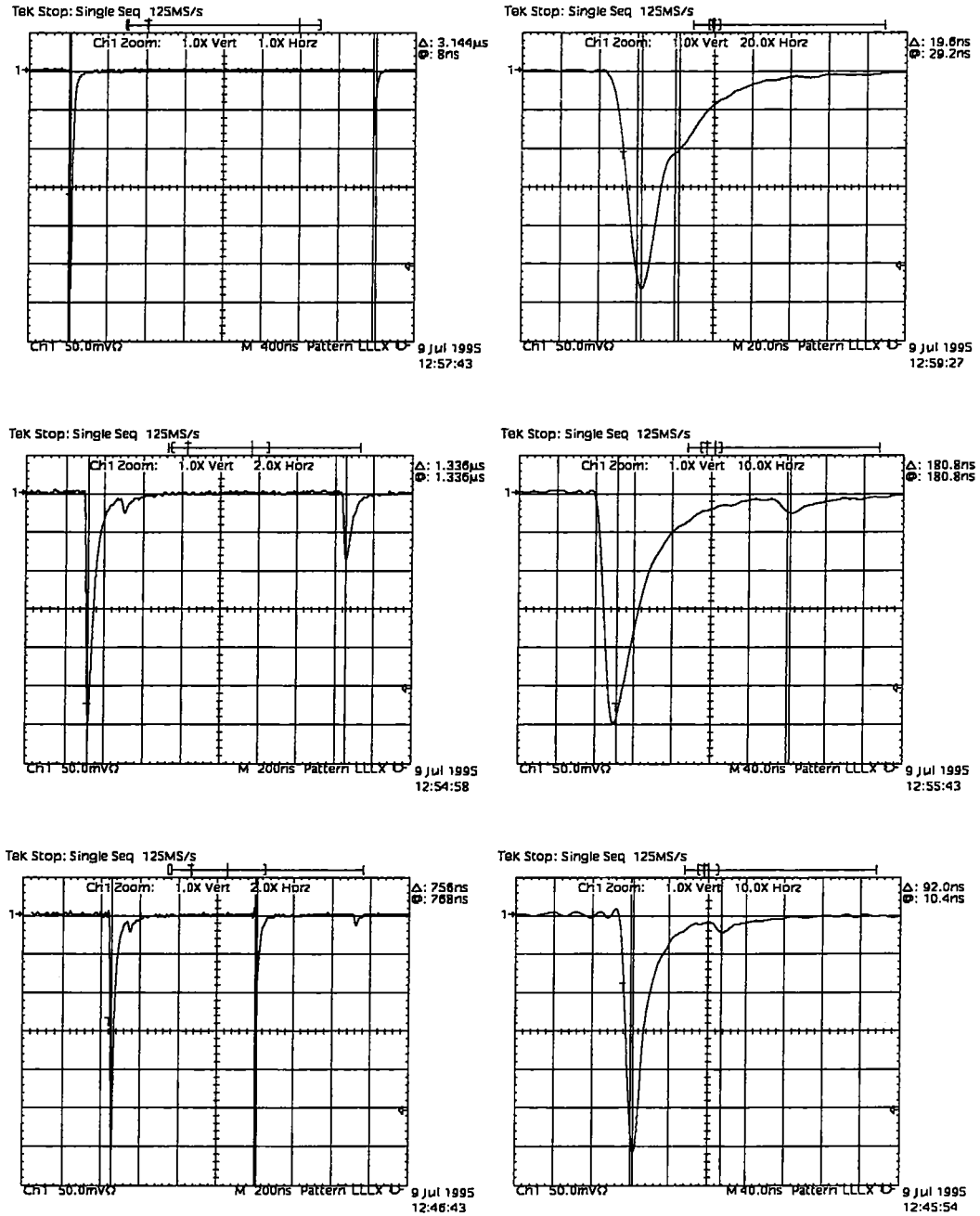


Abbildung 3.9: Oszillogramme des Kalorimetersignals mit Trigger auf einlaufende Pionen, $p = +143.5 \text{ MeV}/c$; links: gesamtes Signal einschließlich verzögertem Myonzerfall; rechts: vergrößerter Ausschnitt des prompten Signals; die „Beule“ auf der abfallenden Flanke entspricht der kinetischen Energie des aus dem Pionzerfall stammenden Myons

Bei der Einstellung der Gates ist zu beachten, daß eine Mindestlänge von 50 ns eingehalten wird. Außerdem muß das Gate dem Analogsignal um wenigstens 20 ns vorangehen.

In Abbildung 3.11 ist das Prinzipschaltbild für die Messung des Pionzerfalls zu sehen.

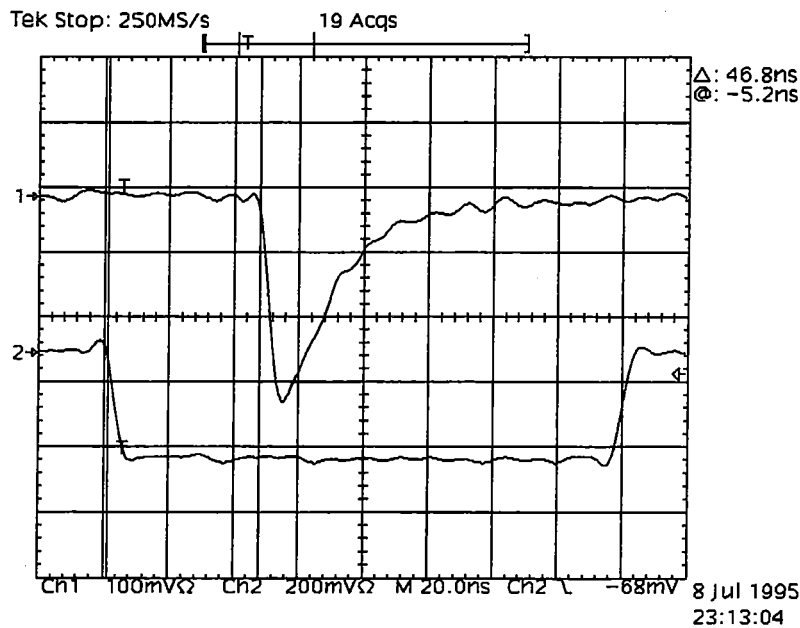


Abbildung 3.10: Timing des Gates von ADC1; Kanal 1: Kalosignal am Analog-eingang des FERA-ADC, Kanal 2: Gate

Myonzerfall. Ein großer Teil der Myonzerfälle verursacht ein Signal, das sich leicht vom prompten Signal eines einlaufenden Teilchens unterscheiden läßt. Um sicherzustellen, daß es sich bei dem im Kalorimeter erzeugten Signal tatsächlich um einen Myonzerfall handelt, wird verlangt, daß vorher auch einmal ein Teilchen eingelaufen sein muß. Der Trigger für den Myonzerfall wird also durch den Trigger für den Pionzerfall „scharf“ gemacht. Um einer Fehlidentifikation durch zu hohe Ratenbelastung entgegenzuwirken, fordern wir für diesen Teil der Messung den Startzähler in Antikoinzidenz zum Kalorimeter. Der zugehörige Prinzipschaltplan ist in Abbildung 3.12 zu sehen.

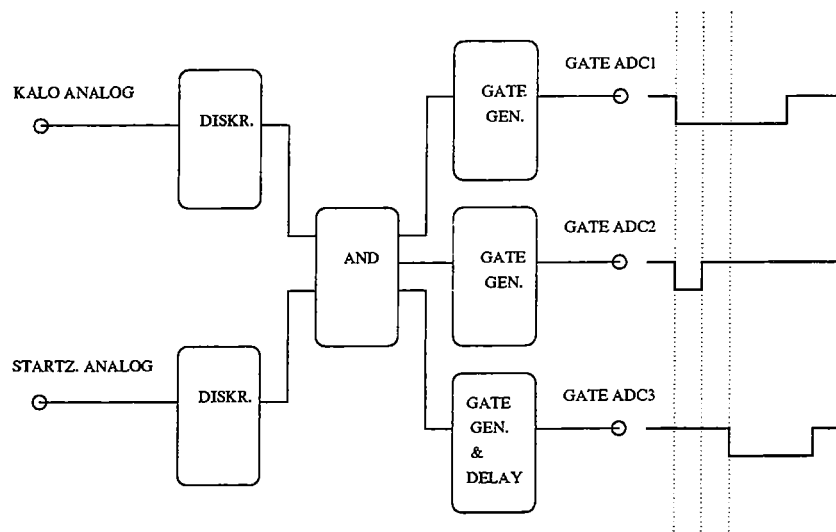


Abbildung 3.11: Prinzipschaltbild zur Messung des Pionzerfalls

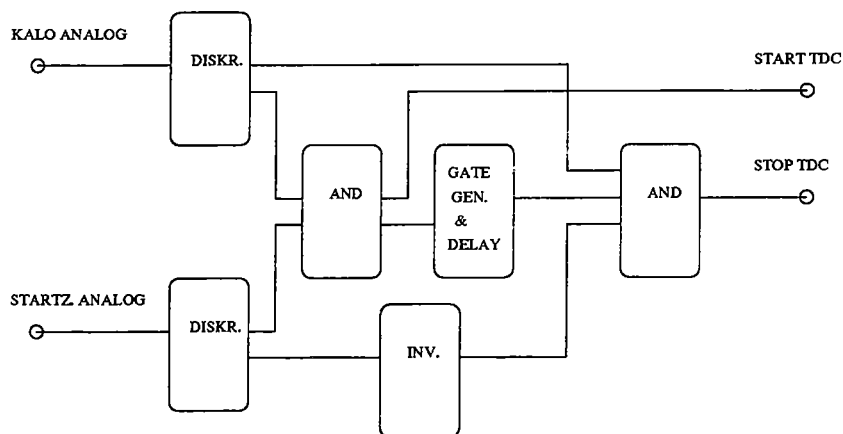


Abbildung 3.12: Prinzipschaltbild zur Messung des Myonzerfalls

Gesamtschaltplan. Um eine einwandfreie Funktion des Datennahmesystems zu gewährleisten, muß ein Veto vorgesehen werden, das die Totzeit, die durch das Auslesen der CAMAC-Module entsteht, überbrückt. Ohne dieses Veto kommt es manchmal zu einer falschen Zuordnung von ADC- bzw. TDC-Kanälen, die sich später nicht mehr korrigieren läßt. Neben den oben beschriebenen Größen wurden auch noch andere ADCs und TDCs aufgezeichnet, mit deren Hilfe die aufgebaute Schaltung wenigstens zum Teil auf ein erwartungsgemäßes Funktionieren geprüft werden konnte. Eine Kurzbeschreibung aller bei dieser Testmessung aufgezeichneten Größen wird in Tabelle 3.2 gegeben. Die komplette Schaltung ist in Abbildung 3.13 skizziert.

Die verwendeten Elektronikmodule entsprechen alle dem NIM- bzw. CAMAC-Standard und sind in den Tabellen 3.3 und 3.4 aufgelistet. Bei der Datenauslese und Onlineanalyse kam ein Personalcomputer zum Einsatz.

Bezeichnung	Bedeutung
ADC1 (480 pC)	promptes Kalorimetersignal, total
ADC2 (480 pC)	promptes Kalorimetersignal, vorderer Teil
ADC3 (480 pC)	promptes Kalorimetersignal, hinterer Teil
ADC4 (480 pC)	verzögertes Kalorimetersignal
TDC1 (100 ns)	Flugzeit aller einlaufenden Teilchen
TDC2 (100 ns)	Kalorimeter prompt, stoppt sich selbst
TDC3 (100 ns)	Startzähler prompt
TDC4 (100 ns)	fast-OR der Kalomodule außen, prompt
TDC5 (5 μ s)	Kalorimeter verzögert <i>mit</i> Veto durch Startzähler
TDC6 (5 μ s)	Kalorimeter verzögert <i>ohne</i> Veto durch Startzähler
TDC7 (5 μ s)	Startzähler verzögert
TDC8 (5 μ s)	fast-OR der Kalomodule außen, verzögert

Tabelle 3.2: Bezeichnung und Bedeutung der aufgezeichneten Meßgrößen

Bezeichnung	Modell
Diskriminator (Leading Edge)	LECROY 4608C
Lineares Fan-In/Out	LECROY 428F
Logisches Fan-In/Out	LECROY 429A
Koinzidenzlogik	LECROY 365AL
Koinzidenzlogik	LECROY 622
ECL-NIM-ECL - Wandler	LECROY 4616
Gategenerator	ORTEC GG8010

Tabelle 3.3: Liste der verwendeten NIM-Elektronikmodule

Bezeichnung	Modell	Meßbereiche
FERA-ADC	LECROY 4300B	256/480 pC
TDC	LECROY 2228A	50/200/500 ns
TDC	LECROY 2228A MOD. 203	1/2/5 μ s
CAMAC-Controller	DSP 6001	—

Tabelle 3.4: Liste der verwendeten CAMAC-Elektronikmodule

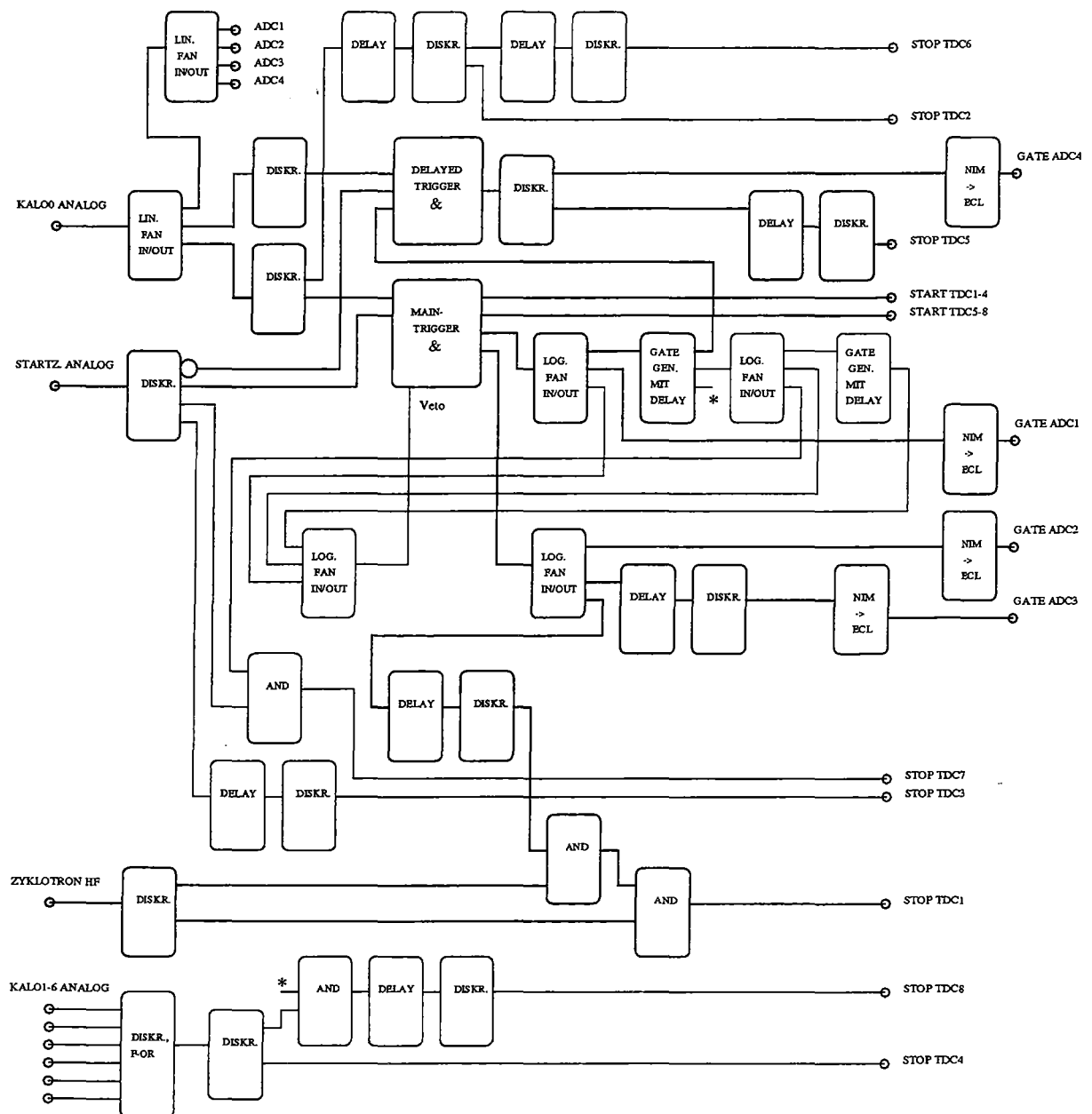


Abbildung 3.13: Gesamtschaltung der Elektronik bei der PSI-Messung

3.3 Auswertung

Mit der eben beschriebenen Versuchsanordnung wurden für verschiedene Impulse Messungen mit positiven und negativen Pionen durchgeführt. Die Offlineauswertung der als n-Tuple auf Diskette gespeicherten Daten erfolgte mit Hilfe des vom CERN bereitgestellten Programmpakets PAW [CER92].

3.3.1 Trennung von einlaufenden π , μ und e

In Abbildung 3.14 sind die Flugzeiten von negativ und positiv geladenen Teilchen mit einem Impuls von 143.5 MeV/c dargestellt. Das Vorzeichen bei der Angabe des Impulses kennzeichnet hier wie im folgenden die Polarität der Teilchen.

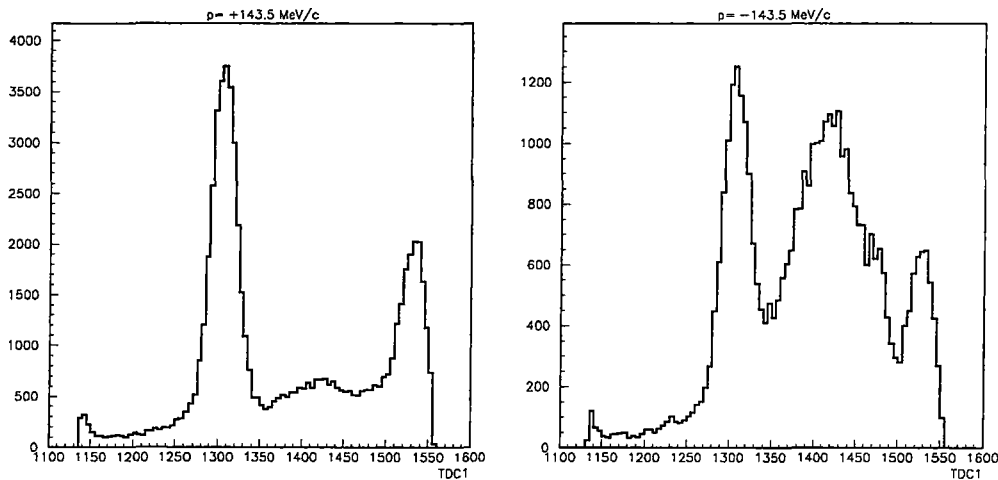


Abbildung 3.14: Flugzeitspektren (modulo 20 ns!) aller einlaufenden Teilchen

Wie erwartet, erkennt man deutlich drei getrennte Peaks entsprechend den drei Teilchensorten. Es fällt auf, daß der mittlere Peak bei negativer Polarität relativ zu seinen Nachbarn größer ist als bei positiver Polarität. Er muß den einlaufenden Elektronen entsprechen: wir hatten bereits festgestellt, daß die Elektronen aus dem Zerfall der ebenfalls am Produktionstarget erzeugten neutralen Pionen resultieren (siehe dazu Abschnitt 3.1). Insbesondere entstehen daher genauso viele Elektronen wie Positronen. Der Wirkungsquerschnitt für die π^+ -Erzeugung ist ungefähr 5-mal so groß wie der für die π^- -Erzeugung. Das führt dazu, daß der Elektronenpeak bei positiver Polarität stärker unterdrückt ist als bei negativer Polarität.

Wenden wir uns nun der Zuordnung der beiden übrigen Peaks zu, die anhand der unterschiedlichen Energieverluste im Szintillator gelingt: Da die Teilchen im Szintillator gestoppt werden, entspricht ihr Energieverlust gerade ihrer kinetischen Energie

$$T = E - m = \sqrt{p^2 + m^2} - m .$$

Wegen $\frac{\partial T}{\partial m} = \frac{m}{\sqrt{p^2 + m^2}} - 1 < 0$ nimmt die kinetische Energie von Teilchen gleichen Impulses mit deren Masse ab. Tatsächlich sehen wir im ADC-Spektrum zwei Linien (Abbildung 3.15). Die Zuordnung der Peaks im Flugzeitspektrum fällt nun leicht, indem wir zum Beispiel auf den linken Peak schneiden und nachsehen, welche Linie im ADC-Spektrum dann übrigbleibt.

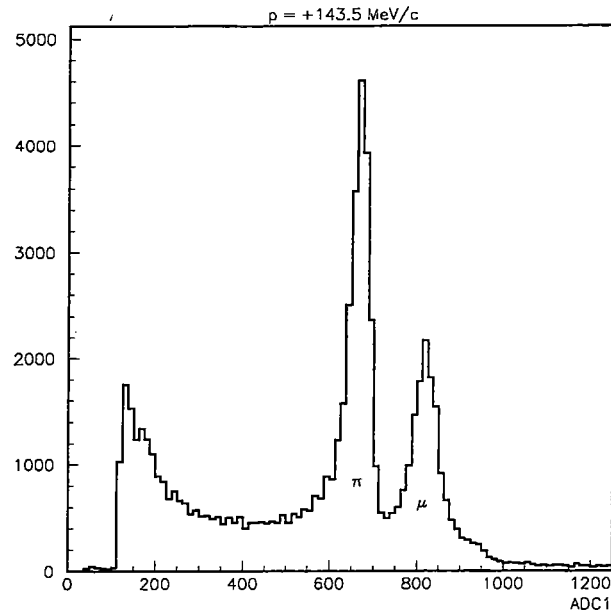


Abbildung 3.15: Energieverlustspektrum aller einlaufenden Teilchen

Diese Vorgehensweise wird in Abbildung 3.16 demonstriert. Bei anderen Impulsen lassen sich die drei einlaufenden Teilchen nicht immer allein anhand der Flugzeitmethode trennen; durch einen zusätzlichen ADC-Cut können wir jedoch auch hier relativ reine Pion-Sample gewinnen.

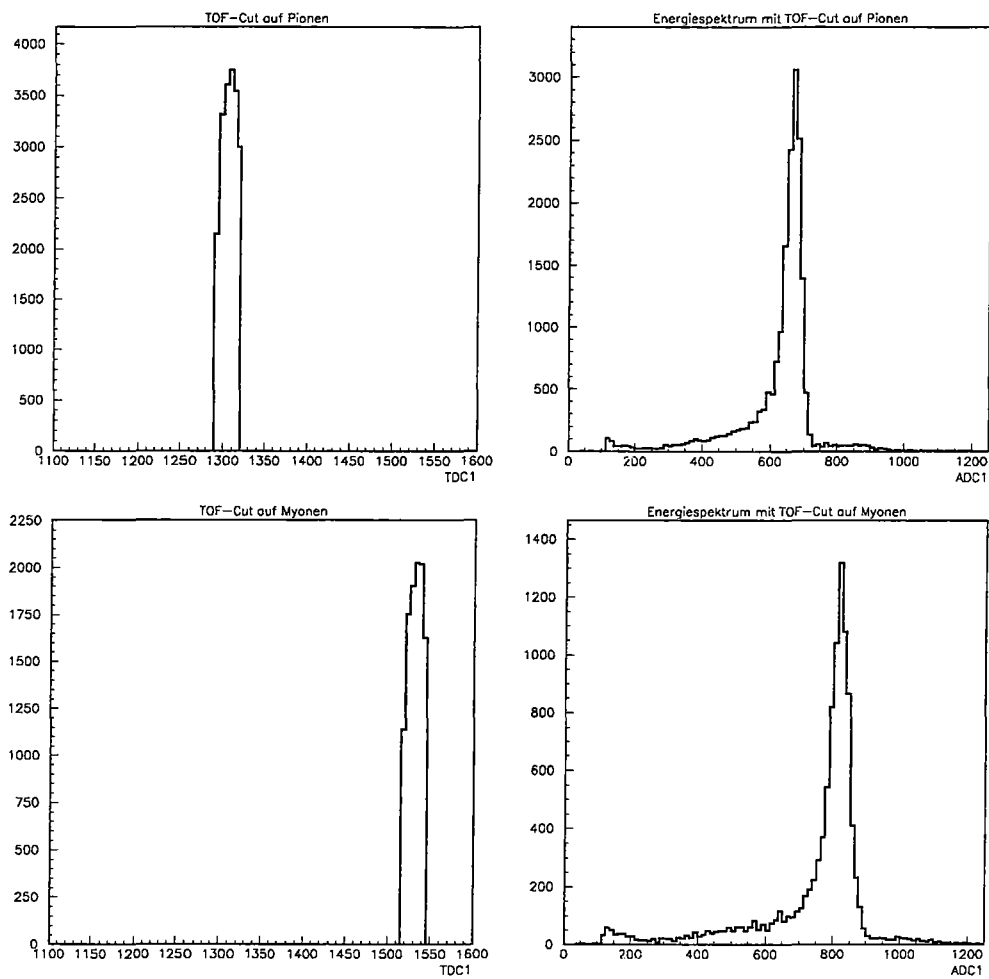


Abbildung 3.16: Trennung von einlaufenden Pionen und Myonen anhand von Flugzeitcuts; $p=+143.5$ MeV/c; links: TOF-Cut, rechts: zugehöriges ADC-Spektrum

3.3.2 Die Energieverlustspektren

Untergrund. Bei der Betrachtung des ADC-Spektrums in Abbildung 3.15 fällt sofort ein breites Band zwischen Null und dem Pionenpeak auf. Wenn man den Energieverlust gegen die Flugzeit aufträgt, sieht man, daß dieses Band von langsameren Teilchen verursacht wird. Als Moderator für einlaufende Teilchen kommt im Prinzip nur die Bleiblende in Frage. Um dies zu überprüfen, wurde die Blende während einer Messung entfernt. Statt des Startzählers (ursprünglich hinter der Bleiblende, Fläche ungefähr 150 cm^2) wurde ein etwa 1 cm^2 großer Fingerzähler im Abstand von 85 cm vor der Bleiabschirmung verwendet. Die Resultate mit und ohne Bleiblende sind in Abbildung 3.17 gegenübergestellt.

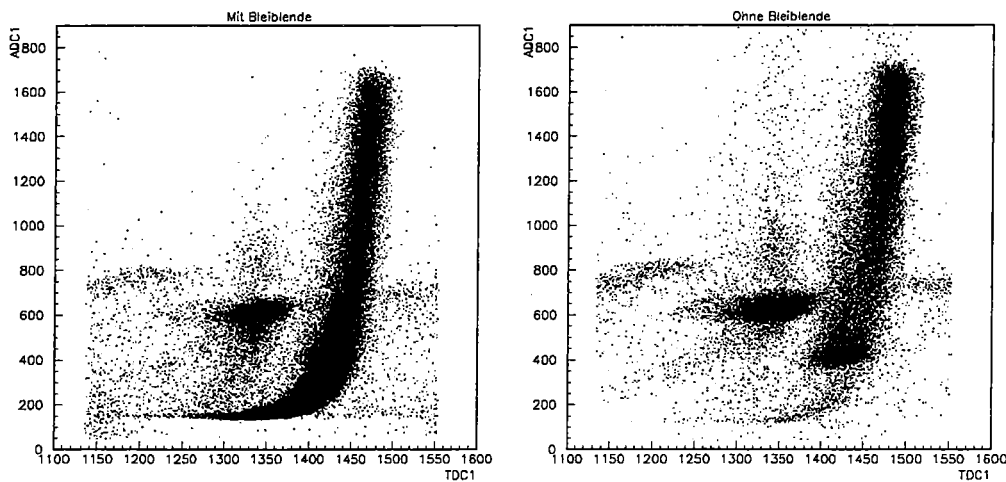


Abbildung 3.17: Einfluß der Bleiblende auf die Energiespektren; $p \approx -114 \text{ MeV}/c$

Energieauflösung. Es soll nun eine obere Schranke für die Energieauflösung der Kalorimetermodule angegeben werden (*obere* Schranke wegen des Energiestraggings durch die vielen Absorber im Strahlengang). Als Maß für die Auflösung wird das Verhältnis von Halbwertsbreite zu Peakposition verwendet. Diese Werte sind in Tabelle 3.5 zusammengestellt.

Hadronischer Anteil. In Abbildung 3.18 werden die ADC-Spektren von Pionen unterschiedlicher Polarität gegenübergestellt. Man sieht deutlich eine Peakverbreiterung bei den π^- . Außerdem ist der π^- -Peak zu kleineren Energien hin verschoben. Eine mögliche Erklärung dieser Beobachtungen wird durch den Absorptionsprozeß unter hadronischer Wechselwirkung gegeben: Das π^- kann zunächst genau wie das π^+ seine kinetische Energie durch Stöße mit Elektronen im Szintillator verlieren. Darüberhinaus kann das π^- jedoch auch an Nukleonen absorbiert werden, bevor es vollständig zur Ruhe gekommen ist. Das hat zur Folge, daß der elektromagnetische Energieverlust beim π^- im Mittel kleiner ist als beim π^+ , weswegen der Peak zu kleineren Energien hin verschoben wird.

p [MeV/c]	$(\frac{FWHM}{Peak})_{\mu}$ [%]	$(\frac{FWHM}{Peak})_{\pi}$ [%]
+114.5	9.0	11.3
-114.0	10.0	-
* +113.6	7.4	10.2
* -113.6	8.9	-
+143.5	4.9	7.2
-143.5	7.1	-
+163.5	7.1	6.2
+170.5	7.4	6.4
-170.5	6.0	-

Tabelle 3.5: Energieauflösung des Szintillationskalorimeters bei verschiedenen Impulsen und Teilchenpolaritäten; *: Messung ohne Bleiabschirmung und mit Fingerzähler

Außerdem ist in dem hier dargestellten Gesamtenergieverlust der positiv geladenen Pionen ($p_{\pi} = 144 \text{ MeV/c} \rightarrow T_{\pi} \approx 60 \text{ MeV}$) immer auch die kinetische Energie des Myons ($T_{\mu} = 4.2 \text{ MeV}$) aus dem prompten Zerfall enthalten.

Der höherenergetische Tail des π^{-} -Energieverlusts wird von den zum Teil angeregten Endzustandsteilchen nach der Pionabsorption verursacht. Eine solche Reaktion ist zum Beispiel $\pi^{-}d \rightarrow nn\gamma$ (26 %), bei der das Gamma dann für den oben genannten Tail verantwortlich wäre.

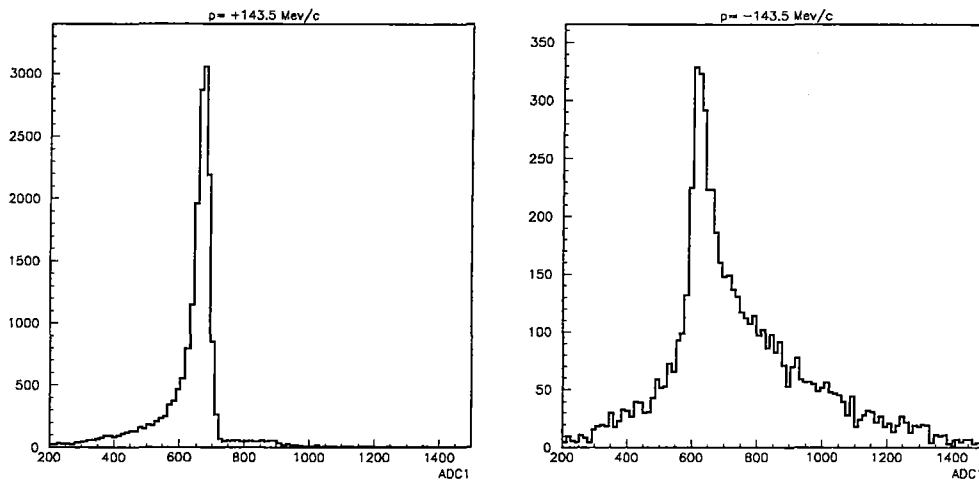


Abbildung 3.18: Vergleich der Energieverluste von positiven und negativen Pionen - hadronischer Anteil

3.3.3 π^+/π^- -Identifikation anhand des prompten Zerfalls

Es wurde bereits beschrieben, wie der Pionzerfall mit Hilfe von zwei ADCs, die jeweils den vorderen bzw. hinteren Teil des Energieverlustsignals abdecken, identifiziert werden soll. Eine besonders günstige Darstellung ergibt sich deshalb, indem diese beiden ADCs in einer 3-dimensionalen Darstellung gegeneinander aufgetragen werden, wobei die dritte Dimension durch die Häufigkeit gegeben ist, mit der eine bestimmte Kombination von $ADC2$ (frühes Gate) und $ADC3$ (spätes Gate) vorkommt. In einer solchen Darstellung liegen Signal mit gleicher Signalfrequenz, aber unterschiedlicher Signalfrequenz auf einer Geraden mit positiver Steigung. Je weiter ein Punkt auf dieser „Energieachse“ vom Ursprung entfernt ist, desto größer ist das zugehörige Signal. Wenn wir andererseits bei einer festen Energie die Signalfrequenz variieren, so liegen diese Punkte auf einer Linie, die die „Energieachse“ rechtwinklig schneidet. Falls eine zeitliche Lücke zwischen den beiden Gates besteht, gibt es auch in der Darstellung von $ADC2$ gegen $ADC3$ einen Übergangsbereich, in dem der eine ADC abnimmt, ohne daß der andere in gleicher Weise zunimmt. Solche Variationen der Signalfrequenz, die sich nur auf die Zeit zwischen den beiden Gates auswirken, haben Meßwerte zur Folge, die auf Geraden parallel zu den Achsen liegen.

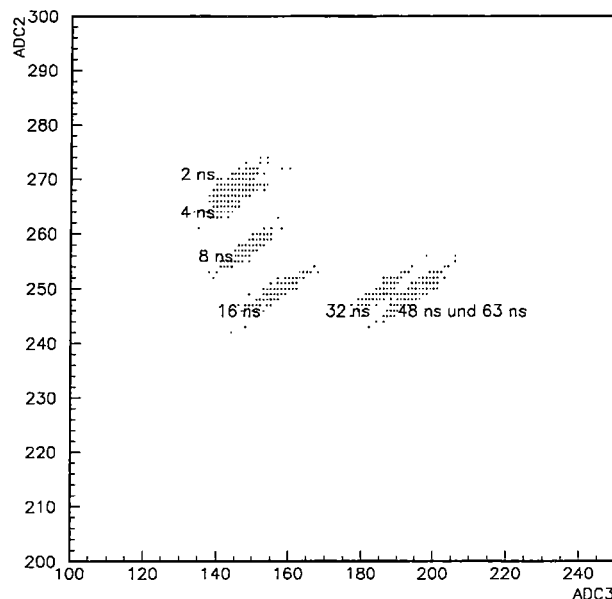


Abbildung 3.19: Simulation des Pionzerfalls mit Pulsersignalen, Verzögerung des $ADC3$ -Gate = 60 ns; die angegebenen Zeiten geben die Verzögerung der zweiten Signalkomponente des Pulsersignals an

Simulation mit Pulsersignalen. Um etwas mit der Darstellung vertraut zu werden, haben wir den Aufbau mit einem Pulser getestet. Das verwendete Signal ist aus zwei Komponenten zusammengesetzt: Die erste Komponente wurde hinsichtlich ihrer Anstiegs- und Abfallsflanke in größtmöglicher Übereinstimmung

mit einem Signal eingestellt, das ein Pion typischerweise erzeugt. Zu diesem Hauptsignal wird eine um einen Faktor 10 schwächere, zweite Komponente addiert, die den Pionzerfall simulieren soll und deshalb mit einer variablen Verzögerung versehen ist. In Abbildung 3.19 wird demonstriert, wie sich die oben genannte Darstellung mit der Signalform verändert. Die Einstellung der Gates von *ADC2* und *ADC3* wurde dabei konstant gehalten.

Die Resultate bestätigen völlig unser oben beschriebenes Verständnis von der gewählten Darstellung.

Unterscheidung von π^+/π^- . Aus dem bisher Gesagten erwarten wir, daß positive und negative Pionen in der *ADC2*-gegen-*ADC3*-Darstellung eine unterschiedliche „Handschrift“ hinterlassen. Für einen Vergleich lohnt es sich, einen Blick auf Abbildung 3.20 zu werfen.

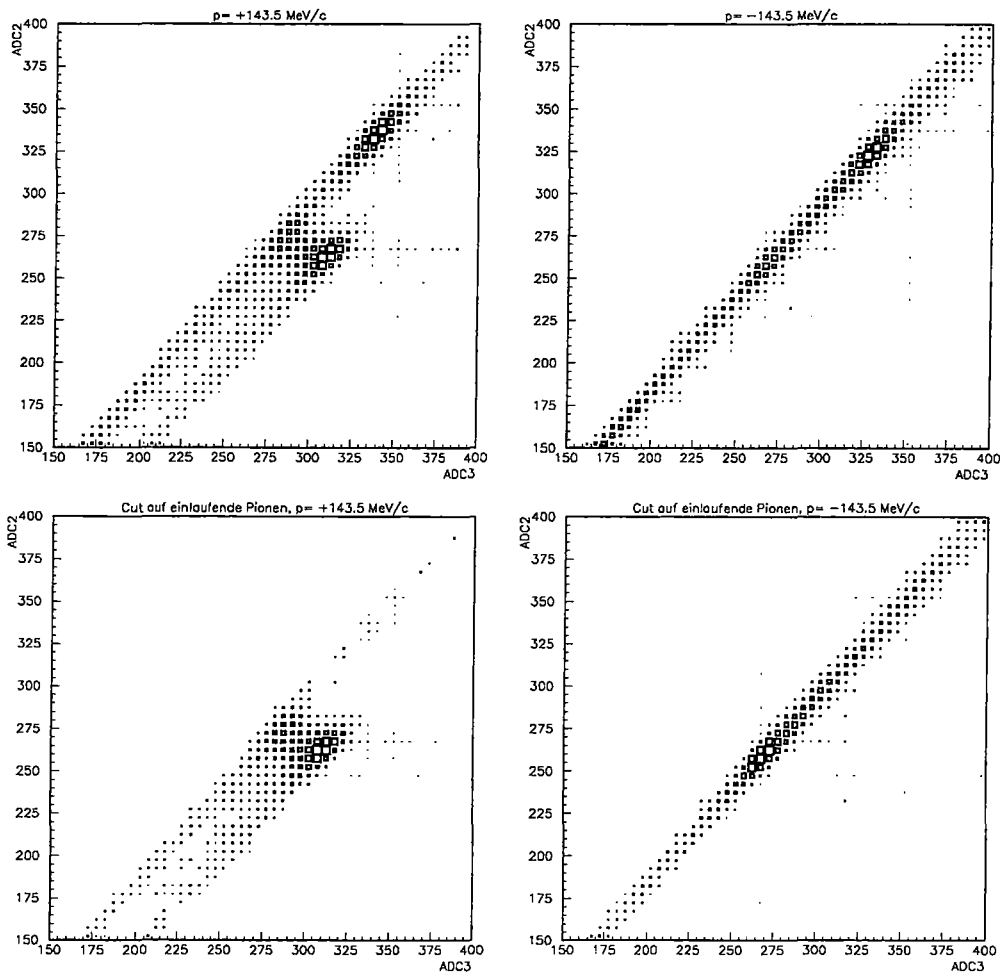


Abbildung 3.20: π^+/π^- im Vergleich, *ADC3*-Gate mit 40 ns verzögert

Zunächst erkennt man für beide Polaritäten zwei Peaks entsprechend den einlaufenden Pionen und Myonen. Mit dem Cut auf einlaufende Pionen fallen die

größeren ADC-Einträge weg. Beim π^+ bleiben jetzt noch zwei Peaks übrig. Je nachdem, ob ein Pion im Gate von $ADC2$ oder $ADC3$ zerfällt, leistet es einen Beitrag zum einen oder anderen Peak. Beim π^- , das ja, bevor es zerfallen kann, schon hadronisch absorbiert wurde, gibt es dagegen nur einen Peak. Nach dieser mehr qualitativen Argumentation soll im folgenden Abschnitt auch ein quantitativer Beweis geführt werden, daß es sich bei den beobachteten Unterschieden tatsächlich um einen Pionzerfall handelt.

Pionzerfallskonstante. Die Pionzerfallsrate $\dot{N}$ gehorcht ebenso wie die Zahl der Pionen N einem exponentiellen Gesetz.

$$\dot{N} = \dot{N}_0 \exp(-t/\tau)$$

Daraus erhält man durch Integration die Zahl der Zerfälle in einem bestimmten Zeitintervall.

$$\begin{aligned} N_{Zerfall}(t, \Delta t) &= \dot{N}_0 \int_t^{t+\Delta t} \dot{N}(t') dt' \\ &= \dot{N}_0 \cdot \tau \cdot \left(\exp\left(\frac{-(t + \Delta t)}{\tau}\right) - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right) \\ &= N_0 \cdot \exp(-t/\tau) \cdot (1 - \exp(\Delta t/\tau_\pi)) \end{aligned}$$

Für ein festes Beobachtungsintervall Δt ergibt sich also wieder eine einfache exponentielle Abhängigkeit, in die nur noch die Startzeit t des Beobachtungszeitraums eingeht.

Um die Zerfallskonstante der Pionen zu ermitteln, muß noch der Untergrund in Betracht gezogen werden: Dieser Untergrund hat einen zeitunabhängigen Anteil, der durch Teilchen zustande kommt, die vor dem eigentlichen Triggerstart in das Kalorimeter eingelaufen sind und dann während der Messung zerfallen. Dazu kommt noch ein zeitabhängiger Anteil, weil Pionen, die den Trigger für die Datenaufnahme gestartet haben und die bereits wenige Nanosekunden nach Eintreffen im Szintillator in Myonen zerfallen, auch noch weiter in Elektronen zerfallen können.

Bezeichnen wir mit N_3 die Zahl der Pionen, die im Zeitfenster von $ADC3$ zerfallen. Zur Bestimmung von N_3 ist eine saubere Trennung des zugehörigen Peaks in der $ADC2$ -gegen- $ADC3$ -Darstellung notwendig. Dabei ist die Wahl einer geschickten Skalierung der y-Achse von großer Bedeutung: Wir hatten bereits bemerkt, daß die Meßwerte bei fester Signalform aber unterschiedlicher Energie auf einer Geraden mit fester Steigung liegen. Es kommt uns hier jedoch gar nicht auf eine absolute Energieinformation an. Vielmehr wollen wir eine hohe Sensibilität auf kleine Änderungen in der Signalform erzielen. Wir erreichen dies, indem wir auf die y-Achse nicht $ADC2$ auftragen, sondern $ADC2 - \text{Geradensteigung} \cdot ADC3$. Dadurch werden Meßwerte, die von dieser „Energieachse“ abweichen, stärker hervorgehoben.

Eine Projektion entlang der x-Achse erlaubt nun die Unterscheidung von zwei Maxima. Ein Schnitt im Minimum dieser Projektion liefert uns eine erste Auswahl von Ereignissen, bei denen Pionen im $ADC3$ -Gate zerfallen. Wenn wir diesen Cut auf $ADC3$ anwenden, so erhalten wir einen scharfen Peak am niederenergetischen Ende eines breiten Bandes. Die Zahl der Pionzerfälle, die mit

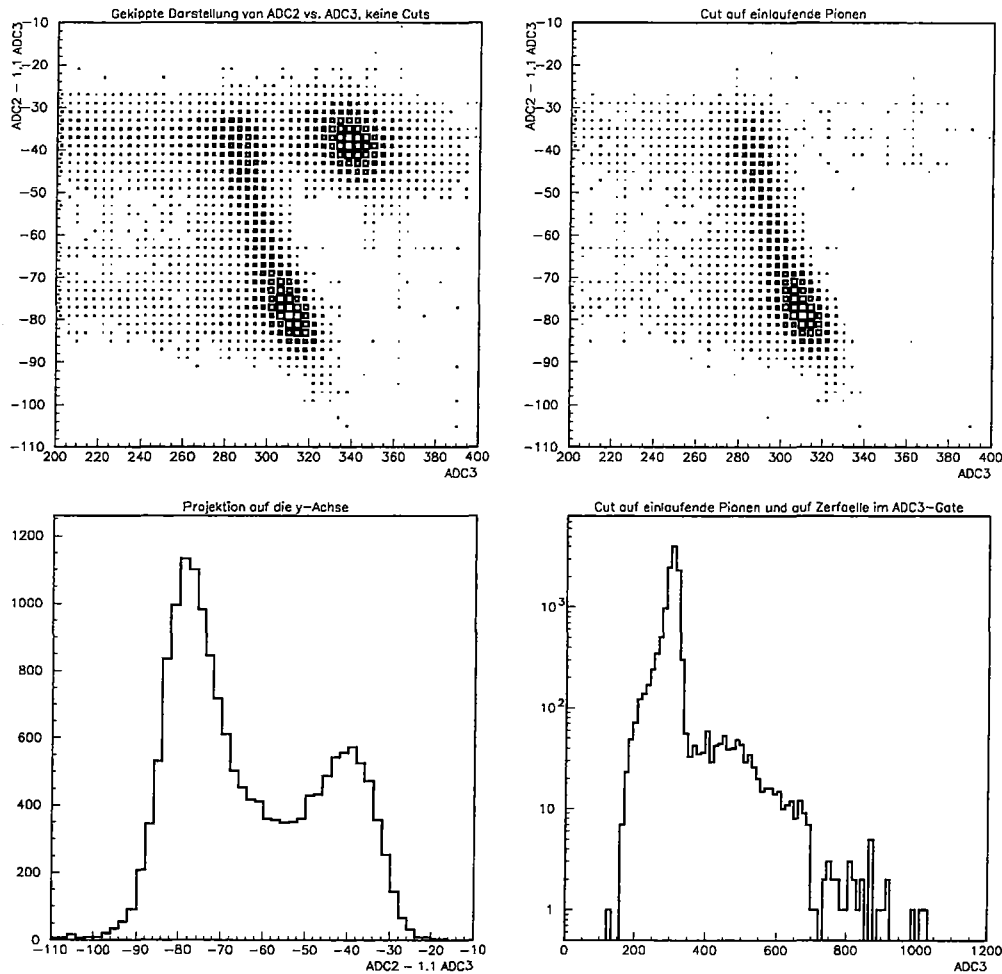


Abbildung 3.21: Verbesserung der Darstellung für Pulse-Shape-Discrimination, $p = +143.5 \text{ MeV}/c$, ADC3-Gate mit 40 ns verzögert

Pionen korreliert sind, die Trigger für die Datenaufnahme geliefert haben, erhalten wir schließlich durch einen weiteren Schnitt auf $ADC3$, bei dem der zeitunabhängige Untergrund (s.o.) abgetrennt wird. In Abbildung 3.21 wird die beschriebene Vorgehensweise noch einmal in mehreren Schritten demonstriert.

Nach der Wahl eines Pionsamples durch geeignete Schnitte auf die Flugzeit und den gesamten Energieverlust ($ADC1$) der einlaufenden Teilchen bleiben noch $N_{\text{Untergrund}} + N_{0,\pi}$ Ereignisse für die Auswertung übrig. Unter der Annahme, daß die Anzahl der Pionen und der Untergrund in gleichem Maße mit der Strahlintensität variieren, erhalten wir aus dem Quotienten $\frac{N_3}{N_{\text{Untergrund}} + N_{0,\pi}}$ die Zerfallskonstante der Pionen:

$$\begin{aligned}\frac{N_3}{N_{\text{Untergrund}} + N_{0,\pi}} &= \frac{N_{0,\pi}}{N_{\text{Untergrund}} + N_{0,\pi}} \cdot (1 - \exp(-\Delta t/\tau_\pi)) \cdot \exp(-t/\tau_\pi) \\ &\approx \frac{1}{1 + N_{\text{Untergrund}}/N_{0,\pi}} \cdot \exp(-t/\tau_\pi)\end{aligned}$$

Für die Näherung wurde verwendet, daß der Ausdruck $\exp(-\Delta t/\tau_\pi)$ wegen der eingestellten $ADC3$ -Gatelänge von $\Delta t = 110 \text{ ns} \gg \tau_\pi$ gegenüber 1 vernachlässigt werden kann. Nun ist noch zu beachten, daß die eingestellte Verzögerung des $ADC3$ -Gates t stets mit einem unbekannten Offset versehen ist, den wir in die oben angestellten Überlegung einbeziehen, indem wir t durch $t + t_{\text{offset}}$ ersetzen. Die exponentielle Abhängigkeit bleibt davon unberührt und wir erhalten schließlich

$$\frac{N_3}{N_{\text{Untergrund}} + N_{0,\pi}} \approx \frac{\exp(-t_{\text{offset}}/\tau_\pi)}{1 + N_{\text{Untergrund}}/N_{0,\pi}} \cdot \exp(-t/\tau_\pi)$$

Werfen wir einen Blick auf Abbildung 3.22: Dort ist die nach der oben beschriebenen Methode normierte Zahl der Pionzerfälle für verschiedene Impulse logarithmisch gegen die Verzögerungszeit des $ADC3$ -Gate aufgetragen. Der exponentielle Abfall der Zerfallsrate wird in dieser Darstellung durch eine Gerade $y = P1 + P2 \cdot x$ mit Steigung $P2 = -1/\tau_\pi$ beschrieben. Bei Vernachlässigung des Untergrunds ($N_{\text{Untergrund}} = 0$) steht der zeitliche Offset t_{offset} mit dem Versatz der Geraden $P1$ über $t_{\text{offset}} = P1/P2$ in Beziehung.

$p \text{ [MeV/c]}$	$t_{\text{offset}} \text{ [ns]}$	$\tau_\pi \text{ [ns]}$
+114.5	-23.0 ± 1.8	26.9 ± 0.7
+143.5	-18.3 ± 0.2	31.9 ± 0.3
+163.5	-26.7 ± 1.0	27.2 ± 0.4
+170.5	-22.6 ± 3.6	31.4 ± 2.6

Tabelle 3.6: Pionzerfallskonstante und zeitlicher Offset für verschiedene Pionimpulse

In Tabelle 3.6 sind die Meßergebnisse zu verschiedenen Impulsen zusammengefaßt. Die Zuverlässigkeit der hier aufgezeigten Methode zur Pionidentifikation wird zum einen durch die relativ gute Reproduktion der Zerfallszeit, zum anderen durch das konstante Verhältnis des Faktors vor der Exponentialfunktion und damit des zeitlichen Offsets bestätigt.

Mit Hilfe von t_{offset} kann nun auch die *tatsächliche* Verzögerung des $ADC3$ -Gates hinsichtlich des Eintreffzeitpunkts der Pionen im Kalorimeter ermittelt werden: eine *eingestellte* Verzögerung von 40 ns entspricht nämlich gerade einer *realen* Verzögerung von $40 \text{ ns} + t_{\text{offset}} \approx 20 \text{ ns}$. Dieser Wert wurde auch beim Abgleich des Timinigs vom $ADC3$ -Gate mit Hilfe eines Oszilloskops so gut wie möglich eingestellt (siehe auch Abschnitt 3.2.2).

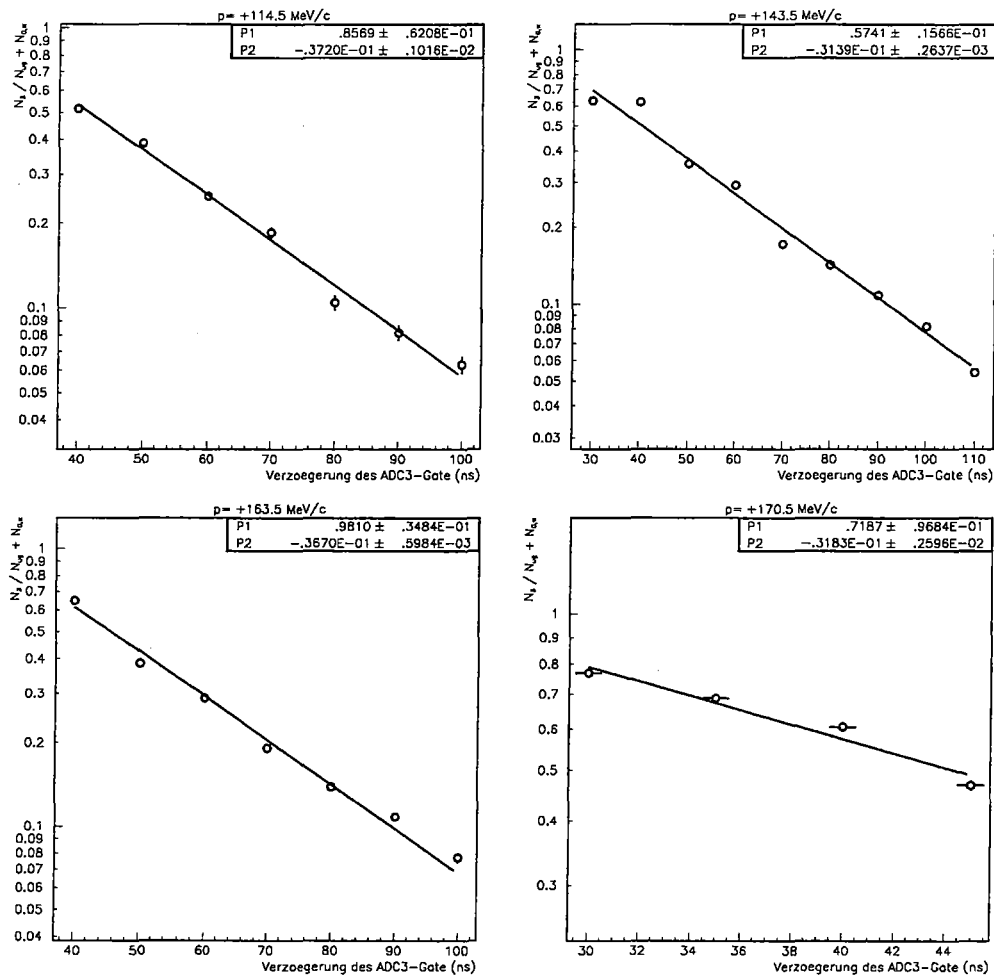


Abbildung 3.22: Exponentielle Abnahme der Anzahl der Pionzerfälle im ADC3-Gate mit dessen Verzögerung

Effizienz der Pionidentifikation. In der Darstellung von *ADC2* gegen *ADC3* kann der Peak zu den in *ADC3* zerfallenden Pionen umso besser isoliert werden, je weiter das *ADC3*-Gate nach hinten verschoben wird. Allerdings nimmt dabei gleichzeitig der Anteil der identifizierten Pionen ab. Wenn auf der anderen Seite das *ADC3*-Gate zu früh gewählt wird, ist keine saubere Unterscheidung von Pionzerfällen in dem einen oder anderen Gate mehr möglich. Bei allen verwendeten Pionimpulsen funktioniert die vorgestellte Methode zuverlässig, sobald das *ADC3*-Gate genügend verzögert wird. Die Nachweiseffizienz ε_π gibt das Verhältnis von nachgewiesenen zu insgesamt eingelaufenen Pionen an. Unter Vernachlässigung des Untergrunds ist diese Größe bereits in Abbildung 3.22 dargestellt: ε_π ist bei allen gemessenen Impulsen besser als 50 %.

3.3.4 π^+/π^- -Identifikation anhand des verzögerten Zerfalls

Der Zeitpunkt des Myonzerfalls läßt sich im Gegensatz zu dem des Pionzerfalls direkt messen. Allerdings kommt hier wegen der relativ langen Lebensdauer der Myonen eine neue Schwierigkeit bezüglich der Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifikation ins Spiel.

Untergrund. Wir erinnern uns, daß durch die Verwendung des Startzählers ein Veto auf diejenigen Teilchen gegeben wird, die während der Messung der Myonzerfallszeit von außen ins Kalorimeter einlaufen. Dadurch kann sichergestellt werden, daß die gemessene Zeit von einem Teilchen herrührt, das wirklich im Kalorimeter zerfallen ist. Was passiert jedoch, wenn ein Myon oder Pion vor dem Triggersignal, das die Datenaufnahme startet, in das Kalorimeter einläuft? Ein solches Teilchen würde schließlich auch im Kalorimeter zerfallen und die Zeitmessung stoppen, obwohl das richtige Myon (aus dem Pion, das den Trigger ausgelöst hat) vielleicht noch existiert. Da die verwendeten TDC-Module nur ein Stop auswerten (nämlich das erste), führt dieser Effekt letztlich dazu, daß die Zerfallszeiten der Myonen eher etwas zu kurz ausfallen. Die Abweichung wird umso größer, je höher die Ratenbelastung ist.

Direkte Myonen. Durch einen geeigneten Schnitt auf Flugzeit und Energieverlust verschaffen wir uns zunächst ein Sample von einlaufenden Myonen. Diese Myonen haben eine unterschiedliche Vergangenheit je nachdem, wo sie auf dem Weg zwischen Produktionstarget und Meßanordnung aus einem Pion hervorgegangen sind. Der dadurch zustandekommende Altersunterschied dieser Myonen spiegelt sich in unserer Messung in einer scheinbar zu kurzen Lebensdauer wider: Das Startsignal für die Messung wird nämlich unabhängig von der Vorgeschichte des jeweiligen Teilchens immer bei dessen Eintreffen im Szintillator gegeben. Eine richtige Messung der Myonlebensdauer können wir nur dann durchführen, wenn das Startsignal einen festen Abstand zum Entstehungszeitpunkt des Myons hat. Wenigstens können wir eine obere Grenze für diesen Fehler angeben: die größtmögliche Abweichung der gemessenen von der tatsächlichen Myonlebensdauer entspricht nämlich gerade der Flugzeit, die die Myonen bzw. Pionen zwischen Produktionstarget und Detektor brauchen. Sie liegt im Bereich von etwa 100 ns (siehe auch Abbildung 3.7). Ein Beispiel für die Messung der Lebensdauern der direkten Myonen positiver und negativer Polarität befindet sich in Abbildung 3.23.

Über einen Fit durch eine Exponentialfunktion ermitteln wir wie schon beim Pionzerfall die mittlere Lebensdauer der Myonen. Die Ergebnisse sind für verschiedenen Teilchenimpulse in Tabelle 3.7 zusammengestellt.

Zu den Messungen ist zu bemerken, daß die Ratenbelastung bei +163.5 MeV/c mit rund 80 kHz viel höher ist als bei +114.5 MeV/c (≈ 20 kHz). Dementsprechend schlechter sind die gemessenen Lebensdauern.

μ^- -Einfang. Im Kalorimeter gestoppte, negativ geladene Myonen werden mit nicht zu vernachlässigender Wahrscheinlichkeit gemäß $\mu^- + p \rightarrow \nu_\mu + n$ von Protonen im Szintillator eingefangen. Im allgemeinen wächst die Einfangwahrscheinlichkeit $\Lambda_{\mu, capture}$ in verschiedenen Absorbern wie Z_{eff}^4 , wobei $Z_{eff} < Z$ eine effektive Kernladungszahl ist, die berücksichtigt, daß ein in den Kern eingedrungenes Myon nicht die volle Kernladung spürt.

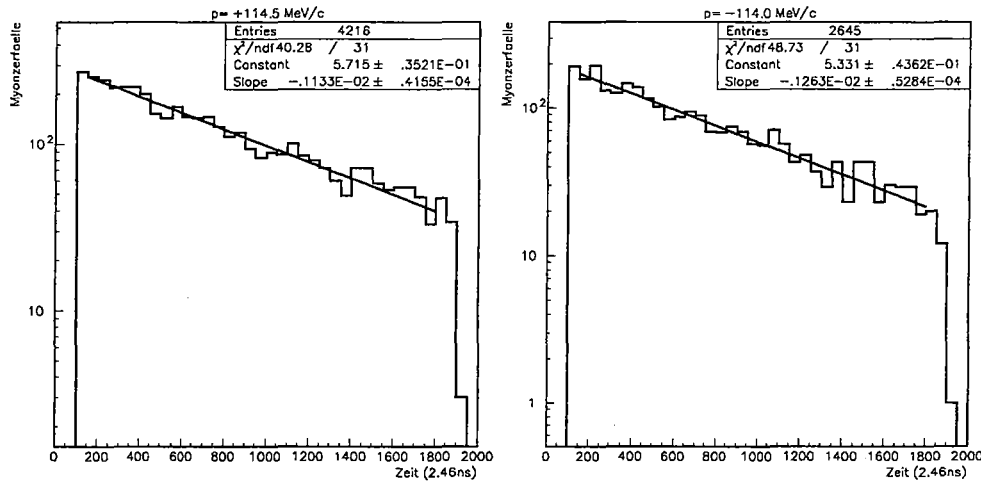


Abbildung 3.23: Lebensdauer der direkten Myonen

Impuls [MeV/c]	direkt einlaufende μ		μ aus π -Zerfall im Kalo
	τ_{μ^+}	τ_{μ^-}	τ_{μ^+}
≈ 114	2.123 ± 0.027	1.948 ± 0.081	2.183 ± 0.041
163.5	2.052 ± 0.039	—	2.053 ± 0.022
170.5 *	2.084 ± 0.072	1.898 ± 0.152	2.101 ± 0.038

Tabelle 3.7: Myonlebensdauern aus Messungen bei verschiedenen Strahlimpulsen; *: kein Veto durch außenliegende Module

Eine auf starken Vereinfachungen basierende Theorie [SEG77] liefert

$$\Lambda_{\mu, \text{capture}} = \frac{1}{\tau_{\mu}} \cdot 192\pi\alpha^3 \cdot Z^4 .$$

In diesem Ausdruck ergibt sich die Gleichheit von Einfangs- und Zerfallswahrscheinlichkeit bei $Z = 8$ und weicht damit vom experimentell belegten Wert $Z = 11$ ab. Für ein „Anpassung“ multiplizieren wir die rechte Seite mit $(\frac{8}{11})^4$. Unter Berücksichtigung des Myoneinfangs ergibt sich die aus der hier vorgestellten Messung zu erwartende Lebensdauer $\tau_{\mu, \text{mess}}$ aus

$$\frac{1}{\tau_{\mu, \text{mess}}} = \frac{1}{\tau_{\mu}} + \Lambda_{\mu, \text{capture}} = \frac{1}{\tau_{\mu}} + \Lambda_{\mu, \text{capture}} C + \Lambda_{\mu, \text{capture}} H ,$$

weil der Einfang an Wasserstoff- oder Kohlenstoffkernen stattfinden kann, die zu etwa gleichen Teilen im Szintillator vorhanden sind.

Mit der oben angegebenen Formel erhalten wir als Abschätzung $\tau_{\mu, \text{mess}} \approx 2.0 \mu\text{s}$; Experimente von Maier et al. [MAI64] ergaben an Kohlenstoff Werte zwischen 2.01 ± 0.04 und $2.09 \pm 0.06 \mu\text{s}$.

Die scheinbar zu kurzen Lebensdauern der negativ geladenen Myonen (Tabelle 3.7) können auf diese Weise gut verstanden werden.

Myonen aus dem Pionzerfall im Kalorimeter. Diesmal schneiden wir auf einlaufende Pionen und erhalten als ein Beispiel die in Abbildung 3.24 gezeigten Spektren für die Myonzerfallszeiten.

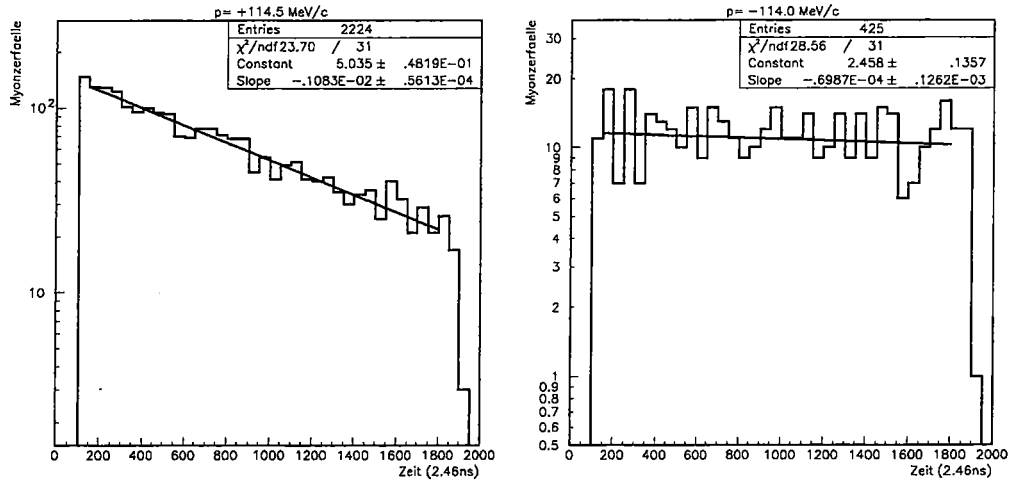


Abbildung 3.24: Lebensdauer der Myonen aus einem Pionzerfall im Kalorimeter

Die daraus berechneten, mittleren Myonlebensdauern sind ebenfalls in Tabelle 3.7 wiedergegeben. Die Messung bei $\approx 114 \text{ MeV}/c$ wurde bei der geringsten Ratenbelastung (s.o.) durchgeführt und liefert ein Resultat, das sehr gut mit dem Literaturwert für τ_μ übereinstimmt.

Bei negativer Polarität gibt es keine Myonen, da die Pionen vor ihrem Zerfall hadronisch absorbiert wurden. Dies wird auch an dem zugehörigen Spektrum (Abbildung 3.24, rechts) deutlich, wo keine exponentielle Abhängigkeit erkennbar ist.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurden zunächst sieben Module des für das COSY-TOF-Spektrometer vorgesehenen hadronischen Szintillationskalorimeters zusammengebaut. Anschließend wurden in zwei Reihen von Testmessungen einige Eigenschaften dieses Energiedetektors untersucht:

Die Messungen mit Höhenstrahlung, bei denen minimalionisierende Myonen den Szintillator senkrecht zur Modulachse und in unterschiedlichen Entfernungen zur Lichtauskopplung durchlaufen, lieferten einen ersten Eindruck von der Güte der Lichtsammlung: die gemessene Effizienz, mit der Photonen, die im Szintillator erzeugt werden, ausgelesen werden können, liegt im Bereich von etwa 10 % und befindet sich damit in guter Übereinstimmung mit den aus dem Simulationsprogramm MONALISA gewonnenen Werten. Die Homogenität der Lichtausbeute variiert entlang der Modulachse um weniger als 2 %.

Bei den einem Energieverlust von 28 MeV entsprechenden 5600 Photoelektronen konnte die Linearität der Röhrenverstärkung nur dadurch erhalten werden, daß die Betriebsspannung auf 1200 V gesenkt wurde. Für die Messung deutlich höherer Energieverluste wird daher eine Verringerung der Photonenausbeute unumgänglich sein. Dies könnte durch eine Schwärzung der Szintillatoroberfläche geschehen.

Die Messungen am PSI haben gezeigt, daß mit den vorliegenden Kalorimetermodulen eine Trennung von positiven und negativen Pionen aufgrund ihres unterschiedlichen Absorptionsverhaltens möglich ist. Für Impulse zwischen 114 und 171 MeV/c lag die Nachweiseffizienz stets oberhalb von 50 %. Die Zerfallskonstanten von Pion und Myon konnten mit einiger Genauigkeit reproduziert werden.

Die Beurteilung des Energiedetektors im Zusammenspiel mit dem TOF steht noch aus. Insbesondere ist zu untersuchen, inwieweit eine Energiemessung auch dann möglich ist, wenn ein geladenes Teilchen mehrere benachbarte Module durchläuft.

Anhang A

Ortsinterpolation in Quirlpixeln anhand der Zeitdifferenz

In Kapitel 1 wurde bereits kurz darauf eingegangen, wie mit Hilfe des dreilagigen Zentralhodoskops die Spur eines geladenen Teilchens rekonstruiert werden kann. Die Koinzidenz aller drei Lagen von Quirl- bzw. Ringdetektor legt den Durchtrittsort eines Teilchens auf die Größe eines sogenannten Pixels fest (siehe Abbildung A.1 [†]). Ohne weitere Informationen ist der Schwerpunkt des getroffenen Pixels die beste Näherung für den tatsächlichen Durchtrittspunkt. Im folgenden soll eine Möglichkeit aufgezeigt werden, wie anhand der Zeitdifferenz von rechts- und linksgewundenen Streifen eine „Ortsinterpolation“ vorgenommen werden kann.

Isochronen. Die Symmetrie der rechts- und linksgewundenen Quirlszintillatoren kommt auch in der gemessenen Zeitdifferenz zwischen beiden Streifen zum Ausdruck: Aus Abbildung A.1 (rechts) geht hervor, daß durch die Koinzidenz von rechts- und linksgewundenen Szintillatoren ein rautenförmiges Gebiet umrissen wird. Diese Raute wird durch eine weitere Koinzidenz mit einem geraden Streifen in zwei Pixel unterteilt. Die Auslese der Streifen erfolgt nach außen.

Für Teilchen, die entlang der Trennungslinie zweier benachbarter Pixel einlaufen, nehmen die Flugzeiten der Teilchen und die Lichtwege im Szintillator in derselben Weise zu und ebenso die insgesamt gemessenen Zeiten t_{links} und t_{rechts} . Die Zeitdifferenz $\Delta t_{lr} = t_{links} - t_{rechts}$ bleibt daher konstant.

Auch innerhalb der Pixel 0 und 1 lassen sich Linien finden, entlang derer sich die Zeitdifferenz Δt_{lr} nicht ändert (= Isochronen). Die Isochronen in Pixel 0 und 1 sind symmetrisch bezüglich der Trennungslinie. Die Länge einer Isochrone ist proportional zur Häufigkeit, mit der eine bestimmte Zeitdifferenz gemessen wird. Auf diese Weise erhalten wir anhand der Zeitdifferenz Δt_{lr} ein direktes Abbild eines Pixels.

[†]Die Beschreibung der Durchtrittsorte der Teilchen mit den dort skizzierten Pixelflächen ist nur exakt für einen unendlichen Abstand Quirl-Target. Näherungsweise ist sie aber gültig, sobald der Abstand zwischen Quirl und Target viel größer ist als der Abstand der Quirlebenen untereinander.

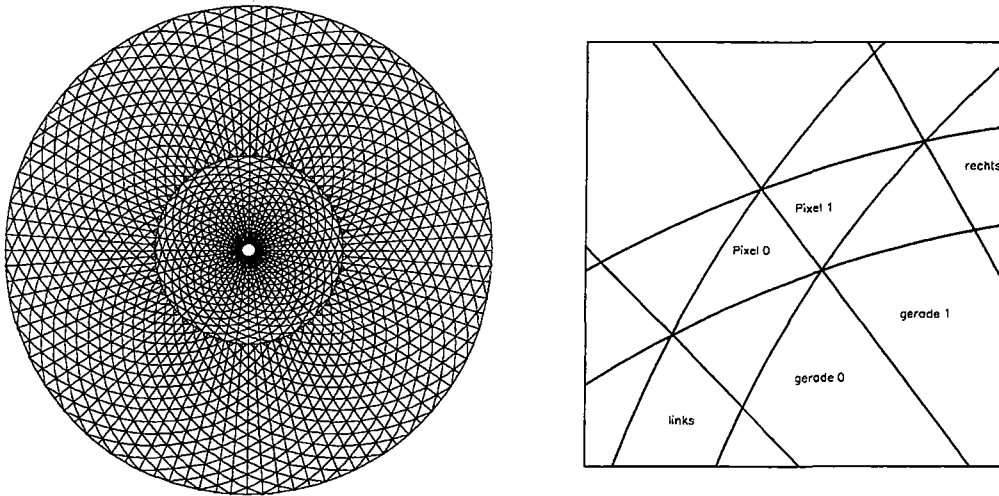


Abbildung A.1: Pixelstruktur von Quirl und Ringdetektor; links: Gesamtansicht des Zentralrhodskops, rechts: vergrößerter Ausschnitt des Überlapps von geraden, links- und rechtsgewundenen Szintillatorstreifen

Messung. In Abbildung A.3 (oben links) ist das gemessene Zeitdifferenzspektrum Δt_{lr} ohne Koinzidenz mit geraden Streifen aufgetragen. Das Beispiel stammt aus Run 969 (Dezember 1994) und gehört zu einer Raute, die auf einem Radius von etwa 53 cm liegt. Die Ausdehnung der Raute in ϕ -Richtung beträgt etwa 14 cm, die radiale Ausdehnung etwa 4.8 cm.

Wenn zusätzlich gerade Streifen in Koinzidenz gefordert werden, erhalten wir die in derselben Abbildung in der Mitte und unten dargestellten Spektren. Die Schwerpunkte der beiden benachbarten Pixel (0 und 1) lassen sich allein anhand von Δt_{lr} eindeutig trennen. Die der Pixelgeometrie entsprechende Asymmetrie kommt in der gemessenen Verteilung wenigstens andeutungsweise zum Vorschein.

Simulation. Um die Zeitdifferenzspektren zu simulieren, muß die ideale Verteilung, die aus der Pixelgeometrie hervorgeht, mit einer Gaußverteilung geeigneter Breite gefaltet werden: Dazu gehen wir von einer Zeitauflösung $\sigma = 300$ ps aus. Um die ideale Verteilung mit der σ -Breite der Gaußverteilung ins richtige Verhältnis zu setzen, verwenden wir, daß Δt_{lr} um höchstens 460 ps innerhalb eines Pixels schwanken kann. Dies entspricht gerade der Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Lichtsignals von 15 cm/ns bei einer Weglänge von knapp 7 cm (= ϕ -Ausdehnung des Pixels). Die Fußbreite der Verteilung, die ausschließlich die Pixelgeometrie berücksichtigt, muß also rund 1.5-mal größer sein als die σ -Breite der Fehlerverteilung. Die Vorgehensweise wird in Abbildung A.2 gezeigt; das Ergebnis der Simulationsrechnung wird in Abbildung A.3 (rechts) den gemessenen Verteilungen gegenübergestellt.

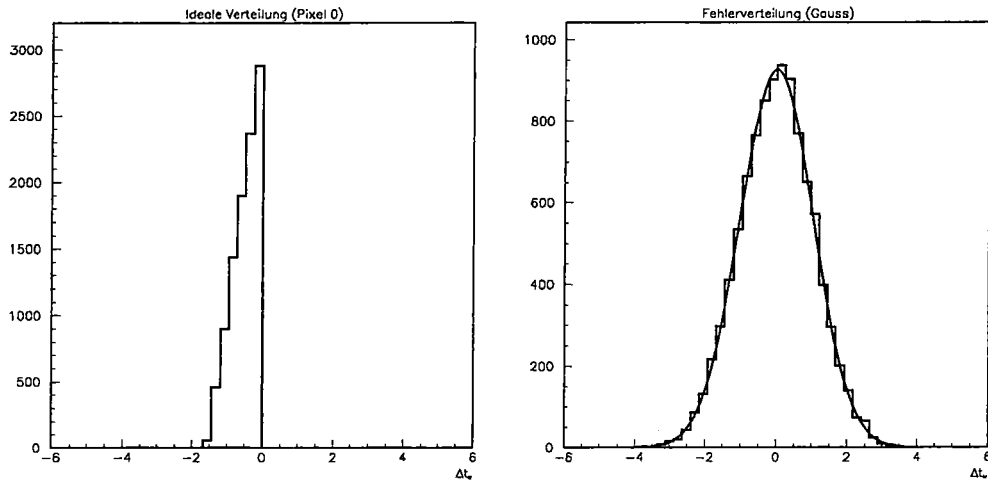


Abbildung A.2: Simulation von Δt_{lr} ; links: Zeitdifferenzspektrum durch die Pixelgeometrie, rechts: Gaußverteilung ($\sigma = 300$ ps)

Zusammenfassung. Es wurde gezeigt, daß die Zeitdifferenz Δt_{lr} zur Unterscheidung der Schwerpunkte zweier benachbarter Pixel ausreicht. Auf dieselbe Weise sollte es möglich sein, auch innerhalb *eines* Pixels, den Durchtrittsort einer Teilchenspur genauer zu bestimmen oder wenigstens ausgehend vom Pixelschwerpunkt eine „Korrektur in die richtige Richtung“ anzugeben. Die ϕ -Auflösung des Zentralhodoskops ließe sich auf diese Weise insbesondere bei größeren Radien verbessern. Durch die Zeitdifferenz zwischen geraden und gewundenen Streifen werden andere Isochronen definiert als durch Δt_{lr} . Sie könnten ebenfalls zur Korrektur herangezogen werden. Eine quantitative Umsetzung der hier skizzierten Methode steht noch aus.

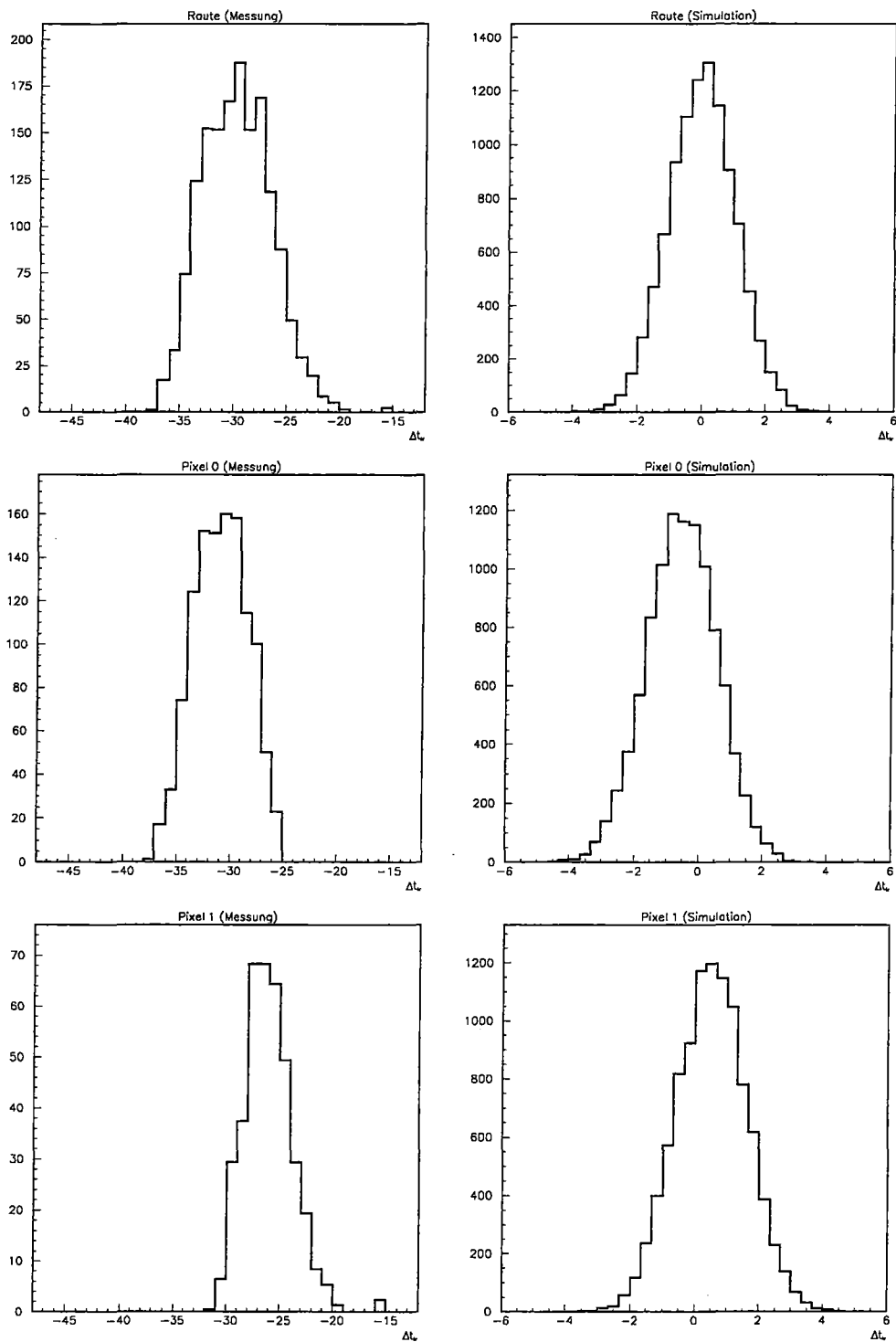


Abbildung A.3: Messung (links) und Simulation (rechts) von Δt_{lr} ; das dargestellte Zeitintervall entspricht 3.6 ns; oben: Raute, d.h. keine Koinzidenz mit geraden Streifen; Mitte und unten: Pixel aus zusätzlicher Koinzidenz mit geraden Streifen

Literaturverzeichnis

- [ALL84] O. C. Allkofer, P. K. F. Grieder, *Cosmic Rays on Earth*, Physik Daten, Fachinformationszentrum Karlsruhe (1984)
- [AND94] R. Andermann, *Test eines Čerenkov-Detektors am $\pi E3$ -Kanal des PSI*, Diplomarbeit Universität Tübingen (1994)
- [BICRON] BICRON, *Scintillation Products*, October 1993
- [CER92] CERN, *PAW++ – The Complete Reference, Vers. 1.14*, CERN Prog. Libr. Q121, Genf 1992
- [CRA80] J.F. Crawford, M. Daum, G.H. Eaton, R. Frosch, et al., *Measurements of cross sections and asymmetry parameters for the production of charged pions from various nuclei by 585-MeV protons*, Phys. Rev. C 22 Nr. 3, 1184–1196 (1980)
- [DAH94] M. Dahmen et al., *A three layer circular scintillator hodoscope*, Nucl. Instr. and Meth. A 348, 97–104 (1994)
- [DAH95] M. Dahmen, *Das Flugzeitspektrometer an COSY: Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen*, Dissertation Universität Bonn (1995)
- [JAE94] V. Jaeckle et al., *A liquid hydrogen/deuterium target with very thin windows*, Nucl. Instr. and Meth. A 349, 15–17 (1994)
- [KIL88] K. Kilian, *Ideale Detektoren für Hadronenphysik an COSY*, CANU-Arbeitstreffen über Detektorenentwicklung und Experimente an COSY, Jülich, 3./4.Mai 1988, Report Jül-Spez 445, Mai 1988
- [KIR94] M. Kirsch, *Entwicklung und Aufbau eines Detektorsystems zur Messung der assoziierten Strangenessproduktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1994)
- [KUH93] E. Kuhlmann, *Light Meson Production and pp-Bremsstrahlung at the COSY Time-of-Flight Spectrometer*, Physica Scripta 48, 226–228 (1993)
- [KUR95] G. R. Kurz, *π^+/π^- -Identifikation in Szintillatoren*, Diplomarbeit Universität Tübingen (1995)
- [LECROY] LECROY, Manuals zu den verwendeten NIM- und CAMAC-Modulen

- [LEO94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2. Auflage (1994)
- [MAI64] E. J. Maier, R. M. Edelstein, R. T. Siegel, *Measurement of the Reaction $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu_\mu$* , Phys. Rev. 133, B663 (1964)
- [MAI92] R. Maier, U. Pfister et al., *COSY-Jülich a Synchrotron and Storage Ring for Medium Energy Physics*, XIII International Conference on Cyclotrons and their Applications, Vancouver, Canada, 6–10 July 1992
- [MAI93] R. Maier, *Commissioning of the COSY Electron Cooler*, KFA-IKP Annual Report 1993
- [MIC91] P. Michel et al., KFA-IKP Annual Report 1991
- [NAK93] C. Nake, *Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern*, Diplomarbeit Universität Bonn (1993), Jül-Bericht 2820
- [PDG94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D 50, 1173 (1994)
- [PHILIPS] PHILIPS PHOTONICS, *Photomultiplier Tubes*, D-PMT-CAT93 (1993)
- [ROD93] E. Roderburg et al., *Studies of η and η' Measurements with the Time-Of-Flight Spectrometer at COSY*, Acta Phys. Pol. B 24, 1629 (1993)
- [SEF90] T. Sefzick et al., *A System for Simulation of Scintillator Light Signals*, Nucl. Instr. and Meth. A 288, 571–573 (1990)
- [SEG77] E. Segrè, *Nuclei and Particles*, W. A. Benjamin, Inc., 2nd edition (1977)
- [STE84] R. M. Sternheimer, M. J. Berger, S. M. Seltzer, *Density Effect for Ionisation Loss of Charged Particles in Various Substances*, Atomic Data and Nucl. Data Tabl. 30, 261–271 (1984)
- [STR94] R. Stratmann, *Entwicklung einer Influenzdrahtkammer für Experimente an COSY und Untersuchung von Hochrateneffekten nach einem neuartigen Verfahren*, Dissertation Universität Bonn (1994), Jül-Bericht 2901
- [TUR88] P. Turek et al., *Kaon-Hyperon-Produktion*, CANU-Arbeitstreffen über Detektorenentwicklung und Experimente an COSY, Jülich, 3./4. Mai 1988, Report Jül-Spez 445, Mai 1988
- [WEY90] Heinz J. Weyer, *Pion Absorption In Light Nuclei*, Phys. Rep. 195 Nr. 6, 295–367 (1990)
- [WIR95] S. Wirth, *Erste Experimente am COSY-Flugzeitspektrometer zur Untersuchung der assoziierten Strangeness-Produktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1995)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wäre wohl nicht zustandegekommen, wenn nicht zahlreiche Personen daran beteiligt gewesen wären:

Besonders danke ich Prof. Dr. K. Kilian, der mir diese interessante und lehrreiche Beschäftigung mit dem Kalorimeter ermöglicht hat. Bei Prof. Dr. J. Bisp-linghoff bedanke ich mich, daß er sich als Korreferent zur Verfügung gestellt hat.

Dr. R. Geyer gilt mein Dank für seinen unermüdlichen Einsatz bei den PSI-Messungen und bei zahlreichen Diskussionen und Tips.

Den Herren H. Hadamek und U. Rindfleisch, sowie ihren Mitarbeitern, danke ich für ihre stete Hilfsbereitschaft in allen Fragen, die den Zusammenbau der Testmodule betrafen, und für die Fertigung der wunderschönen Lichtleiter.

Die Möglichkeit, mit Pionen zu messen, habe ich Prof. Dr. H. Clement zu verdanken. Die am PSI verbrachte Strahlwoche werde ich Dank der tatkräftigen Unterstützung von Dr. R. Bilger, Dr. T. Czarnecki, Frau D. Schapler, Herrn G. Kurz und Herrn K. Föhl in guter Erinnerung behalten.

Dr. E. Roderburg hat mir in seiner stets freundlichen und hilfsbereiten Art bei kleineren und größeren Problemen weitergeholfen.

Meinem Mitstreiter Jochen Patt danke ich für so manchen Gedankenaustausch zu physikalischen und nichtphysikalischen Themen und die sichere Fahrgemeinschaft auf rund 35000 Autobahnkilometern.

Daneben gab es andere nette Menschen, denen man täglich so über den Weg läuft und die ich in guter Erinnerung behalten werden: Mein Zimmernachbar Amein Hassan, Christoph Nake, Kirsten Sachs (4709!?), Thomas Spross und einige andere.

Zuletzt danke ich meinen Eltern für ihre vielseitige Unterstützung während des gesamten Studiums.

Jül-3142
November 1995
ISSN 0944-2952