Untersuchung von szintillierenden Fasern für einen Startdetektor am Kaon-Spektrometer der GSI

Diplomarbeit
von

In-Kwon Yoo

Fachbereich Physik
der
Philipps-Universität Marburg

Marburg im Dezember 1995

Untersuchung von szintillierenden Fasern für einen Startdetektor am Kaon-Spektrometer der GSI

Diplomarbeit
von

In-Kwon Yoo

Fachbereich Physik
der
Philipps-Universität Marburg

Marburg im Dezember 1995

Inhaltsverzeichnis

Überblick

Für das Kaon-Spektrometer am SIS der GSI wurde zur Unterdrückung der Streuteilchen im Massenspektrum außerhalb des Kaonenbereiches der Einsatz eines *Tracking-Trigger-Systems* erwogen. Dieses sollte aus einem Startdetektor mit 32 dünnen Szintillationsstreifen und einem Stopdetektor bestehen. Für den Startdetektor wurden in dieser Arbeit Szintillatoren aus Vollmaterial und szintillierende Fasern untersucht. Es wurden Experimente sowohl mit als auch ohne Lichtleitfasern durchgeführt. Eine gut geeignete Kombination aus Szintillationsstab und Lichtleitfasern wurde ermittelt und ein Probepaddle dieser Kombination am SIS der GSI in einer Strahlzeit getestet.

Um eine Entscheidung über den Bau des neuen Startdetektors herbeizuführen, wurde eine Messung mit einem vorhandenen Startdetektor vor dem Quadrupolmagneten des Kaon-Spektrometers am SIS durchgeführt und ausgewertet.

1. Einleitung

1.1 Das KAON-Spektrometer am SIS der GSI

Seit 1990 ist das Schwerionensynchrotron (SIS) bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt in Betrieb. Es kann Schwerionenstrahlen bis zu einer Energie von 1-2 GeV/u und Intensitäten bis zu 10^9 Strahlteilchen pro Sekunde liefern. Bei derartigen Projektilenergien kann in Schwerionenstößen die Kernmaterie auf das 2- bis 4-fache verdichtet werden, wobei aus der Kollisionszone verschiedene Teilchen wie Pionen, Kaonen, Protonen, Deuteronen etc. emittiert werden.

Der Nachweis dieser Teilchen ist die einzige Möglichkeit, experimentelle Informationen über die Reaktionsdynamik aus der heißen Reaktionszone zu gewinnen. Nur so kann die Zustandsgleichung für die Kernmaterie ermittelt werden. Diese Zustandsgleichung ist z.B. für das Verständnis von Supernova-Explosionen und von Neutronensternen wichtig.

Insbesondere sind Kaonen interessant, die unterhalb der Schwellenenergie für die K^+ Produktion im Nukleon-Nukleon-Stoß (1,58 GeV im Laborsystem) entstehen. Sie können bei folgenden Kernreaktionen entstehen :

- direkte Stöße $NN \rightarrow K^+\Lambda N$
- Mehrstufenreaktionen z.B. $NN \rightarrow \pi NN,\ \pi N \rightarrow K^+\Lambda$

  $NN \rightarrow \Delta N,\ \Delta N \rightarrow K^+\Lambda N$

Infolge ihres relativ kleinen Absorptionsquerschnitts, welcher aus der Strangeness-Erhaltung bei der starken Welchselwirkung resultiert, verlassen die Kaonen die Kollisionszone mit geringer Wechselwirkung. Daher gelten Kaonen als eine besonders gut geeignete Teilchensorte, um Informationen über die heiße und dichte Kernmaterie zu erhalten.

Die entsprechenden Experimente werden mit dem Kaon-Spektrometer (Abb.1.1) am SIS der GSI von der KAOS-Kollaboration (GSI Darmstadt, Technische Hochschule Darmstadt, Universität Frankfurt/Main, Universität Krakau und Universität Marburg) durchgeführt. Mit diesem Spektrometer kann die Emission von geladenen Teilchen und insbesondere von Ka-onen analysiert werden. Zur Identifizierung der Teilchen und Messung ihrer Impuls- und Winkelverteilungen dienen verschiedene Detektoren. Das Prinzip der Teilchenidentifizierung wird im folgenden diskutiert.

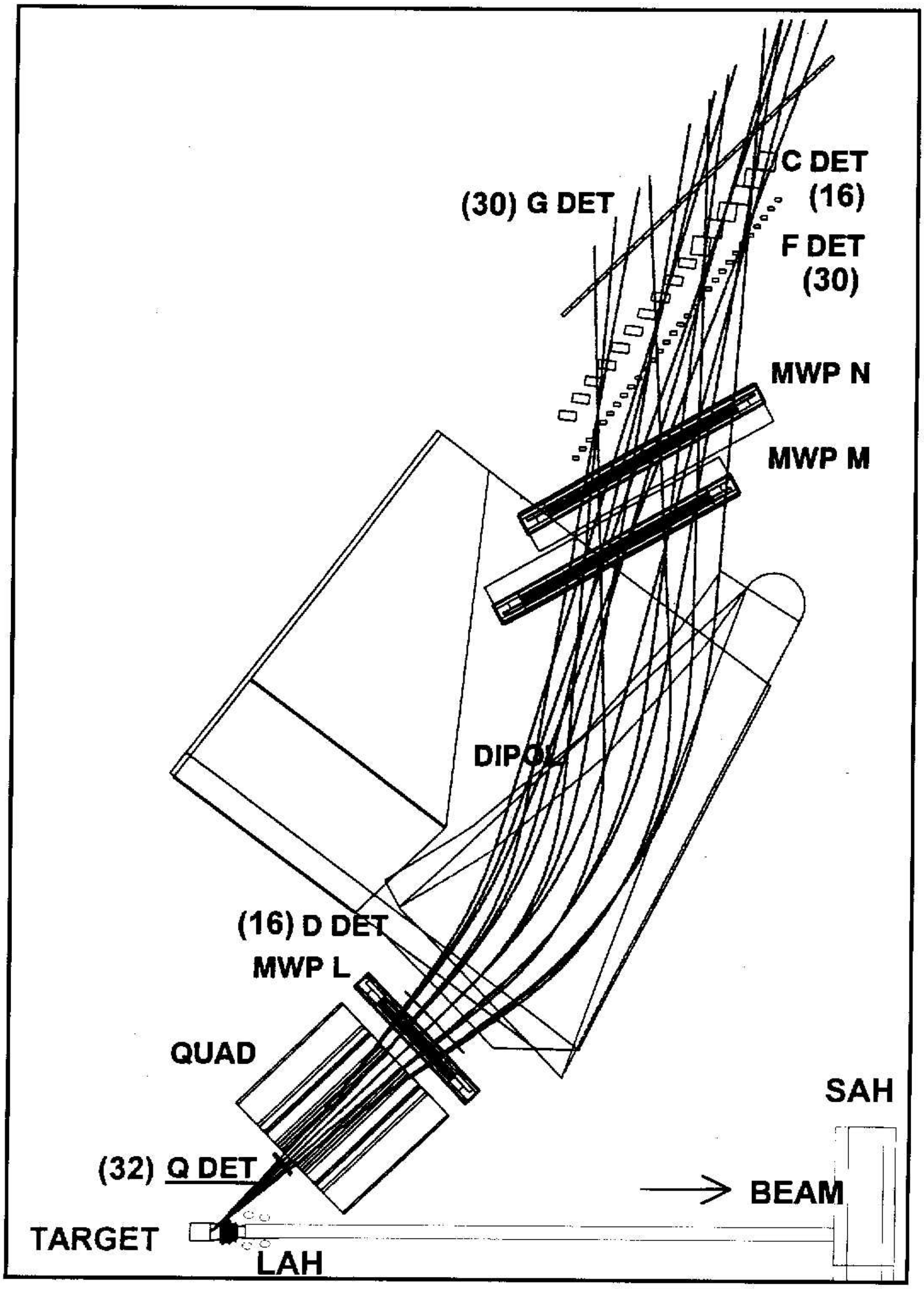


Abb.1.1 : Kaon-Spektrometer am SIS der GSI [Koh93].

Zur Identifizierung der Teilchen in einem Magnetspektrometer müssen die Flugbahnen und die Flugzeiten bestimmt werden. Dafür stehen *Tracking*-Detektoren und *Time-of-Flight-* (**TOF**)-Detektoren zur Verfügung. Durch die *Tracking*-Detektoren, die aus Vieldrahtkammern bestehen, kann man die Bahn der Teilchen bei einem gegebenen Magnetfeld **B** ermitteln. Die **TOF**-Detektoren, die aus Start- und Stop-Szintillationsdetektoren zusammengesetzt sind, bestimmen den Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der Teilchen und die Flugzeit. θ ist die horizontale Position in der Fokalebene. Diese physikalischen Größen stehen in folgenden Relationen [Nag86]:

$$
\begin{aligned}
\theta &\propto \frac{B}{\left(p/Ze\right)} \propto \left(Ze/m\right) \cdot f(\beta) \\
\mathrm{TOF} &\propto \frac{L}{\beta} = g(\beta) \qquad (1.1) \\
\frac{dE}{dx} &\propto (Ze)^2 \cdot h(\beta)
\end{aligned}
$$

Dabei ist **p** der Impuls, **Ze** die Ladung der Teilchen, **m** ihre Masse, **L** die Länge der Bahn und β der Geschwindigkeitsparameter. $f(\beta)$, $g(\beta)$ und $h(\beta)$ sind jeweils bestimmte Funktionen der Geschwindigkeit. Somit kann bei einer bestimmten Position θ die Teilchenidentifizierung durch die Darstellung des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ gegen die Flugzeit (**TOF**) erfolgen. Jeder Position θ entspricht eindeutig ein bestimmter Impuls **p**, wie in Abb.1.2 am Beispiel von Au+Au für π^+, p, d, t (Z=1) und ^{3}He, α (Z=2) gezeigt.

In Abb.1.1 sind das Kaon-Spektrometer und die simulierten Bahnen der geladenen Teilchen dargestellt. Das Spektrometer hat eine kompakte Gestalt, um die Anzahl der Kaonen-Zerfälle zu minimieren, und einen Öffnungsraumwinkel von 20 bis 35 msr. Seine Impulsakzeptanz ist relativ groß, so daß Impulse von 0,75 bis 1,8 GeV/c erfaßt werden können. Mit dem Quadrupolmagneten (QUAD) erfolgt die vertikale Fokussierung der geladenen Teilchen. Anschließend werden sie mit dem Dipolmagneten (DIPOL) nach ihren Impulsen horizontal selektiert.

Mit den 3 Vieldrahtkammern MWP L, MWP M und MWP N können die Bahnen und somit die Impulse der Teilchen in der Größenordnung von 1 ‰ genau vermessen werden. Als

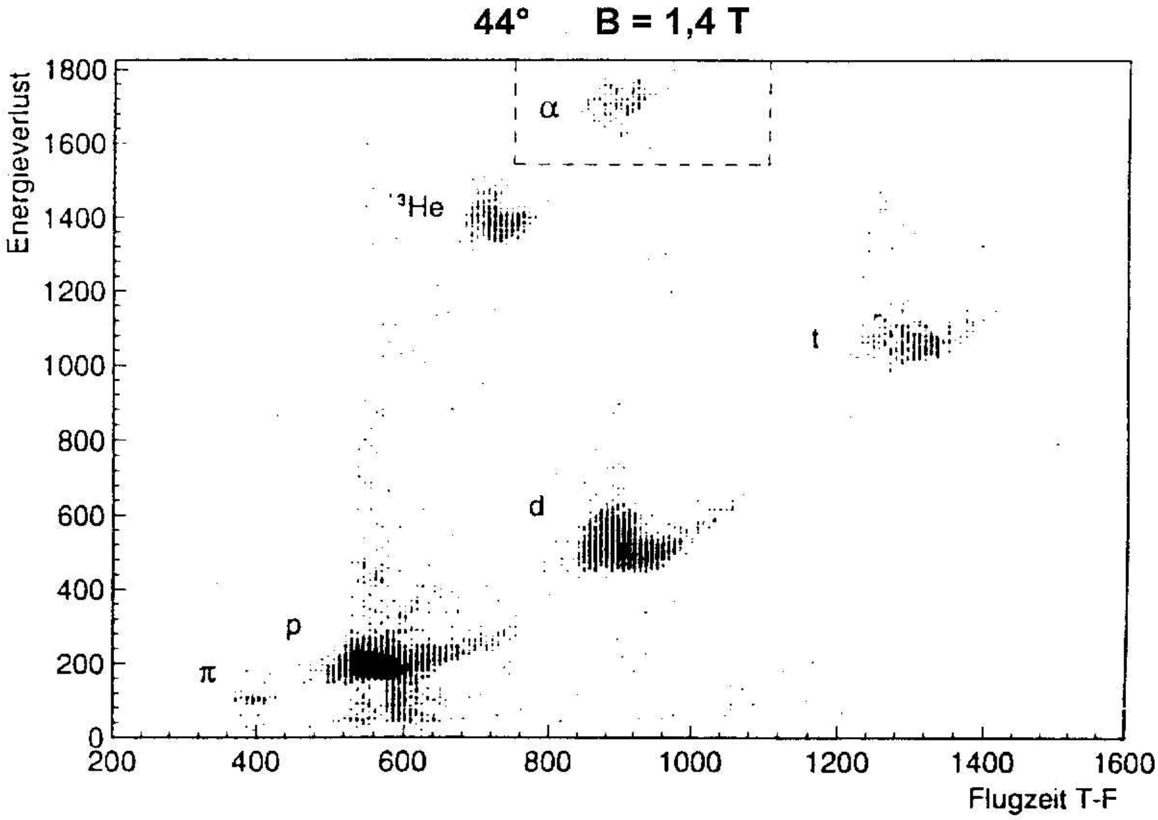


Abb.1.2 : Energieverlust und Flugzeit für die Reaktion Au+Au bei einer Einschußenergie von 1GeV/u bei p_{Lab} = 889 MeV/c (willkürlichen Einheiten) [Pöp93].

Startdetektoren kommen ein segmentierter Plastikdetektor LAH (*large angle hodoscope*) nahe dem Target und ein 4mm dünner ortsempfindlicher TOF-Detektor D DET hinter dem Quadrupolmagneten zum Einsatz. Als Flugzeit-Stopdetektor dienen sechzig doppelreihig in der Fokalebene angeordnete Szintillationsdetektoren F DET mit einer Dicke von 20mm. Die Flugzeit zwischen dem LAH-Detektor und der etwa 5m entfernten Fokalebene wird mit einer Zeitauflösung von 250 ps Halbwertsbreite bestimmt.

Zur Unterdrückung (hohe Impulse) der gegenüber Kaonen um mehrere Größenordnungen häufigeren Protonen und Pionen steht hinter dem Stopdetektor eine Reihe mit Cherenkov-Detektoren (C DET). Diese Detektoren arbeiten mit Plexiglas ($n = 1{,}49 \mathrel{\hat{=}} \beta = 0{,}67$) bzw. mit Wasser ($n = 1{,}34 \mathrel{\hat{=}} \beta = 0{,}75$).

Zwei externe Hodoskope LAH und SAH (*small angle hodoscope*) dienen zur Charakterisierung der Zerfallsereignisse. Dabei hat der LAH-Detektor die Aufgabe, die Zentralität des Schwerionenstoßes zu ermitteln, während der SAH- zusammen mit dem LAH-Detektor für die Bestimmung der Reaktionsebene genutzt wird.

1.2 Tracking-Trigger-System

Das im vorigen Abschnitt beschriebene Detektorsystem wurde zur Messung von Kaonen bei einem gleichzeitig auftretenden hohen Untergrund von Protonen und Pionen entwickelt. Bei Einschußenergien unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwelle können je nach Reaktionssystem für das Zählratenverhältnis $p : \pi^+ : K^+$ Werte von etwa $10^4 : 10^3 : 1$ bis $10^5 : 5 \cdot 10^3 : 1$ auftreten.

Um ausreichend viele Kaonen messen zu können, müssen bereits bei der Datenaufnahme p und π^+ außerhalb des Kaonenbereiches unterdrückt werden (Online-Unterdrückung). Dazu wurde ein Flugzeit-Trigger (TOF-Trigger) entwickelt, welcher alle Teilchen im Massenspektrum außerhalb von A = 450 - 550 MeV/c² stark reduziert.

Zusätzlich werden bei der Offline-Datenanalyse mit Hilfe der Vieldrahtkammern L, M und N (Abb.1.1) die genauen Kaonenbahnen rekonstruiert und weitere Teilchen verworfen. Die Datenauswertung zeigt aber, daß im selektierten Massenfenster immer noch etwa 99% aller Ereignisse keine Kaonen enthalten. GEANT-Simulationen und Experimente zeigen uns, daß dieser Untergrund hauptsächlich von den im Eisen des Quadrupolmagneten gestreuten Protonen und von den durch Proton-Kern-Stöße in den Detektoren und der Luft entstandenen Pionen herrührt.

Daher ist die Entwicklung eines neuen Online-Tracking-Triggers angeregt worden, der den im Kaonenbereich verbleibenden Untergrund mit Hilfe von horizontalen Ortsmessungen reduziert [Koh93]. Wie umfangreiche GEANT-Simulationen zeigen, führen erst weitere Detektoren hinter der Fokalebene (G DET) und vor dem Quadrupol (Q DET) zu einer Reduzierung des Untergrundes (Abb.1.1 und Abb.1.3).

In Abb.1.3 sind vier simulierte Massenspektren für Protonen im Kaon-Spektrometer für ein Feld von 0,9T dargestellt (GEANT-Simulation). Ohne Tracking-Trigger (links oben) reduziert sich der Untergrund bei Massen zwischen 450 und 550 MeV/c² auf 49%, wenn die Trigger-

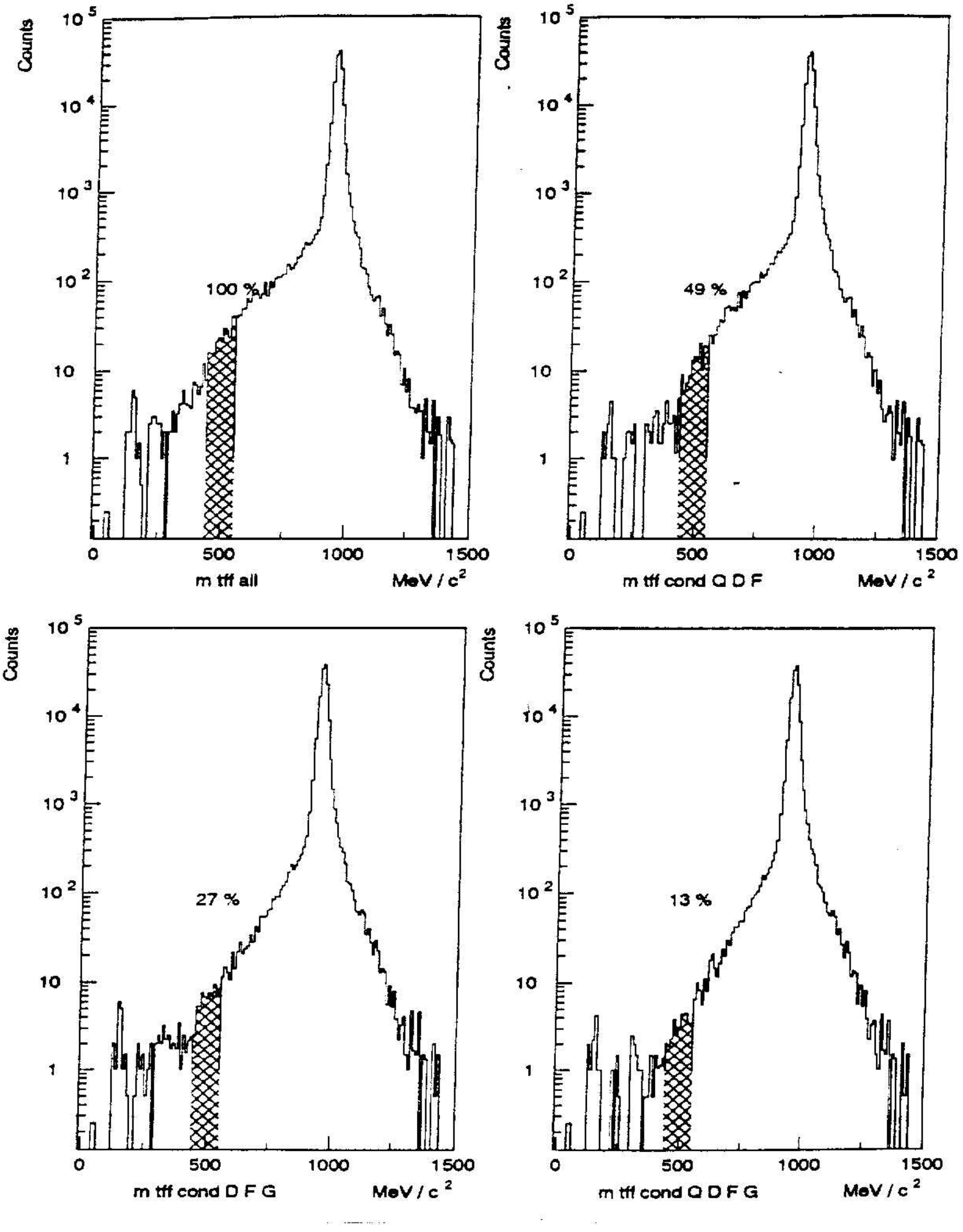


Abb.1.3 : GEANT-Simulation der Massenspektren von Protonen mit einem Ausläufer bis in den Bereich der Kaonenmasse. Der schraffierte Bereich deutet die Unterdrückung im Massenbereich der Kaonen an : links oben ohne Tracking-Trigger, rechts oben mit den Detektoren Q-D-F, links unten mit D-F-G und rechts unten mit Q-D-F-G [Koh93].

Kombination Q-D-F (rechts oben) eingeschaltet wird. Für die Kombinationen D-F-G (links unten) bzw. Q-D-F-G (rechts unten) ergeben sich Werte von 27% bzw. 13%. So wird also je nach Kombination eine Unterdrückung um einen Faktor 2, 4 bzw. 7 erreicht.

Für den neuen Trigger-Detektor G DET (50-70cm hinter F DET) ist eine Konstruktion aus 30 aneinander gereihten Szintillatoren geplant, welche etwa 7cm breit und 40cm hoch sind. Ein neuer 32-fach segmentierter Detektor (Q DET) ist für den Einsatz vor dem Quadrupolmagneten vorgesehen.

Eine Untersuchung mit einem vorhandenen 15-fach segmentierten Szintillationsdetektor [Kon91] soll im Rahmen dieser Arbeit klären, ob durch den hohen Teilchenuntergrund vor dem Quadrupol die Triggereffizienz des Kaon-Spektrometers reduziert wird und damit der Bau des neuen Q-Detektors hinfällig wird. Außerdem wird hier die Anwendungsmöglichkeit von szintillierenden und lichtleitenden Fasern untersucht, da diese aufgrund ihrer hohen Flexibilität für segmentierte Detektoren von großem Interesse sind. Ein besonderer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Untersuchung des Zeitverhaltens für verschiedene Detektoranordnungen.

2. Grundlagen

Ein Szintillationsdetektor besteht aus drei Hauptbestandteilen, dem Szintillator, dem Lichtleiter und dem Photomultiplier (Abk. PMT). Den grundlegenden Aufbau zeigt Abb.2.1.

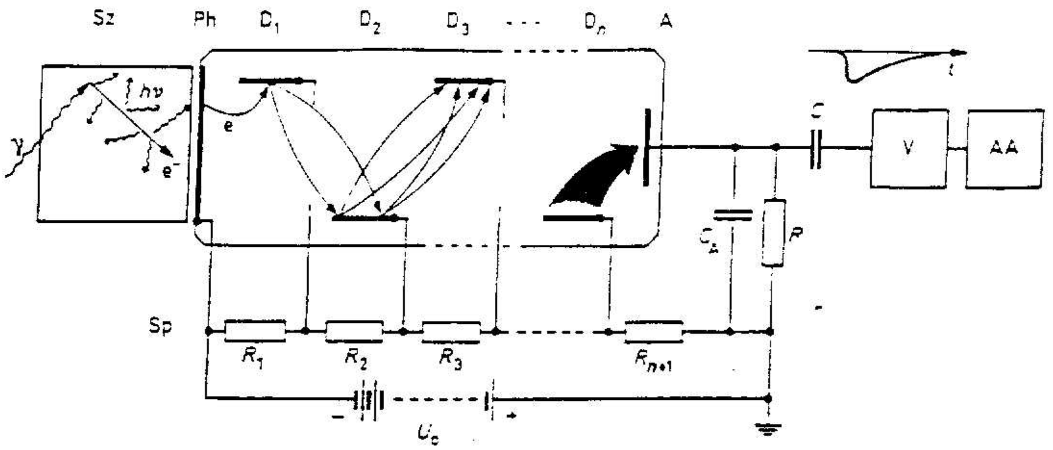


Abb.2.1 : Wirkungsweise und Prinzipschaltung eines Szintillationszählers (hier ohne Lichtleiter).
Sz : Szintillator, Ph : Photokathode, A : Anode, Sp : Spannungsteiler, D_1.....D_n Dynoden, C_A : Anodenkapazität [Mus].

Ein Szintillator ist mit einem Photomultiplier über einen Lichtleiter verbunden. Ein Teilchen, das in den Szintillator eindringt, regt Atome bzw. Moleküle des Szintillatormaterials an. Die Anregungsenergie wird teilweise durch Ausstrahlung von Photonen wieder abgegeben. Die Photonen werden dann durch einen entsprechend geformten Lichtleiter zur Photokathode des Photomultipliers übertragen. Dort lösen sie Elektronen aus, welche beschleunigt und in die erste Dynode fokussiert werden. Jedes primäre Elektron, das auf eine Dynode trifft, löst zwei bis fünf Sekundärelektronen aus. Ein moderner Photomultiplier hat bis zu 14 Vervielfältigungsstufen und erreicht eine Gesamtverstärkung von bis zu 10^9. Die einfallenden Photonen erzeugen also ein meßbares Signal am Ausgang des Photomultipliers. Die Fläche des Signalimpulses ist zur abgegebenen Gesamtenergie des Teilchens proportional.

2.1 Organische Szintillatoren

Wichtige Anforderungen an das Szintillatormaterial sind :

- eine hohe Lichtausbeute
- Emission in einem Spektralbereich, an den Lichtleiter und Photomultiplier angepaßt werden können
- eine kurze Abklingzeit des Lichtsignals
- geringe Absorption des erzeugten Lichts.

Wegen ihrer guten Zeiteigenschaften werden in der Kern- und Elementarteilchenphysik sehr häufig Plastikszintillatoren verwendet. Sie enthalten organischen Szintillatoren. Diese bestehen meist aus Kohlenwasserstoffverbindungen $(CH)_x$ mit einem schwach gebundenen π-Elektronen-System [Bir53], die in einer Konzentration von etwa 10g/l in Plastikmaterial wie Polyvenyltoluene (PVT), Polyphenylbenzen (PPB) und Polystyrene (PS) eingelagert sind. Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch das Atom werden die π-Elektronen in angeregte Zustände versetzt und fallen entweder direkt unter Aussendung von Licht (Fluoreszenz), oder über Zwischenzustände in den Grundzustand zurück (Phosporeszenz). Die dafür benötigte Zeit heißt Abklingzeit. Plastikszintillatoren ermöglichen ein extrem schnelles Signal mit einer Abklingzeit von 1 - 3 ns und weisen eine hohe Lichtausbeute auf. Bei der Fluoreszenz erzeugt der Szintillator kurzwelliges Licht im UV-Bereich ($\lambda \approx 300$ nm). Dies wird dann durch bestimmte Szintillationszusätze, wie z.B. den Wellenlängenschieber POPOP, in den Spektralbereich um 400nm verschoben.

In den Experimenten wurden die organischen Szintillatoren PILOT U und BC408 verwendet. Deren Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 und Abbildung 2.2 dargestellt.

	Lichtausbeute	Abklingzeit	Abschwächungslänge	Max. Emissionswellenlänge
PILOT U	67 % Anth.	1,4 ns	100 cm	391 nm
BC408	64 % Anth.	2,1 ns	380 cm	425 nm

Tab.2.1 : Typische Eigenschaften der verwendeten Plastikszintillatoren [BIC93] [NE80].

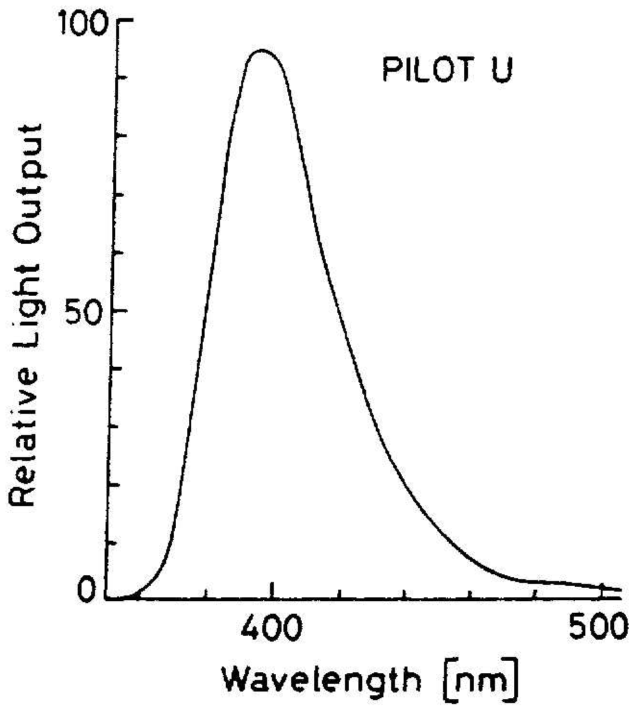


Abb.2.2.a : Relative Lichtausbeute als Funktion der Wellenlänge für den Szintillator PILOT U [NE80].

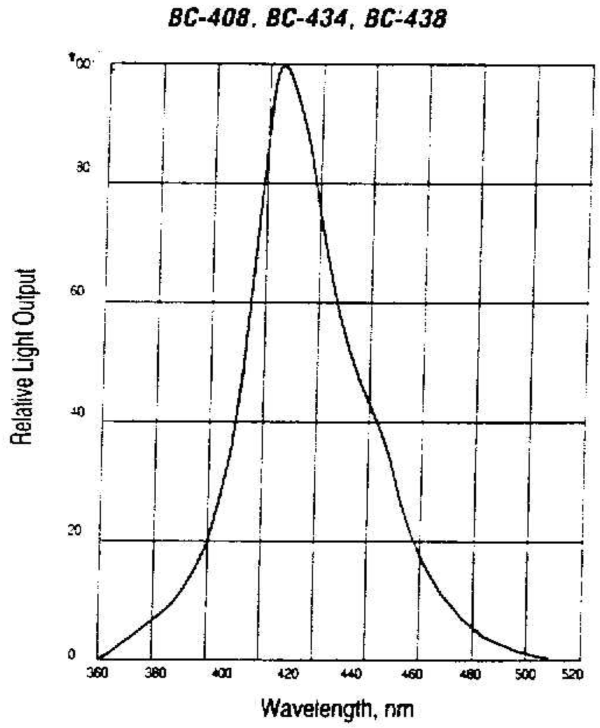


Abb.2.2.b : Relative Lichtausbeute als Funktion der Wellenlänge für den Szintillator BC408 [BIC93].

2.2 Szintillierende und lichtleitende Fasern

Für den Einsatz ortsempfindlicher Szintillationsdetektoren spielen szintillierende Fasern (*scintillating fibers*) eine immer wichtigere Rolle. Aufgrund ihrer einfachen Handhabung scheinen sie gegenüber den bisher eingesetzten Detektortypen eine interessante Alternative zu sein.

Ein Szintillator in Form einer Plastikfaser setzt sich aus zwei Komponenten zusammen (Abb.2.3). Der ‘Kern’ (*Core*) enthält den eigentlichen Szintillator mit dem Brechungsindex n_{core}. Die Schicht, welche den Kern der Faser umgibt, ist der sogenannte ‘Mantel’ (*Cladding*). Er macht etwa 3 - 4 % der gesamten Dicke aus. Er hat einen Brechungsindex n_{clad}, der etwas kleiner als n_{core} sein muß, um den Lichttransport über Totalreflexion zu ermöglichen.

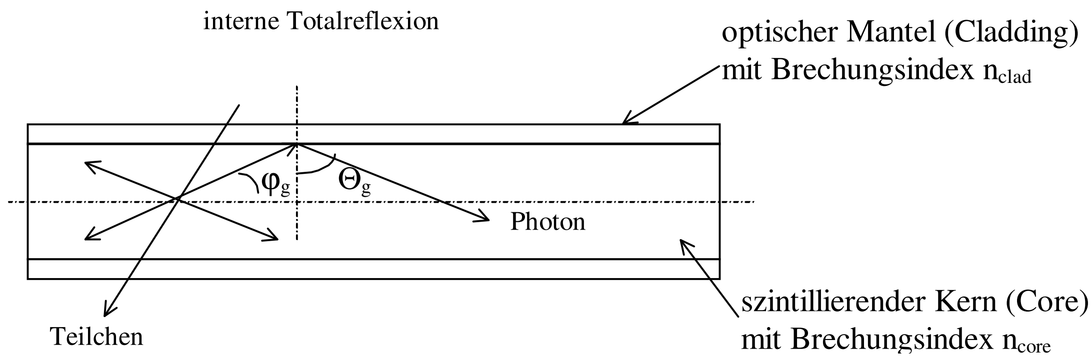


Abb.2.3 : Zusammensetzung einer szintillierenden Faser.

Nach dem Brechungsgesetz von Snellius folgt für den Grenzwinkel Θ_g der Totalreflexion

$$\sin \Theta_g = {n_{clad}}/{n_{core}} \qquad (2.1).$$

Das Verhältnis ${n_{clad}}/{n_{core}}$ legt somit den Anteil der totalreflektierten Photonen fest. Im Winkelbereich $\Theta > \Theta_g$ bzw. $\varphi = 90° - \Theta < \varphi_g = 90° - \Theta_g$, in dem die Totalreflexionsbedingung erfüllt wird, legen die Photonen bis zum Ende der Faser unterschiedliche Wege zurück.

Während bei Szintillatoren die Totalreflexion am Grenzübergang zwischen Szintillatormaterial (n_{SZI} = 1,58) und Luft (n_{Luft} = 1) erfolgt, ist bei szintillierenden Fasern der Übergang zwischen Kern (n_{core} = 1,6) und Mantel (n_{clad} = 1,49) ausschlaggebend. Aus Formel (2.1) folgt mit den Bezeichnungen von Abb.2.4 :

$$\Theta_{g,SZI} < \Theta_{g,Faser} \mathrel{\hat{=}} \varphi_{g,SZI} > \varphi_{g,Faser} \quad .$$

Szintillierende Fasern sind also wegen ihres Mantels gegenüber Szintillatoren bzgl. des Laufzeitunterschiedes vorteilhaft. Andererseits ist die absolute Photonenzahl bei szintillierenden Fasern geringer als bei Szintillatoren, da bei den Fasern der erfaßbare Ausstrahlungskegel relativ klein ist (Abb.2.4).

Lichtleitfasern (*non-scintillating fibers*) besitzen ähnliche Transmissions-Eigenschaften wie die szintillierenden Fasern.

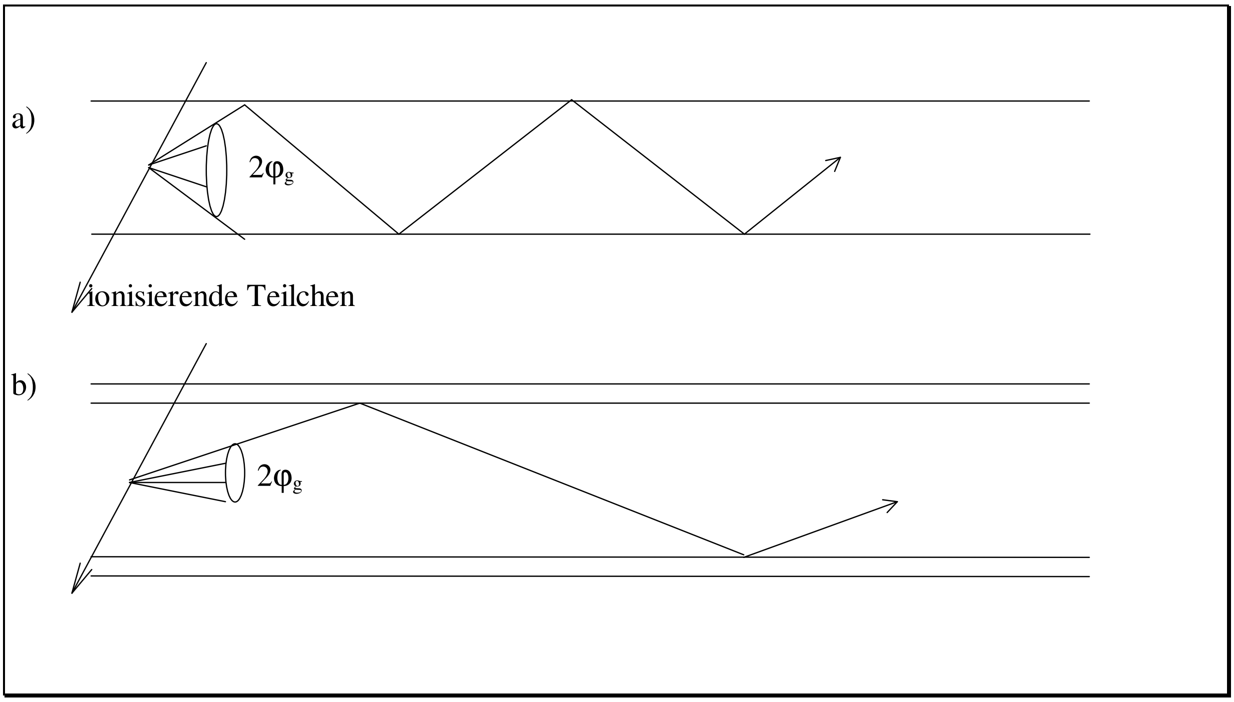


Abb.2.4 : Lichtlaufweg : a) Szintillator, b) szintillierende Faser.

Bei den Experimenten wurden die szintillierenden Fasern BCF12 und die Lichtleitfasern BCF98 verwendet, beide mit quadratischem Querschnitt. Die vom Hersteller BICRON angegebenen Eigenschaften dieser Fasern sind in Tab.2.2, Abb.2.5 und Abb.2.6 aufgeführt.

	BCF 12	BCF98
Kernmaterial	Polystyrene	Polystyrene
Mantelmaterial	Plexiglas	Plexiglas
n_{clad}/n_{core}	$1{,}49/1{,}60$	$1{,}49/1{,}60$
Grenzwinkel Θ_g	68,63°	68,63°
Manteldicke	4 % der Dicke	4 % der Dicke
Dichte	1,05 g/cm³	1,05 g/cm³
Peak des Emissions-spektrums	435 nm	492 nm
Trapping-Effizienz	4,4 %	-
Abklingzeit	3,2 ns	-
Betriebstemperatur	-20 °C bis +50 °C	-20 °C bis +50 °C

Tab.2.2 : Eigenschaften der szintillierenden Faser BCF12 und der Lichtleitfaser BCF98 für quadratischen Querschnitt [BIC93]. Die Trapping-Effizienz gibt den Anteil vom gesamten Raumwinkel an, der in der Faser fortgeleitet werden kann.

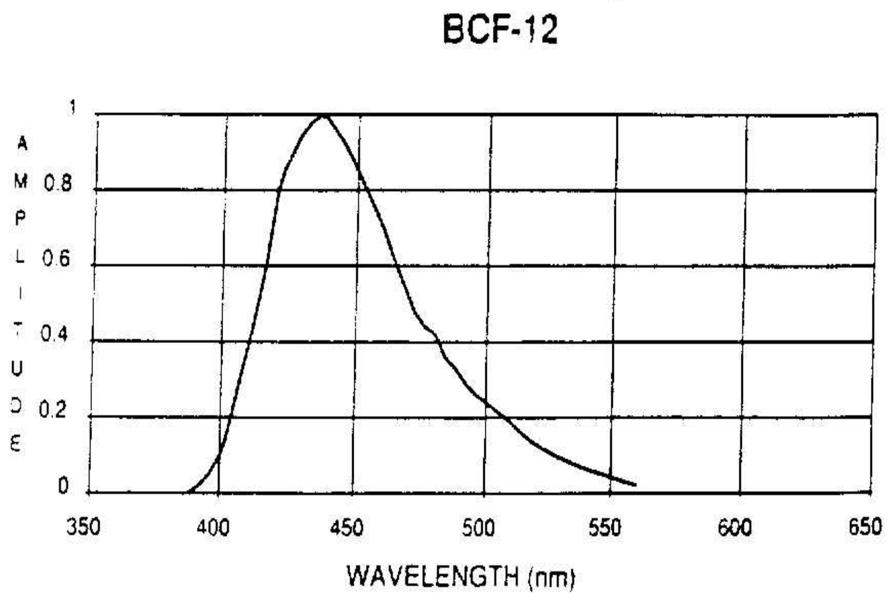


Abb.2.5 : Lichtemissionsspektrum der szintillierenden Faser BCF12 [BIC93].

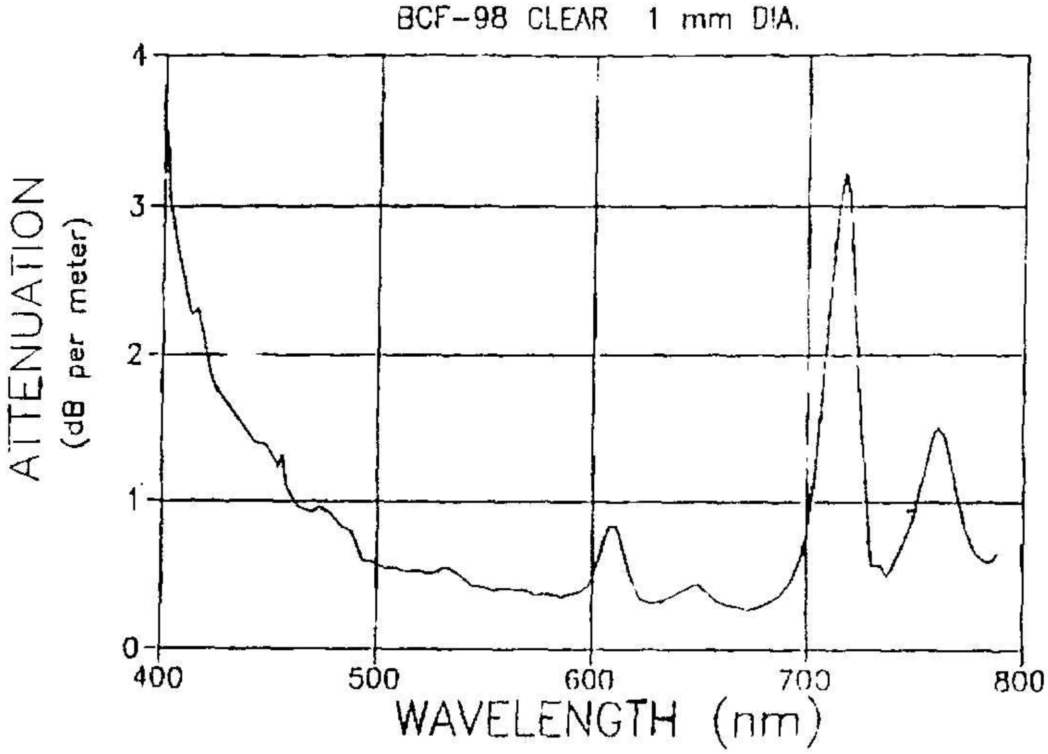


Abb.2.6 : Lichtabschwächungskurve der Lichtleitfaser BCF98 [BIC95].

2.3 Photomultiplier

Durch den Photoeffekt kann ein an der Kathode auftreffendes Photon ein freies Elektron mit der Energie $E = h\nu - \varphi$ erzeugen (ν : Lichtfrequenz, φ : Austrittarbeit des Kathodenmaterials). Entscheidend dabei ist die Quantenausbeute, d.h. die Zahl der freigesetzten Elektronen pro einfallendem Photon. Eine hohe Quantenausbeute (zwischen 20 und 30 %) erreicht man mit Legierungen, welche aus Antimon und einem oder mehreren Alkalimetallen bestehen. Als Beispiele sind Sb-K-Cs oder Sb-Cs zu nennen [Klei]. Hinter der Photokathode ist das elektronenoptische Eingangssystem angeordnet. Dieses hat die Aufgabe, möglichst viele Elektronen unabhängig von ihrer Ausgangsposition und -energie zum gleichen Zeitpunkt auf die erste Dynode zu fokussieren. Das System besteht meistens aus einer Fokussierungs- und einer Beschleunigungselektrode. Darauf folgt eine Kette von Dynoden, d.h. Sekundäremissions-Elektroden, die auf einfallende Elektronen mit der Emission von Sekundärelektronen reagieren. Als Dynodenmaterial werden Legierungen wie Ag-Mg oder Cu-Be verwendet. Die Dynoden bilden mit Hilfe eines Spannungsteilers eine Kette von Potentialstufen zwischen Photokathode und Anode. Bei typischerweise 12 Dynoden erhält man an der Anode einen Verstärkungsfaktor des Elektronenstromes von ca. 10^7 bis 10^8.

Die angelegte Betriebsspannung U ist für die Gesamtverstärkung entscheidend. Eine Änderung von U bewirkt eine entsprechende Änderung der Verstärkung (laut [VAL]) :

$$\frac{dG}{G} = n \cdot \frac{dU}{U} ,$$

wobei n die Anzahl der Dynoden und G die bekannte Verstärkung für U ist.

Bei den Testmessungen wurden die unterschiedlich großen Photomultiplier HAMAMATSU R1635, R3478 und R1828 verwendet. Deren wichtigste Eigenschaften sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

Typ	R1635	R3478	R1828
Diameter	3/8 inch	3/4 inch	2 inch
Spectral Response Range (nm)	300-650	300-650	300-650
Cathode Material	Bialkali	Bialkali	Bialkali
Dynode	linear focused 8 Stufen	linear focused 8 Stufen	linear focused 12 Stufen
Maximum Voltage	1500 V	1800 V	3000 V
Operating Supply Voltage	1250 V	1500 V	2500 V
Amplification	$1{,}0 \times 10^6$	$1{,}7 \times 10^6$	$2{,}0 \times 10^7$
Quantum Efficiency (%)	25	28	25
Rise Time (ns)	0,8	1,3	1,3
Electron Transit Time (ns)	7,8	14	28
Transit Time Spread (ns)	0,7	0,36	0,55

Tab.2.3 : Physikalische Eigenschaften der Photomultiplier [Ham].

2.4 β-Nachweis in dünnen Szintillatoren

Da für die meisten Laborversuche eine β^--Quelle mit $^{106}_{44}Ru$ verwendet wurde, betrachten wir zunächst das Energie-Spektrum beim Übergang von $^{106}_{44}Ru$ über $^{106}_{45}Rh$ zum $^{106}_{46}Pd$. Wie in Abb.2.7 dargestellt, zerfällt das radioaktive Ruthenium-Isotop $^{106}_{44}Ru$ mit einer Halbwertszeit von 367 Tagen über einen reinen β^--Zerfall zu Rhodium $^{106}_{45}Rh$. Dabei werden keine γ-Quanten ausgestrahlt. Die Energie der Elektronen beträgt maximal $E_{\beta^-,max} = 39{,}4$ keV.

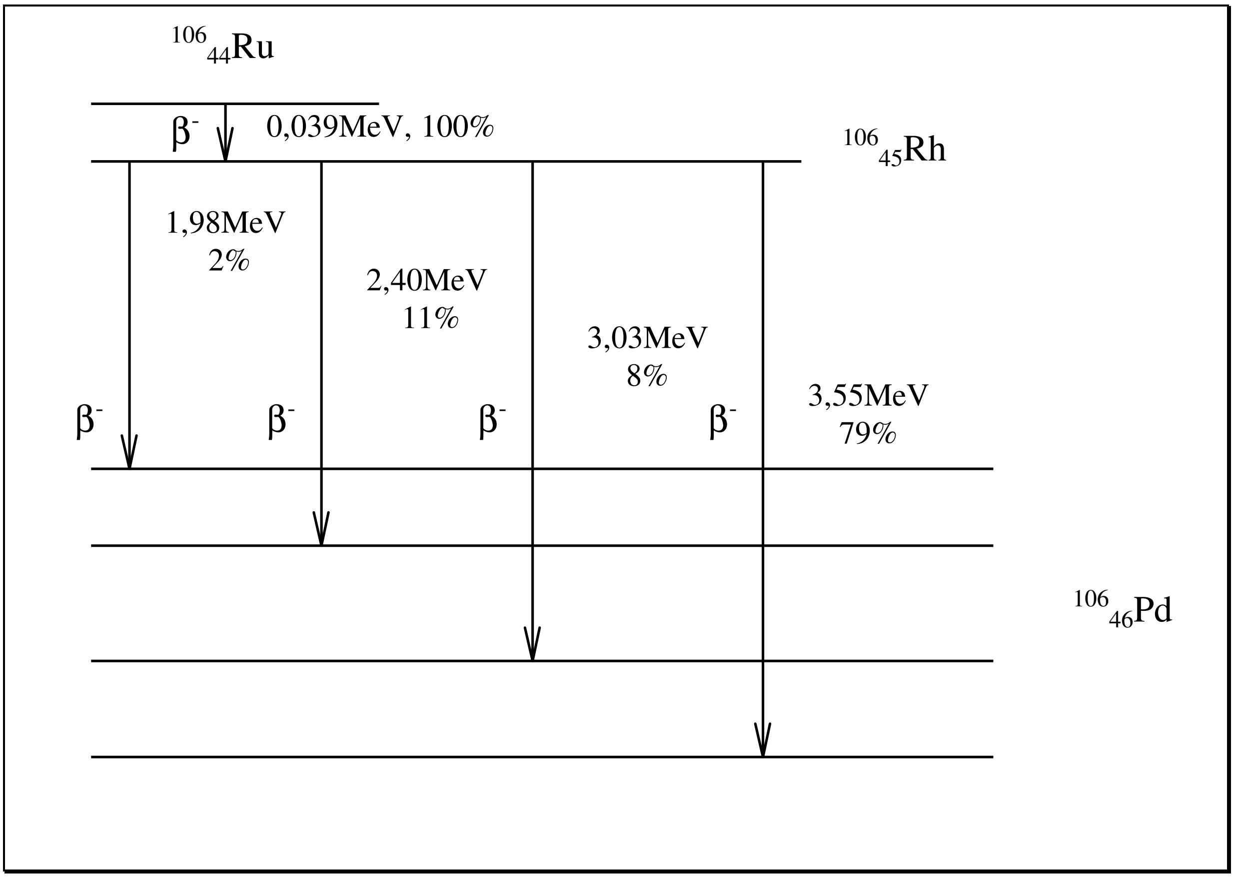


Abb.2.7 : Zerfallsdiagramm von $^{106}_{44}Ru$ über $^{106}_{45}Rh$ zum $^{106}_{46}Pd$ [Led78].

Anschließend zerfällt $^{106}_{45}Rh$ innerhalb einer Halbwertszeit von 30 s über β^--Zerfälle in vier verschiedene Zustände des Palladiums $^{106}_{46}Pd$. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten für die Übergänge vom $^{106}_{45}Rh$ in die Zustände des $^{106}_{46}Pd$ und die Übergangsenergien sind oben eingetragen.

Wegen der Energieteilung der β-Teilchen mit den Neutrinos erhält man typische breite Energie-Spektren. Nach der Fermi-Theorie des β-Zerfalls ist die Energieverteilung der β-Teilchen folgendermaßen zu beschreiben [Mus] :

$$W(E_k) = C^2 \cdot |M_{if}|^2 \cdot F(Z,\varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (\varepsilon_{max} - \varepsilon)^2 \qquad (2.2).$$

C : eine Konstante

$|M_{if}|^2$: Übergangswahrscheinlichkeit

Z : Ordnungszahl des zerfallenden Elements

ε : $E/E_0 = \dfrac{E_k + E_0}{E_0}$

E : gesamte Energie des β's

E_k : kinetische Energie des β's

E_0 : Ruheenergie des β's

ε_{max} : $\dfrac{E_{\beta^-,max} + E_0}{E_0}$

F(Z,ε) : Funktion von Z und ε (Coulomb-Korrekturfunktion).

Mit den bekannten Übergangswahrscheinlichkeiten können wir beim Übergang von $^{106}_{44}Ru$ über $^{106}_{45}Rh$ zum $^{106}_{46}Pd$ alle 5 Energie-Verteilungen berechnen.

Teilchen, die mit einer bestimmten Energie in das Material eindringen, verlieren ihre Energie durch elastische Stöße mit Elektronen und Kernen. Der Energieverlust pro Einheitslänge (*Stopping power* dE/dx) hängt hauptsächlich von der Ladung des eindringenden Teilchens, seiner Geschwindigkeit und von der Ordnungszahl, der Atommasse und der Dichte des Absorbermaterials ab.

Für unser Absorbermaterial (Polystyrene) ist die *stopping power*-Kurve in der Literatur angegeben [Mar53]. Mit Hilfe dieser Kurve können wir den Energieverlust der β-Teilchen bestimmen und die kinetischen Energien für 2mm und 3mm dicke Szintillatoren angeben (Abb.2.8).

Wie man in Abb.2.8 sehen kann, ergeben sich zwei Peaks bei 380keV bzw. 570keV. Im Experiment konnte wegen des Photomultiplier-Rauschens der gemeinsame Peak bei 40keV nicht aufgelöst werden.

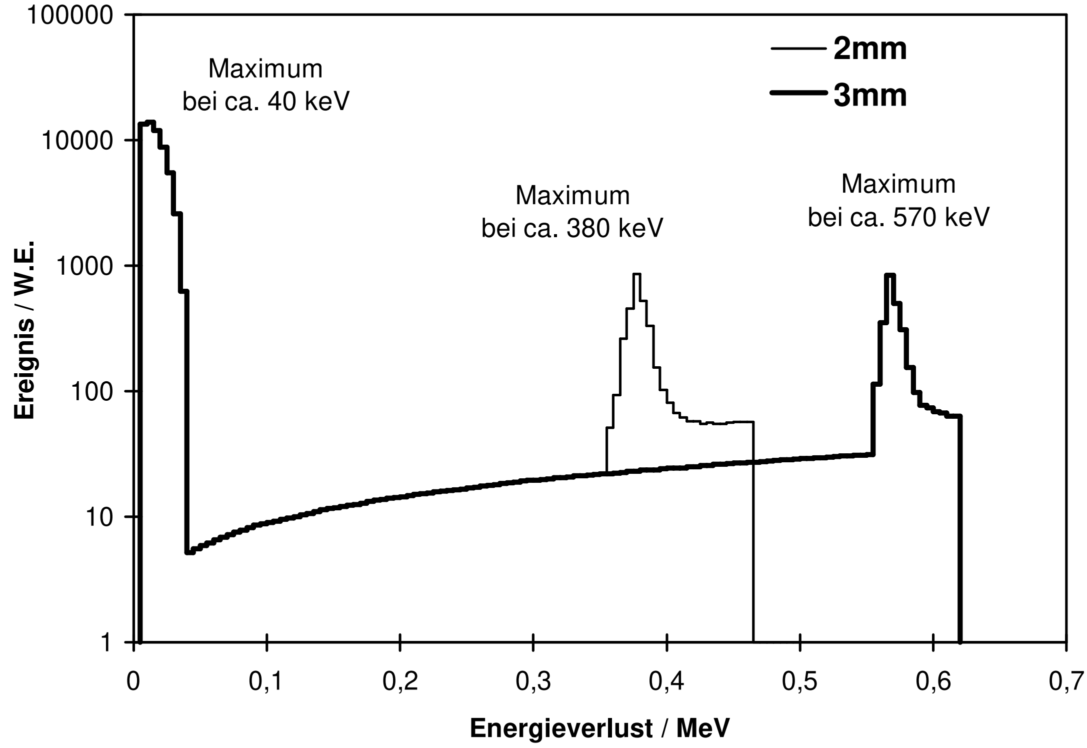


Abb.2.8 : Berechnetes Pulshöhen-Spektrum für β-Teilchen aus $^{106}_{44}Ru$ für einen 2mm bzw. 3mm dicken Szintillator (ohne Detektorauflösung und Geometrie-Effekte).

3. Untersuchungen mit einer ^{106}Ru-β-Quelle

3.1 Lichtausbeute szintillierender Fasern

Im ersten Abschnitt wird die Untersuchung der szintillierenden Faser BCF12 beschrieben. Als Maß für die Lichtausbeute wird hier die absolute Photoelektronenzahl verwendet.

3.1.1 Versuchsaufbau und Elektronik

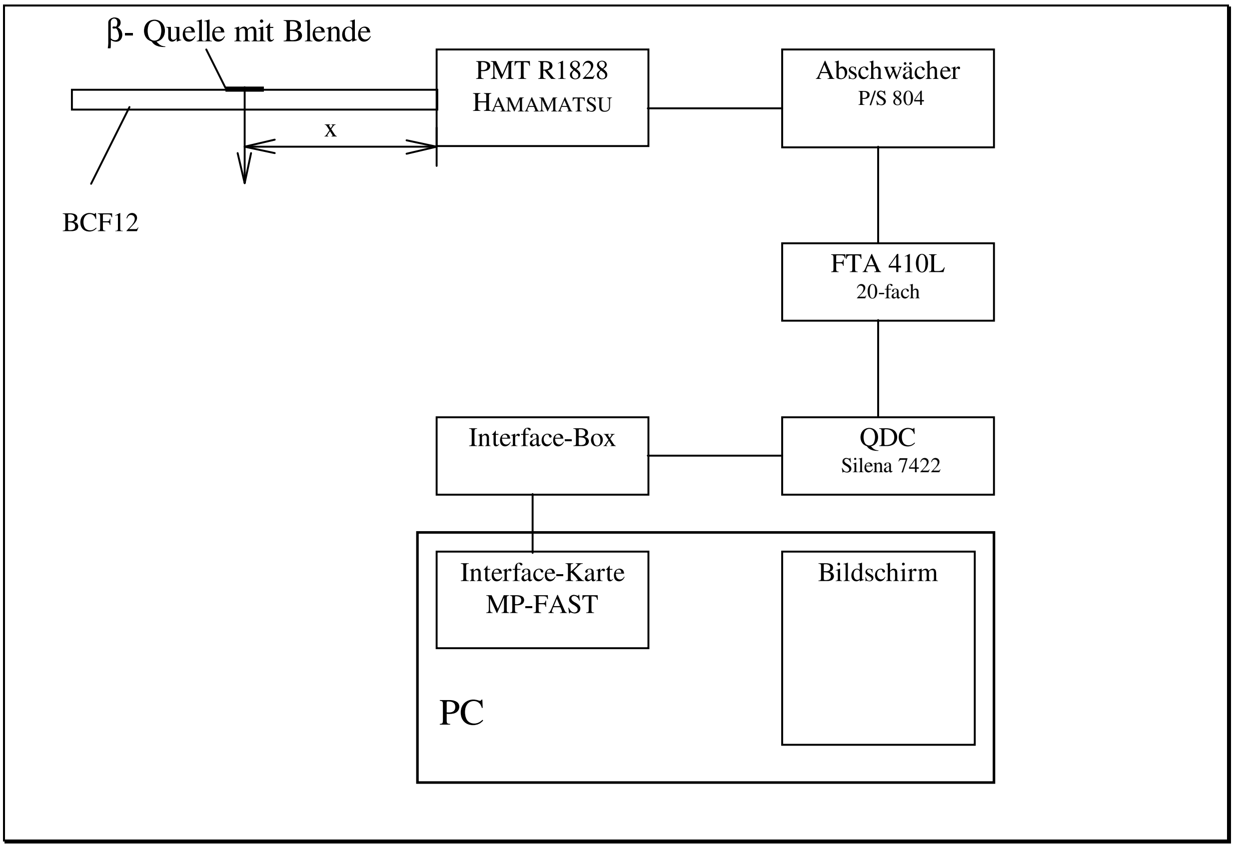


Abb.3.1 : Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung der Photoelektronenzahl bei szintillierenden Fasern.

Untersucht wurde die szintillierende Faser BCF12 mit den Maßen 2mm x 2mm x 149mm mit folgenden Variationen :

(1) Faser mit handpolierten Faserenden.

(2) Faser mit Spiegel an einem Ende (Al-Reflektor), am offenen Ende mit optischem Fett an den Photomultiplier gekoppelt.

(3) Faser mit Spiegel und Reflektor1 (mit Al-Folie umwickelt, matte Seite als Reflektor).

(4) Faser mit Spiegel und Reflektor2 (mit Al-Folie umwickelt, blanke Seite als Reflektor).

(5) Faser mit Spiegel und Reflektor3 (mit Teflon-Band umwickelt).

(6) Faser mit Spiegel und Reflektor4 (mit weißem EMA[1] gestrichen).

Das freie Faserende wurde jeweils mit optischem Fett an den Photomultiplier PMT R1828 gekoppelt. Der Abstand **x** zwischen Quelle und Photomultiplier, d.h. die Einstrahlposition auf der szintillierenden Faser, konnte variiert werden (Abb.3.1). Zwei 10-stufige Abschwächer P/S 804 (d.h. max. Abschwächungsfaktor 100) und ein 20-facher Verstärker FTA 410L wurden eingesetzt, um den dynamischen Bereich des β-Spektrums und des Einelektron-Spektrums mit dem QDC (*Charge-to-Digital Converter*) messen zu können. Zur Analyse wurde ein Personalcomputer (PC) mit einer MP-FAST Interface-Karte und einer entsprechenden Software für DOS verwendet.

Zur Bestimmung der absoluten Photoelektronenzahl haben wir die Ladung im β-Signal mit der des Einelektron-Signals verglichen. Dieses Einelektron-Signal ist nur vom Photomultiplier selbst und von der Betriebsspannung abhängig. Zur Integration verwendeten wir den QDC. Ein typisches Einelektron- und β-Spektrum ist in Abb.3.2.a bzw. Abb.3.2.b dargestellt. Beispielsweise erhält man aus Abb.3.2.a und Abb.3.2.b

$$\frac{579 \cdot 10}{99} \cong 58{,}4 \cong 58 \text{ Photoelektronen}.$$

Die relativ große Breite des β-Spektrums (Kanal 579) für die 2mm dicke szintillierende Faser im Vergleich zu Abb.2.8 hängt mit der Detektorauflösung und der Bahngeometrie der β-Teilchen zusammen.

1 *Extra Mural Absorber* [BIC93]

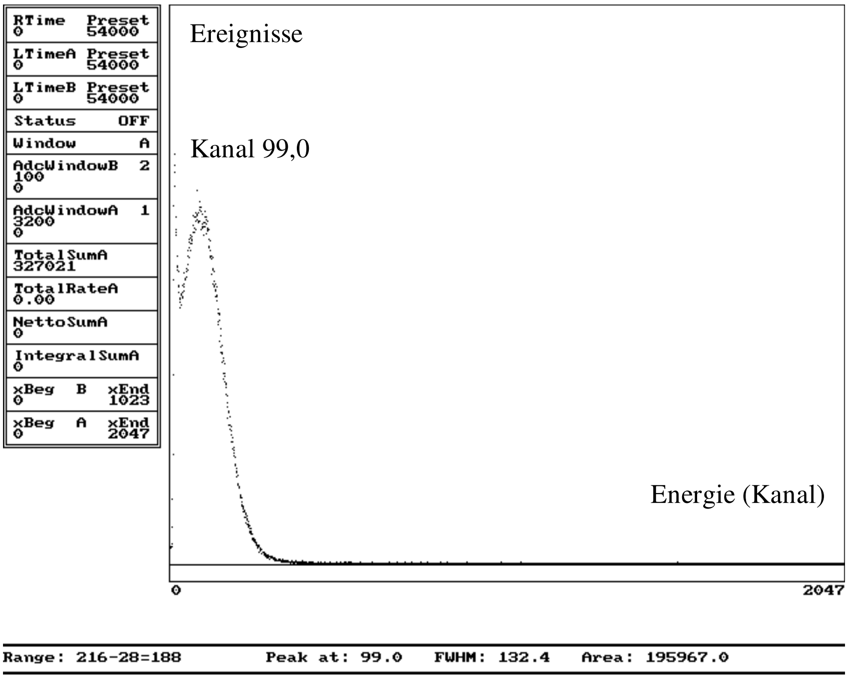


Abb.3.2.a : Einelektron-Spektrum mit einem relativen Verstärkungsfaktor von 0,5 bei U = 2200V.

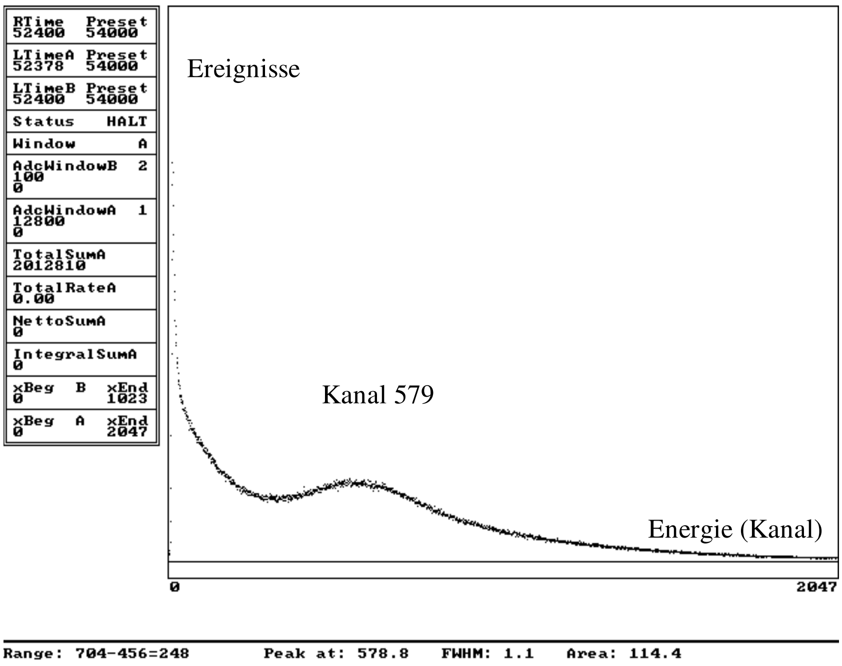


Abb.3.2.b : β-Spektrum mit einem relativen Verstärkungsfaktor von 0,05 bei U = 2200V (2mm x 2mm szintillierende Faser).

3.1.2 Lichtausbeute als Funktion des Einstrahlungsorts

Für den Versuch (1) erhielten wir die in Abb.3.3 dargestellte Kurve.

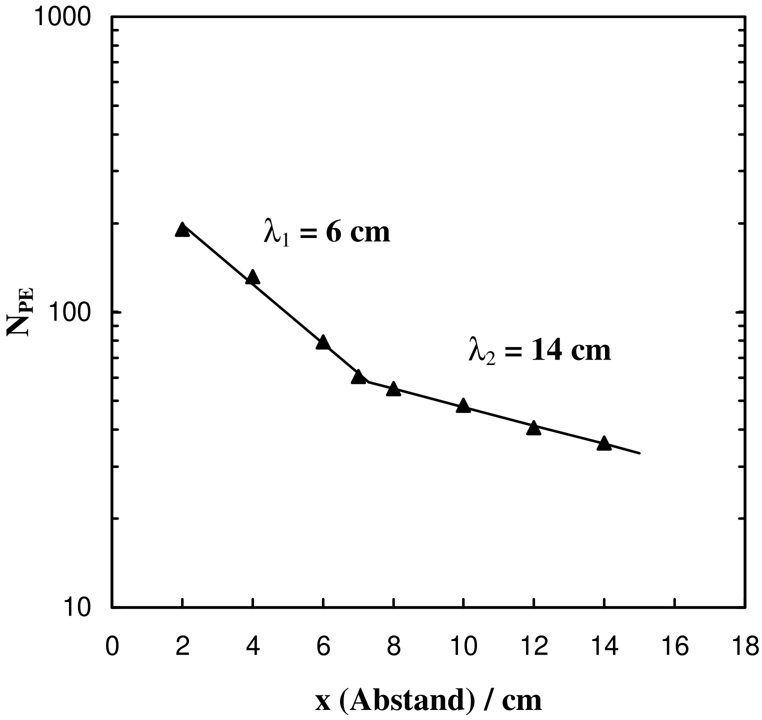


Abb.3.3 : Photoelektronenzahl N_{PE} in Abhängigkeit vom Abstand **x** zwischen Photomultiplier und Einstrahlungsort der β-Quelle für BCF12 mit 2mm x 2mm quadratischem Querschnitt (Fehlerbalken kleiner als Datensymbole).

Bei Einstrahlung der β-Teilchen auf die szintillierende Faser nimmt die Lichtintensität in Abhängigkeit vom Abstand **x** zum PMT exponentiell ab. Nimmt man eine isotrope Erzeugung des Lichtes in der Faser an, dann ist die Lichtintensität Q am Photomultiplier :

$$Q = Q_0 \cdot e^{-x/\lambda} \ , \qquad (3.1)$$

wenn Q_0 die Intensität am Entstehungsort und λ die effektive Abschwächungslänge (*attenuation length*) ist. Paßt man nun die Meßdaten mit dem Ansatz (3.1) an, so bekommen wir unterschiedliche λ's. Für logarithmische Auftragung der Lichtausbeute über **x** sind zwei verschiedene Geraden zu sehen (Abb.3.3). Für einen kleinen Abstand findet man eine größere Abschwächung ($\lambda_1 = 6$cm) als für großen Abstand ($\lambda_2 = 14$cm).

Die erste Gerade mit λ_1 ist durch die unmittelbare Nähe des PMT und direkten Lichteinfall erklärbar. Die zweite Gerade mit λ_2 wird von dem Licht verursacht, das die Totalreflexionsbedingung nicht erfüllt und über Vielfachreflexion im Fasermantel zum PMT gelangt. Diese Komponente ist verschieden von der reinen *Core*-Komponente von $\lambda \approx 100$cm [Wie91] und $\lambda \approx 220$cm [BIC93].

3.1.3 Einfluß von Reflektoren auf die Lichtausbeute

Die gesamten Ergebnisse für die szintillierende Faser BCF12 mit verschiedenen Reflektoren sind in Abb.3.4 dargestellt. Die verwendeten Reflektoren sind in Kapitel 3.1.1 (1) bis (6) aufgeführt. Die Meßdaten wurden jeweils mit dem Ansatz $Q = Q_0 \cdot e^{-x/\lambda}$ gefittet. Gegenüber der Faser ohne Spiegel und ohne Reflektor ergeben sich erhöhte Lichtausbeuten und unterschiedliche effektive Abschwächungslängen λ zwischen 14 und 46cm. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen :

- Bei kurzem Abstand **x** bleibt die Lichtausbeute trotz Reflektor unverändert ($\lambda = 6$cm).
- Durch die Reflektoren werden die absolute Lichtausbeute und die Abschwächungslänge vergrößert ($\lambda = 24$, 40 bzw. 46cm).
- Die Spiegelung am Faserende bewirkt eine größere Photoelektronenzahl (Faktor ca. 1,5), aber keine Änderung der Abschwächungslänge λ.

Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der Deutung von Kapitel 3.1.2. Durch das Anbringen eines reflektierenden Materials um den Fasermantel wird der Knickpunkt in der Kurve von Abb.3.3 zu kleinerem **x** verschoben und eine größere Abschwächungslänge λ hervorgerufen. Dabei liegt die Gerade um so höher (höhere Lichtausbeute), je besser der Reflexionsgrad des Reflektors ist. Mit dem blanken Al-Reflektor und Spiegel wurde das beste Ergebnis erzielt ($\lambda = 24$cm).

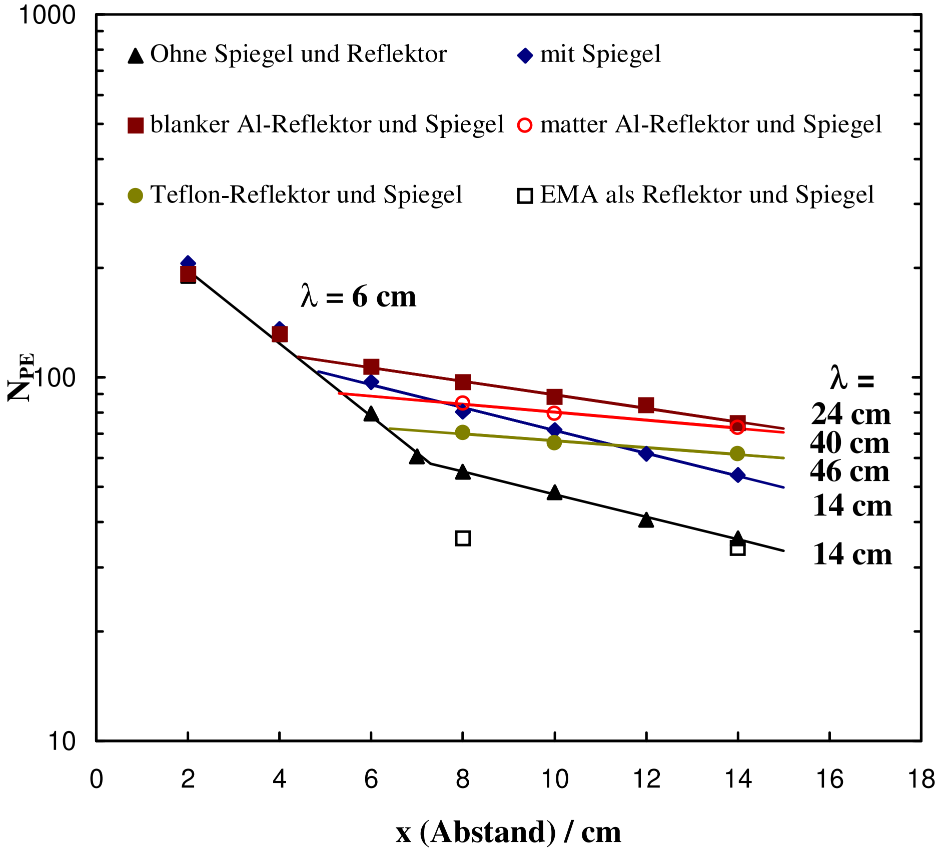


Abb.3.4 Photoelektronenzahl N_{PE} für verschiedene Reflektoren in Abhängigkeit vom Abstand **x** zwischen Photomultiplier und Einstrahlungsort der β-Quelle bei BCF12 mit 2mm x 2mm quadratischem Querschnitt (Fehlerbalken kleiner als Datensymbole).

Beim Einsatz des EMA als Reflektor (die beiden Datenpunkte in Abb.3.4 sind nicht durch eine Fitgerade verbunden) ergab sich die geringste Lichtausbeute. Dies kann so erklärt werden, daß das Licht durch die unregelmäßige EMA-Schicht (weiße Farbe auf der Faser) in beliebige Richtungen reflektiert und stark abgeschwächt wird. Praktisch kann der EMA als Reflektor nur gegen den *cross-talk*-Effekt (Übersprechen des Lichtes zwischen nebeneinander liegenden Fasern), aber keinesfalls zur Erhöhung der Lichtausbeute verwendet werden.

Durch Verspiegelung des Faserendes erhält man eine größere Lichtausbeute. Theoretisch müßte dieser Faktor $\approx$ 2 sein. Aber der experimentell gefundene Faktor von circa 1,5 ($N_{PE,Spiegel}$ / $N_{PE,ohne\ Spiegel}$ aus Abb.3.4) deutet darauf hin, daß bei der Messung ohne Spiegel bereits am polierten offenen Faserende Licht reflektiert wird. Außerdem ist aus Abb.3.4 ersichtlich, daß die Kurven ab **x** etwa 6cm für die Faser ohne bzw. mit Spiegel parallel (λ=14cm) verschoben sind. Dies ist nicht verwunderlich, da in beiden Fällen ohne Reflektor gemessen wurde.

3.2 Lichtausbeute organischer Szintillatoren

Zur Einschätzung der Ergebnisse vom vorangegangenen Kapitel wurden Vergleichsmessungen mit organischen Szintillatoren durchgeführt. Neben der szintillierenden Faser BCF12 wurden die Szintillatormaterialien PILOT U und BC408 verwendet. Diese Materialien lagen in unterschiedlichen Größen vor. Deswegen mußte die Photoelektronenzahl auf einheitliche Dicke und Länge umgerechnet werden. Die β-Quelle war in der Mitte des Szintillatormaterials angebracht (Abb.3.5). Reflektoren kamen nicht zum Einsatz.

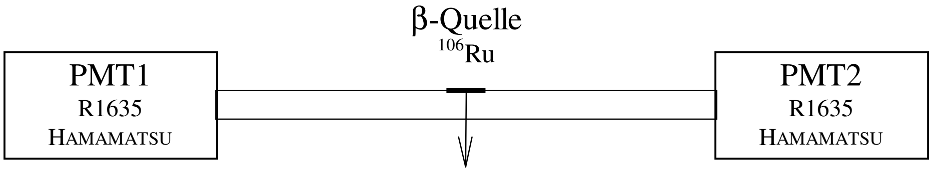


Abb.3.5 : Experimenteller Aufbau.

Für die untersuchten Materialien ergaben sich nach der Schaltung und Methode in Kap.3.1.1 die folgenden Photoelektronenzahlen :

Szintillatormaterial	Abmessungen jeweils in mm d x b x l	N_{PE}
PILOT U	2 x 2,6 x 84	123 ± 10
BCF12	2 x 2 x 84	64 ± 5
BC408	3 x 3 x 120	174 ± 2

Tab.3.1.A : Lichtausbeute für PILOT U, BCF12 und BC408 unterschiedlicher Dimension (bei PILOT U und BCF12 wurde N_{PE} mit dem Oszilloskop mit relativ großem Fehler bestimmt).

Mit Formel (3.1) kann bei bekannter Abschwächungslänge und bei gegebener Szintillatorlänge auf die entsprechende Photoelektronenzahl einer anderen Länge geschlossen werden. Mit der Abschwächungslänge für PILOT U $\lambda_{PILOT\,U}$ = 71cm [Koh89A] und der einheitlichen Länge von 120mm ergeben sich die Ergebnisse in Tab.3.1.B :

Szintillatormaterial	gewählte Abmessungen [mm] d x b x l	umgerechnetes N_{PE}
PILOT U	2 x 2,6 x 120	120 ± 10
BCF12	2 x 2 x 120	56 ± 5
BC408	3 x 3 x 120	174 ± 2

Tab.3.1.B : Auf 120mm Länge umgerechnetes N_{PE}.

Ferner ist im Bereich der hier interessierenden Dicken von 2 bis 3mm der Energieverlust näherungsweise proportional zur durchdrungenen Strecke, so daß N_{PE} auf die gleiche Dicke umgerechnet werden kann (Tab.3.2).

Szintillatormaterial	gewählte Abmessungen [mm] d x b x l	umgerechnetes N_{PE}
PILOT U	3 x 2,6 x 120	180 ± 15
BCF12	3 x 2 x 120	84 ± 8
BC408	3 x 3 x 120	174 ± 2

Tab.3.2 : Auf 120mm Länge und 3mm Dicke umgerechnetes N_{PE}.

Die Lichtausbeute von BCF12 (Tab.3.2) ist kleiner als bei den anderen untersuchten Szintillatoren. Für eine gute Zeitauflösung benötigt man aber eine möglichst große Photoelektronenzahl N_{PE}, da der folgende Zusammenhang besteht :

$$\Delta t \propto \frac{1}{\sqrt{N_{PE}}} \quad .$$

Tabelle 3.2 legt also für einen 120mm langen Szintillator fest, daß BCF12 als Material für Zeitmessungen nicht in Frage kommt.

3.3 Lichttransmission in Lichtleitfasern

Für viele Szintillationsdetektoren spielt die Verwendung von lichtleitenden Fasern eine große Rolle. Mit ihnen soll das erzeugte Licht möglichst verlustarm zum PMT geleitet werden. Der wesentliche Vorteil von Fasern gegenüber Plexiglaslichtleitern ist ihre hohe Flexibilität. Insbesondere bei nebeneinander stehenden Szintillatoren bzw. szintillierenden Fasern, deren Dicke jeweils kleiner als der Durchmesser des Photomultipliers ist, und bei großen Magnetfeldern am Meßort empfiehlt sich der Einsatz von Lichtleitfasern. Daher soll in diesem Kapitel die BICRON-Faser BCF98 mit 2mm x 2mm quadratischem Querschnitt untersucht werden.

3.3.1 Transmission als Funktion der Faserlänge

Die Lichttransmission hängt von der Fasergeometrie und der Wellenlänge ab. Bei jeder Totalreflexion an den Grenzflächen, aber auch durch Absorption im Fasermaterial, gehen Photonen verloren. Die Lichtintensität nimmt exponentiell ab.

Vom Hersteller wird die Abschwächungslänge λ üblicherweise als eine Eigenschaft des Szintillatormaterials bzw. Lichtleitermaterials angegeben. Da λ aber auch durch die Abmessungen beeinflußt wird, muß man in einer eigenen Messung ein effektives λ bestimmen. In Abb.3.6 ist der Versuchsaufbau dargestellt :

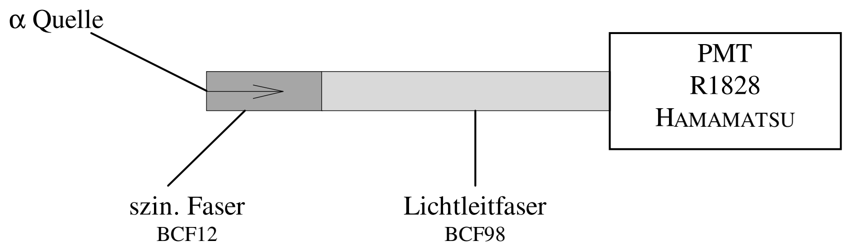


Abb.3.6 : Versuchsaufbau zur Bestimmung der effektiven Abschwächungslänge λ für BCF98 mit dem quadratischen Querschnitt von 2mm x 2mm.

Eine α-Quelle ^{241}Am befindet sich an der einen Stirnseite einer 150mm langen BCF12-Faser mit dem quadratischen Querschnitt von 2mm x 2mm, in der das α-Teilchen voll absorbiert und Licht erzeugt wird. Die Lichtleitfaser BCF98 wurde an BCF12 und den PMT HAMAMATSU R1828 mit optischem Fett gekoppelt. Diese Faser hatte einen quadratischen Querschnitt von 2mm x 2mm und verschiedene Längen von 3.4cm, 6.0cm, 10.9cm, 14.9cm, 20.0cm, 29.9cm, 39.9cm, 53.0cm, 65.0cm und 86.0cm.

In Abb.3.7 ist das mit der Schaltung von Abb.3.1 aufgenommene Ergebnis der Messung dargestellt.

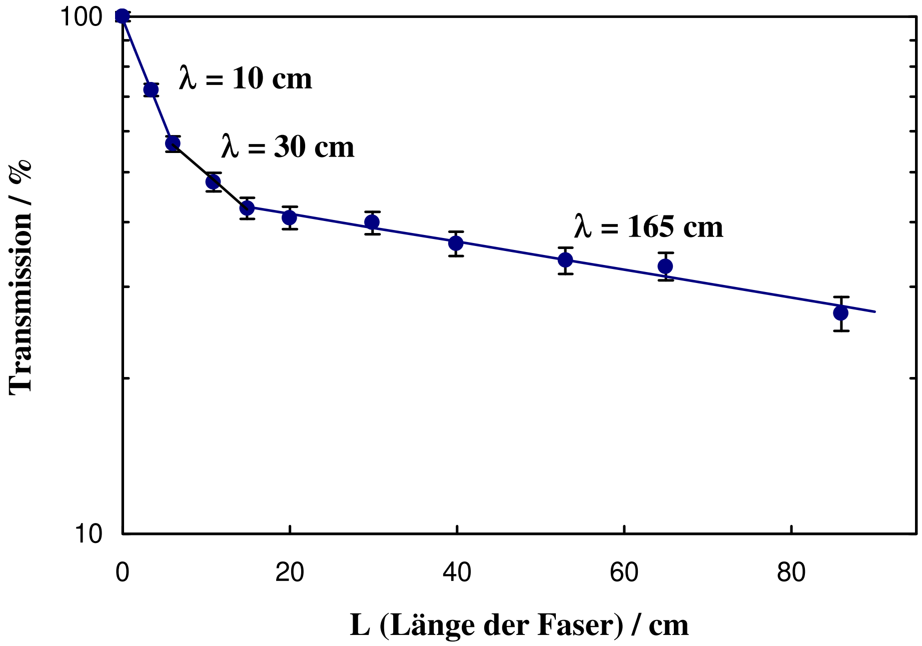


Abb.3.7 : Lichttransmission als Funktion der Faserlänge für BCF98.

Die Photoelektronenzahl bei der Messung ohne Lichtleitfaser wurde als 100% angenommen. Wie in Abb.3.7 zu sehen ist, ergeben sich mehrere effektive Abschwächungslängen. Die mit kurzen Lichtleitfasern gemessenen Werte ergeben ein λ = 10cm für $0 < L/\mathrm{cm} < 6$ (räumliche Nähe zum PMT und direktes Licht). In Kapitel 3.1.2 hatten wir λ = 6cm erhalten. Zwei Abschwächungskomponenten λ = 30cm und λ = 165cm treten nur bei Fasern auf, im Gegensatz zu normalen Plexiglaslichtleitern [Kil70]. Das Licht wird sowohl durch den Kern, als auch durch den Mantel der Faser transportiert. Dabei ist der Faserkern für die größere Komponente und der Fasermantel für die kleinere Komponente verantwortlich. Das Licht, das durch den Mantel der Faser transportiert wird, nimmt relativ schnell ab (λ = 30cm), wie schon bei

BCF12. Dieser Effekt wurde durch den Hersteller BICRON bestätigt [BIC95].

3.3.2 Transmission in Abhängigkeit vom Krümmungsradius

Je stärker die Faser gekrümmt wird, umso mehr Licht gelangt nach außen. Die Lichttransmission wird geringer, da bei Eintrittswinkeln, die kleiner als der Grenzwinkel sind, die Totalreflexionsbedingung nicht mehr erfüllt ist. Mit dem in Abb.3.8 dargestellten Versuchsaufbau wurde der Einfluß der Biegung auf die Lichttransmission gemessen.

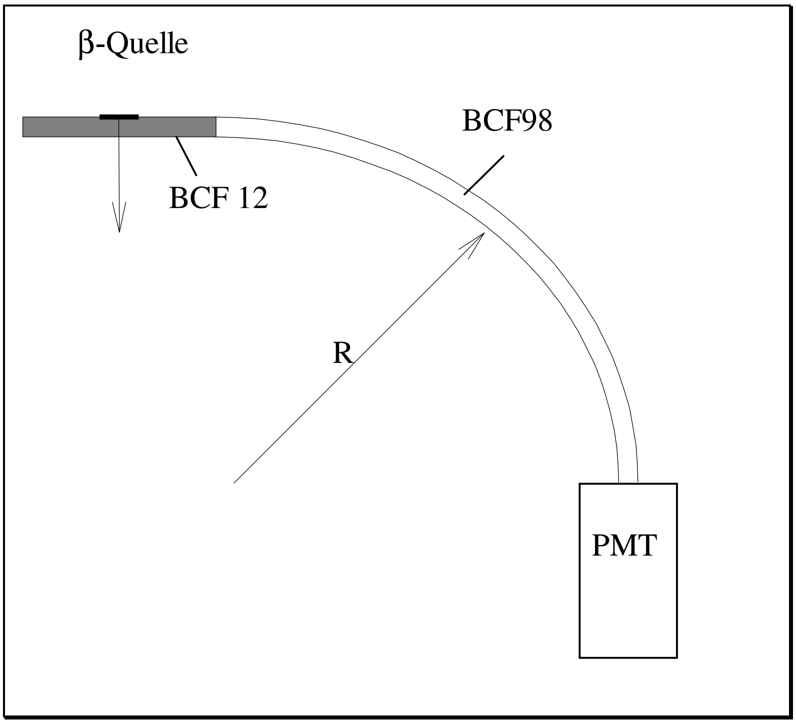


Abb.3.8 : Versuchsaufbau zur Bestimmung der Lichttransmission als Funktion vom Krümmungsradius für BCF98.

Als Lichtquelle wurde BCF12 mit den Maßen 2mm x 2mm x 149mm ohne Verspiegelung am offenen Ende und ohne Reflektor verwendet, wobei eine β-Quelle mit Blende in der Mitte der Faser angebracht wurde. HAMAMATSU Photomultiplier R1828 mit der Elektronik von Abb.3.1 dienten zum Nachweis :

(1) Es wurden gerade Fasern BCF98 (Maße : 2mm x 2mm x L mit L = 860mm, 399mm oder 200mm) untersucht.

(2) Für Fasern mit den drei genannten Längen wurde bei einer Biegung um 90° die Transmission bestimmt. Die entsprechenden Krümmungsradien und die Ergebnisse sind in der Tabelle 3.3 eingetragen.

(3) Für die kurze Faser (200mm) wurden verschiedene Krümmungsradien zwischen 3 und 10cm realisiert.

Bis zum Krümmungsradius R = 5cm war das Biegen problemlos möglich. Für R < 5cm mußte die Faser mit einem Fön erwärmt werden. Dabei war große Vorsicht geboten, da das Fasermaterial empfindlich auf Wärme reagiert. Bei einer gleichmäßigen Erwärmung auf Werte von 70 bis 75°C konnte die Faser vorsichtig gekrümmt werden [Har93].

Die Meßergebnisse sind in Tab.3.3 zusammengestellt. Es zeigt sich, daß bei diesen Krümmungsradien kaum Transmissionsverluste auftreten :

L /mm	R /cm	N_{PE} ohne Biegung	N_{PE} mit 90° Biegung
860	54,7	23 ± 2	22 ± 2
399	25,4	32 ± 1	31 ± 1
200	12,7	42 ± 1	42 ± 1

Tab.3.3 : Die Photoelektronenzahl N_{PE} mit und ohne Biegung bei relativ großen Radien.

In Abb.3.9 ist die Transmission über dem Krümmungsradius aufgetragen. Die Kurve kann durch eine Funktion der folgenden Form beschrieben werden :

$$\frac{Q}{Q_0}(R) = 1 - \frac{k}{R-\alpha} . \qquad (3.2)$$

Für den Parameter k wurde der Wert 0,19cm und für α = 2,48cm erhalten. Der Nulldurchgang in Abb.3.9 liegt bei ca. 2,7cm , d.h. für kleinere Krümmungsradien R gibt es keine Transmission mehr. Ist der Radius größer als 8cm, so kann praktisch nicht von Verlust gesprochen werden. Selbst bei $R \geq 4$cm liegt die Transmission über 90%. Für die Anwendung im Detektor bedeutet dies, daß man die Lichtleitfaser BCF98 (Maße : 2mm x 2mm Querschnitt) bis zu Krümmungsradien von ca. 5cm ohne größere Verluste einsetzen kann.

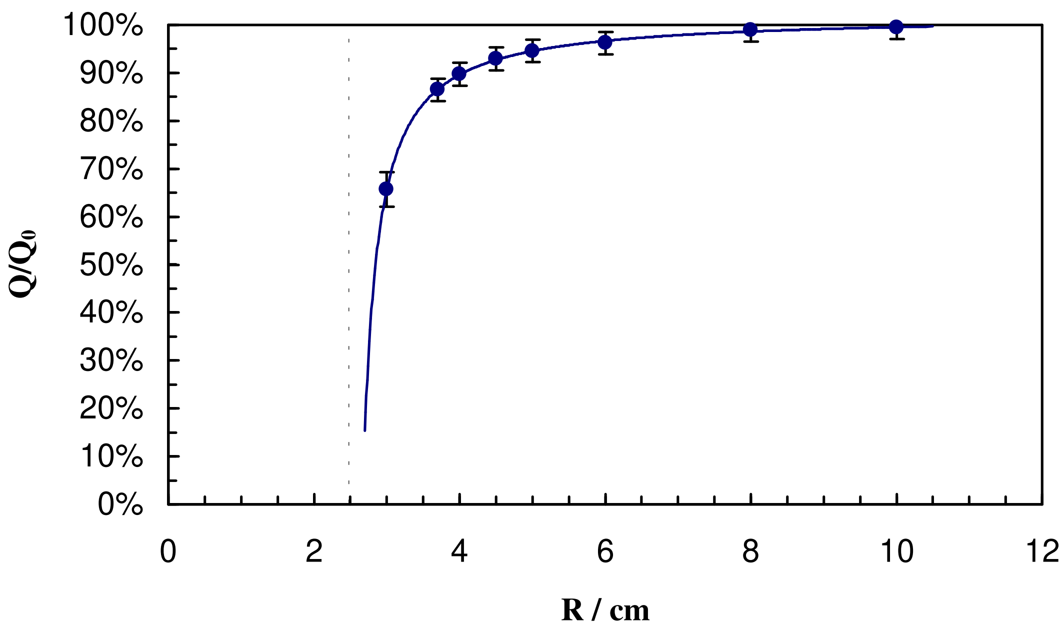


Abb.3.9 : Die Ergebnisse von Versuch (3). Dazu wurde die 200mm lange Faser mit Krümmungsradien von 3cm, 3.7cm, 4cm, 4.5cm, 5cm, 6cm, 8cm und 10cm verwendet.

3.4 Messung der Zeitauflösung

Aufgrund der endlichen Dauer des Lichtpulses, der Laufzeitstreuung in der Faser, der statistischen Emission der Photo- und Sekundärelektronen und wegen der Streuung der Elektronen im Vervielfachungskanal des PMT erhält man eine statistische Verteilung. Sie ist durch eine Gaußkurve (3.3) mit dem Mittelwert μ und der Standardabweichung σ zu beschreiben [Leo] :

$$P(N,\mu,\sigma)dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma}\cdot e^{-\frac{(N-\mu)^2}{2\cdot\sigma^2}}dN \quad . \qquad (3.3)$$

Üblicherweise ist die Zeitauflösung durch die Halbwertsbreite Δt_{FWHM} der Häufigkeitsverteilung für die Zeitdifferenz zwischen zwei PMT's mit $\Delta t_{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \cong 2{,}35\ \sigma$ definiert.

Die Zeitauflösung setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Im gegebenen Fall gilt näherungsweise folgender Zusammenhang [Koh89b] :

$$\Delta t_{FWHM}^2 = \frac{\Delta t_{SZI}^2 + \Delta t_{DIM}^2 + \Delta t_{PMT}^2}{N_{PE}} \quad . \qquad (3.4)$$

Dabei bedeuten :

Δt_{SZI} : Varianz der Abklingzeit im Szintillatormaterial,
Δt_{DIM} : Zeitunschärfe, die durch die spezielle Geometrie des Szintillators verursacht wird und
Δt_{PMT} : statistische Fluktuation im PMT.

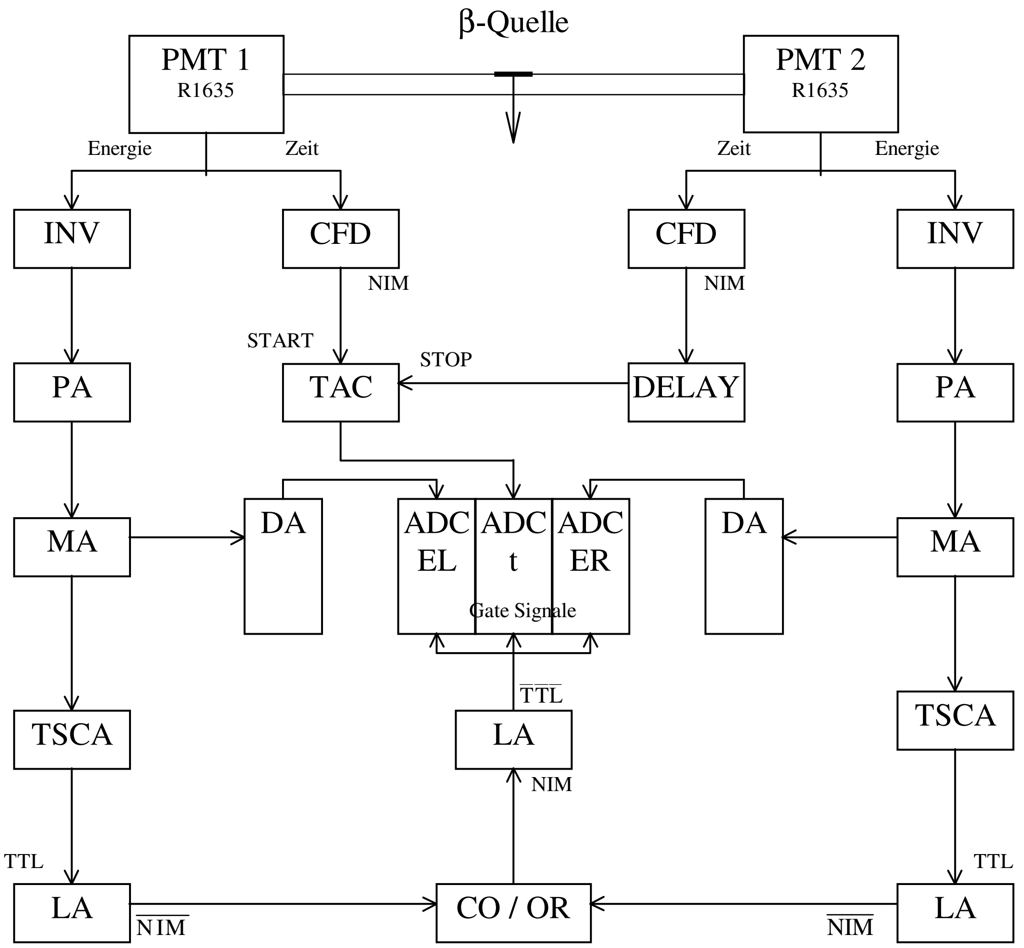
3.4.1 Versuchsaufbau und Elektronik

Zwischen PMT1 und PMT2 (schnelle Photomultiplier HAMAMATSU R1635, um Δt_{PMT} in Gl.3.4 zu minimieren) wurde der Szintillator bzw. die szintillierende Faser jeweils mit oder ohne Lichtleitfaser eingesetzt (Abb.3.10). Wie vorher ist die β-Quelle in der Mitte des Szintillators angeordnet.

Für eine Zeitauflösung für minimal ionisierende Teilchen mit Hilfe einer β-Quelle ist es erforderlich, eine untere und obere Energieschwelle zu verwenden, deswegen die Teilung in einen Zeit- und Energiezweig.

Im Energiezweig wird das Signal im INV umgepolt und anschließend über die Verstärker PA und MA verstärkt. Nun wird im TSCA der Energiebereich ausgewählt und das Signal durch ein logisches Signal (TTL) ersetzt. Im LA erfolgt die Umwandlung in ein $\overline{\text{NIM}}$ -Signal. Die $\overline{\text{NIM}}$ -Signale aus den beiden Energiezweigen werden in eine Oder-Schaltung eingegeben. Nach der Umformung in ein $\overline{\text{TTL}}$ -Signal wird das von der Oder-Schaltung abgegriffene Signal als Trigger (Gate-Signal) in den t-ADC und die Energie-ADC's gegeben.

Der erste Schritt im Zeitzweig ist die Umwandlung des Signals in ein logisches NIM-Signal nach dem *Constant-Fraction*-Prinzip (CFD). Im TAC erfolgt die Registrierung der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-NIM-Signal. Die TAC-Signalhöhe wird im t-ADC digitalisiert. Mit Hilfe der Software MP FAST werden die Daten analysiert.



INV : Inverter

PA : Preamplifier

MA : Mainamplifier

TSCA : Timing Single Channel Analyser

DA : Delay Amplifier

LA : Level Adapter

CO / OR : Coincidence / OR

ADC : Analog-to-Digital Converter

CFD : Constant Fraction Discriminator

TAC : Time-to-Analog Converter

Abb.3.10 : Schema des Versuchsaufbaus mit der eingesetzten Elektronik [Koh88].

Mit dem ADC EL und dem ADC ER werden die Energien des ausgewählten Bereiches gemessen, wobei in der Regel ein sehr schmales Energiefenster im oberen Bereich des β-Impulshöhenspektrums benutzt wird.

3.4.2 Ergebnisse

Mit dem oben beschriebenen Versuchsaufbau wurde die Zeitauflösung sowohl für die szintillierende Faser BCF12 als auch für die organischen Szintillatoren PILOT U und BC408 gemessen. Es wurde jeweils mit und ohne Lichtleitfaser an den beiden Enden der Szintillatoren experimentiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 eingetragen :

Szintillator	**Abmessungen [mm] d x b x l**	**Variation**	**Δt_{2PMT} [ps] (FWHM)**	**Δt_{1PMT} [ps] (FWHM)**	**N_{PE}**
BCF12	2 x 2 x 84	-	424 ± 8	300 ± 6	64 ± 5
BCF12	2 x 2 x 84	Al-Reflektor	388 ± 8	274 ± 6	77 ± 8
PILOT U	2 x 2,6 x 84	-	247 ± 8	175 ± 6	123 ± 12
PILOT U	2 x 2,6 x 84	Al-Reflektor	187 ± 8	132 ± 6	216 ± 21
BC408	3 x 3 x 120	-	212 ± 8	150 ± 6	174 ± 2
BC408	3 x 3 x 120	Al-Reflektor	160 ± 8	113 ± 6	300 ± 30

Tab.3.4.a : Gemessene Zeitauflösung Δt und die Photoelektronenzahl N_{PE} für verschiedene szintillierende Materialien ($\Delta t_{1PMT} = \Delta t_{2PMT} / \sqrt{2}$).

Szintillator	**Abmessungen [mm] d x b x l**	**Reflektor und Lichtleitfaser**	**Lichtleitfaser d x b x l [mm]**	**Δt_{2PMT} [ps] (FWHM)**	**Δt_{1PMT} [ps] (FWHM)**	**N_{PE}**
BCF12	2 x 2 x 84	Al-Reflektor BCF98	2 x 2 x 64	530 ± 8	375 ± 6	40 ± 4
PILOT U	2 x 2,6 x 84	Al-Reflektor 2 x BCF98	2 x 2 x 64	319 ± 8	226 ± 6	80 ± 8
BC408	3 x 3 x 120	Al-Reflektor BCF98	3 x 3 x 50	246 ± 8	174 ± 6	130 ± 13

Tab.3.4.b : Gemessene Zeitauflösung Δt und die Photoelektronenzahl N_{PE} für verschiedene Kombinationen von szintillierendem Material und Lichtleitfasern.

Rechnen wir hier die Photoelektronenzahl für die Kombination PILOT U mit Al-Reflektor auf die Dicke und Länge des BC408 Szintillators mit dem gleichen Reflektor um, dann ist $N_{PE,PILOT\,U} = 308$. Diese Anzahl unterscheidet sich nur wenig von dem Wert für BC408 ($N_{PE,BC408} = 300$) und beide stimmen mit den 67% Anthracen für PILOT U und 64% für BC408 überein (Tab.2.1).

Aus den Meßdaten in Abb.3.11 kann man erkennen, wie die Zeitauflösung von der Photoelektronenzahl abhängt. Die Meßdaten entsprechen folgender Beziehung (wie in Gl.3.4) :

$$\Delta t_{FWHM} = k \cdot \left(N_{PE}\right)^{-0,5} = \frac{k}{\sqrt{N_{PE}}} \quad , \tag{3.5}$$

wobei k eine Zeitkonstante ist (Schnittpunkt mit der Ordinate) und

$$k^2 = \Delta t_{SZI}^2 + \Delta t_{DIM}^2 + \Delta t_{PMT}^2 \quad . \tag{3.6}$$

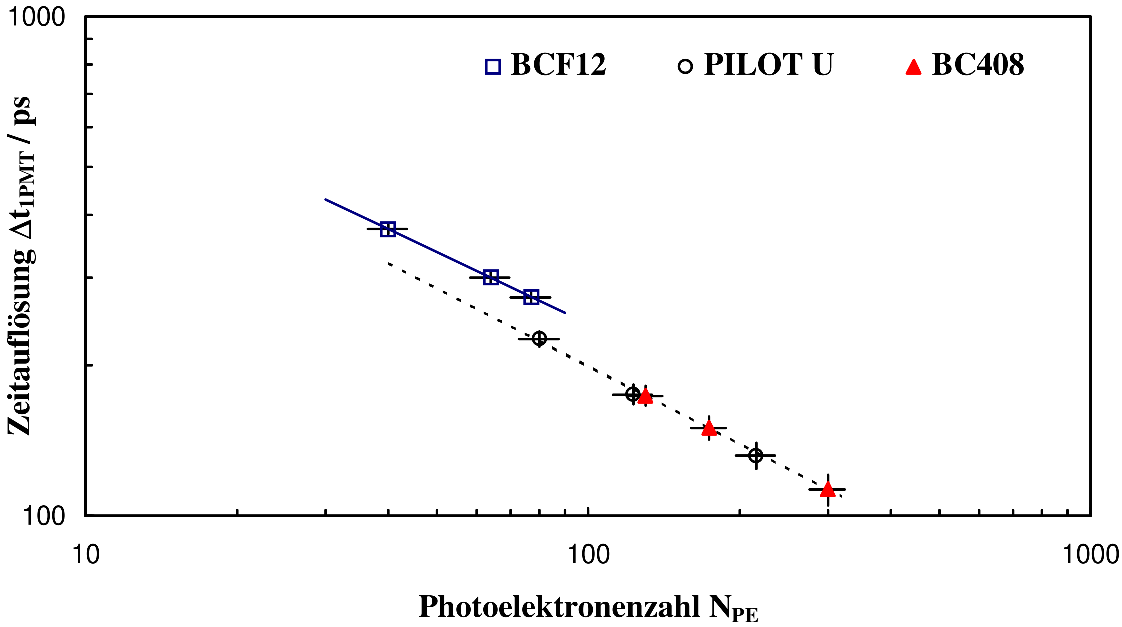


Abb.3.11 : Zusammenhang zwischen Photoelektronenzahl N_{PE} und Zeitauflösung Δt_{1PMT} für die Ergebnisse in Tab.3.4.a und 3.4.b.

Die Abhängigkeit der Zeitauflösung von N_{PE} ist nicht nur für die hier betrachteten Szintillatoren PILOT U und BC408, sondern auch für andere Szintillatoren identisch [Koh89b]. Es ist aber ein Unterschied zwischen Szintillator und szintillierender Faser zu sehen. Das bedeutet

$$k_{BCF12} > k_{Szintillator} \ .$$

Wenn wir gleiches Δt_{DIM} und Δt_{PMT} annehmen (gleicher Versuchsaufbau !), so folgt mit Beziehung (3.6), daß

$$\Delta t_{BCF12} > \Delta t_{Szintillator}$$

in qualitativer Übereinstimmung mit der Abklingzeit τ_{BCF12} = 3,2ns (Tab.2.2) und $\tau_{PILOT\ U}$ = 1,4ns bzw. τ_{BC408} = 2,1ns (Tab.2.1).

Als beste Zeitauflösung für eine Kombination mit Lichtleitfaser erhielten wir 174ps (siehe Tab.3.4.b und Abb.3.12). Diese Kombination BC408 + BCF98 wurde für den Aufbau eines Probepaddles am Kaonspektrometer der GSI verwendet (Kapitel 4.1).

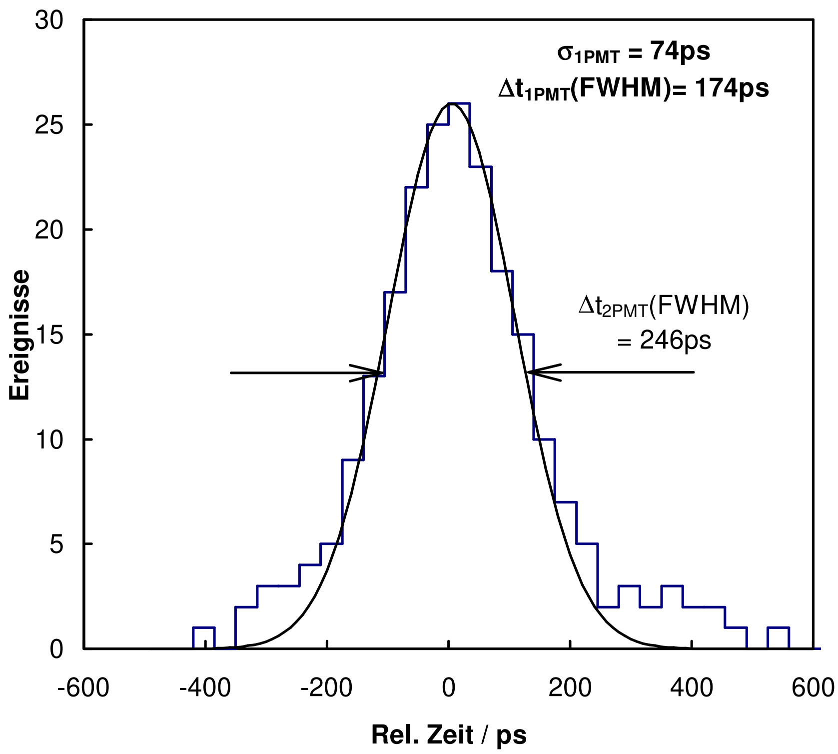


Abb.3.12 : Zeitauflösung für die Kombination BC408 (3mm x 3mm x 120mm) und BCF98 (3mm x 3mm x 50mm) mit Aluminium-Reflektor als Vorschlag für einen neuen Detektor.

4. Experimente am Kaon-Spektrometer der GSI

4.1 Messung mit zwei Prototyp-Paddles

Im Mai 1995 wurde mit dem Kaon-Spektrometer die Schwerionenreaktion $^{197}Au + {}^{197}Au$ bei einer Strahlenergie von 0,8 bis 1,5GeV/u und verschiedenen Spektrometerwinkeln untersucht. Hauptziel dieser Messung war es, die Anregungsfunktion für die Produktion von positiven Kaonen zu untersuchen (siehe Einleitung 1.1). Dieses Experiment bot sich an, um in einem separaten Aufbau die Zeitauflösung eines Prototyp-Paddles für einen neuen Detektor unter realistischen Bedingungen zu bestimmen. Die Datenaufnahme wurde völlig unabhängig vom Datenaufnahmesystem des Kaon-Spektrometers mit einem PC ausgeführt.

4.1.1 Versuchsaufbau und Elektronik

Bei der obigen Schwerionenreaktion werden die verschiedenen Teilchen wie z.B. Pionen, Kaonen, Protonen etc. im Labor-System in einem großen Winkelbereich emittiert. Das bedeutet, daß ein szintillierender Stab von den Teilchen überall getroffen wird, während bei den vorangegangenen Versuchen der Stab nur an einer bestimmten Stelle bestrahlt wurde. Um die daraus resultierenden unterschiedlichen Lichtlaufzeiten zu eliminieren und eine gute Zeitauflösung zu erreichen, muß eine elektronische Ausblendung ganzer Bereiche des szintillierenden Stabes vorgenommen werden. Dazu wurde die in Abb.4.1 gezeigte Anordnung mit einer Aluminium-Halterung realisiert. Durch sie werden nur die Teilchen akzeptiert, die die überlappenden Flächen von 3 x 3 mm² in der Mitte durchflogen haben. Verwendet wurde jeweils die optimalste Kombination aus Kapitel 3.4.2 mit dem BC408-Szintillator (3mm x 3mm x 120mm) und den BCF98-Lichtleitfasern (3mm x 3mm x 50mm). Während im senkrechten Paddle 3/8 inch-Photomultiplier HAMAMATSU R1635 zum Einsatz kamen, wurde das horizontale Paddle mit 3/4 inch-Photomultiplier HAMAMATSU R3478 ausgestattet.

Um eine Zeitauflösung für den ungünstigsten Fall zu erhalten, interessieren wir uns hauptsächlich für die minimal ionisierenden Teilchen, z.B. Pionen und schnelle Protonen. Wie schon in Kapitel 3.4 beschrieben wurde, ist die Auswahl eines Energieintervalls möglich, wodurch die interessanten Teilchen herausgefiltert werden können.

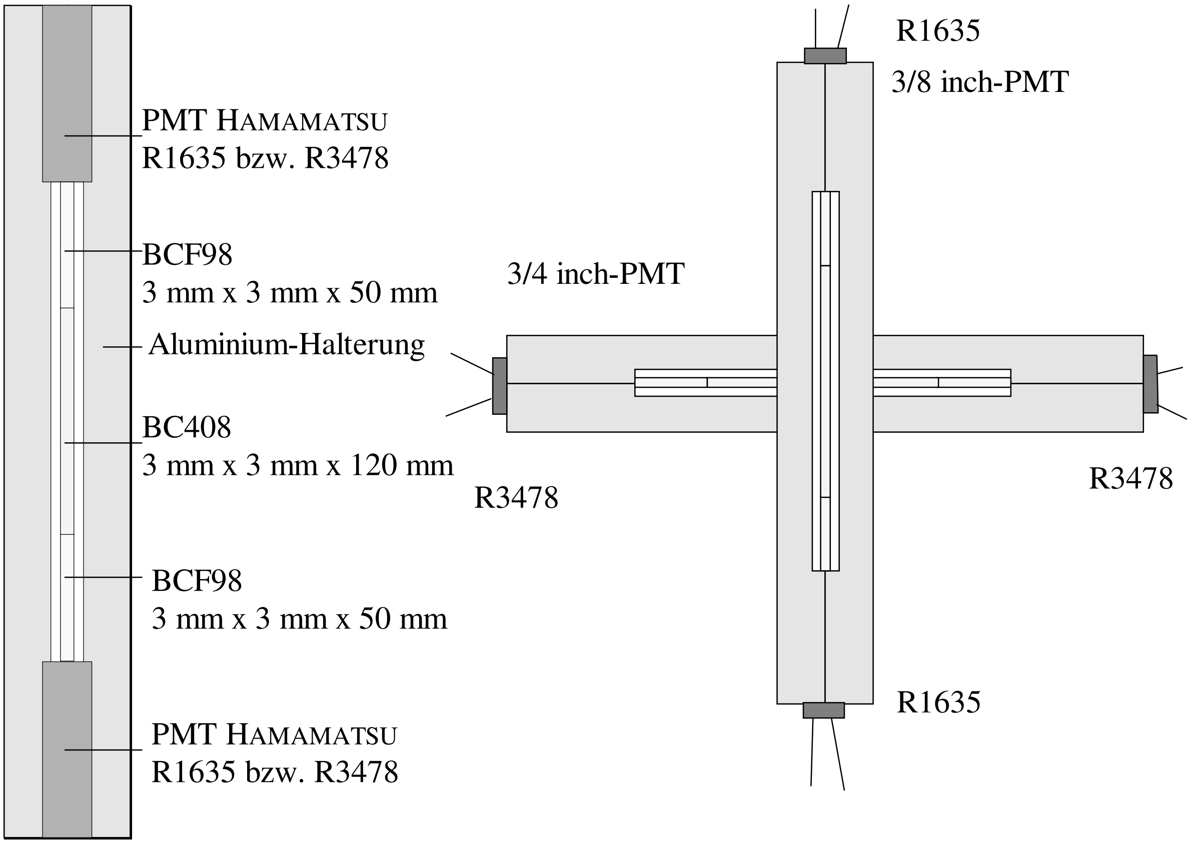


Abb.4.1 : a) Struktur der einzelnen Paddles. b) Anordnung des senkrechten und des horizontalen Prototyp-Paddles.

In Abb.4.2 ist der Schaltplan für die Messung der Zeitauflösung schematisch dargestellt. Das Paddle mit den PMT R1635 dient zur Bestimmung von Zeit und Energie, das Paddle mit den PMT R3478 nur zur Bestimmung der Energie. Mit dem letzteren wird über zwei ΔE-Diskriminatoren P/S 730 und einer Koinzidenzstufe GSI CO4000 die Energie der minimal ionisierenden Teilchen selektiert. Für das andere Paddle wird mit zwei *Constant-Fraction*-Diskriminatoren ORTEC 934 und einer CO4000 die Energie oberhalb der Rauschimpulse der Photomultiplier gemessen. Für beide Energieinformationen wird eine Koinzidenz verlangt (CO4000) und der Start-Stop-TAC CANBERRA 2043 gegatet. Mit diesem TAC messen wir den Zeitunterschied zwischen PMT UP und PMT DOWN genau dann, wenn im Schnittpunkt beider Paddles minimal ionisierende Teilchen nachgewiesen werden.

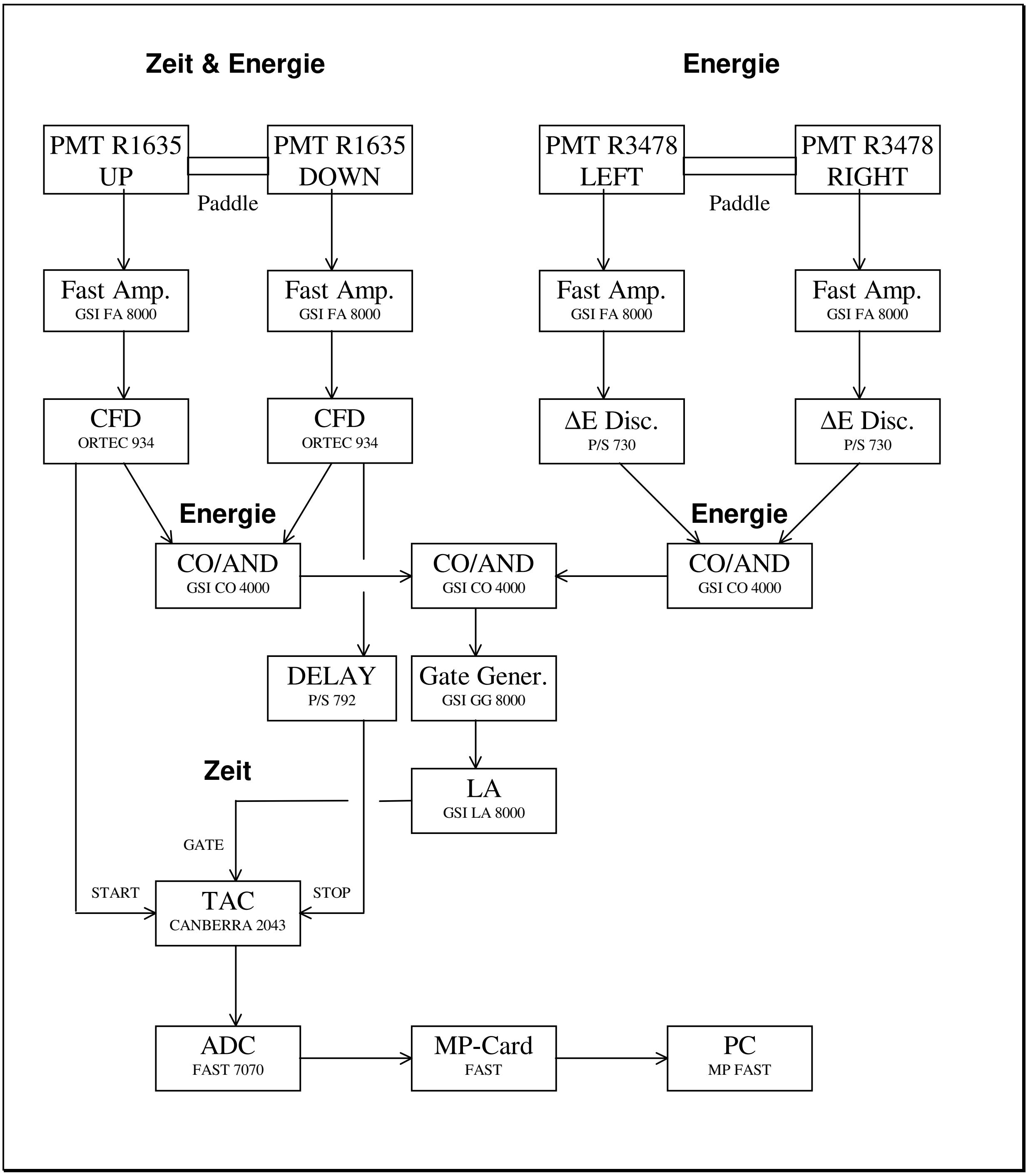


Abb.4.2 : Schaltbild zur Messung der Zeitauflösung mit den zwei Paddles.

4.1.2 Zeitauflösung für das Paddle mit dem 3/8 inch-PMT

Das Ergebnis der Zeitmessung für die Reaktion 0,8GeV/u Au+Au bei $\Theta_{Lab} = 36°$ ist in Abb.4.3 dargestellt. Für das betrachtete Paddle erhalten wir eine Zeitauflösung (FWHM) von 256 ± 8 ps. Dieser Befund stimmt mit dem Ergebnis von Kapitel 3.4 (β-Quelle) gut überein. Dort hatten wir 246 ± 8 ps gemessen. Den asymmetrischen Untergrund im Spektrum führen wir auf zufällige Koinzidenzen bei sehr hohen Zählraten und ungleichmäßige CFD-Einstellungen zurück.

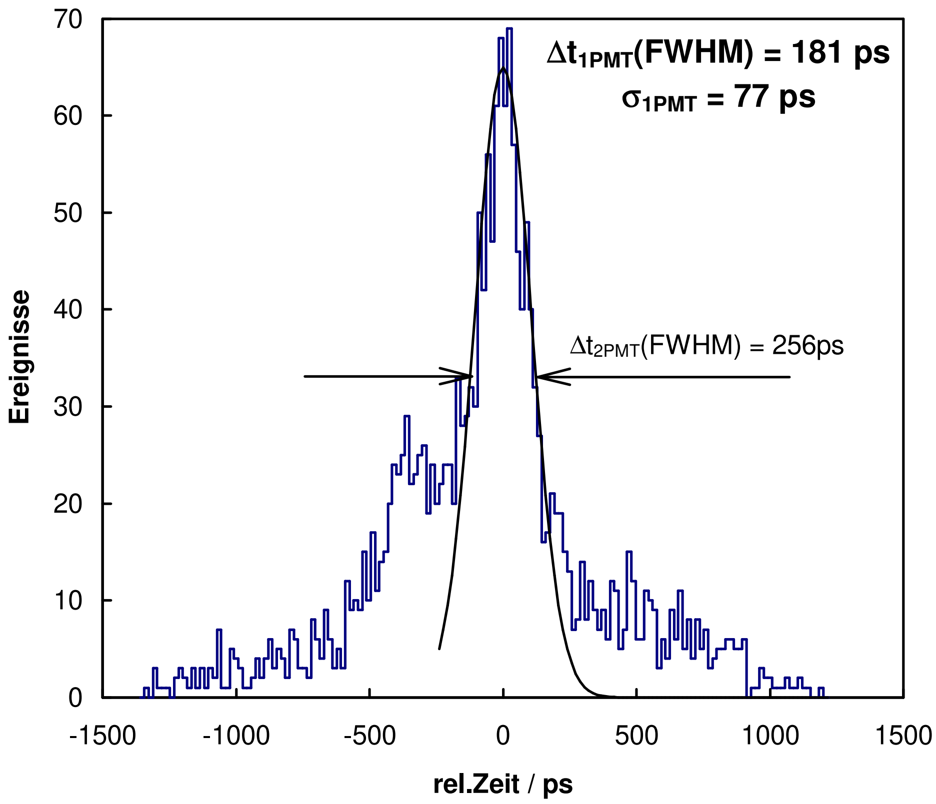


Abb.4.3 : Zeitauflösung für das Paddle mit dem 3/8 inch-PMT.

4.2 Messung mit dem vorhandenen Startdetektor

Während der Strahlzeit im März 1995 wurde für die Kernreaktion 1GeV/u ^{238}U + $^{nat.}$Pb bei Θ_{Lab} = 44° eine Testmessung mit dem vorhandenen Startdetektor vor dem Quadrupolmagneten (Q DET in Abb.1.1) durchgeführt. Im Rahmen dieses Kapitels werden die Ergebnisse kurz vorgestellt.

4.2.1 Geometrischer Aufbau und Datenaufnahme

Der Q-Detektor besteht aus 15 PILOT U-Szintillationsstreifen von je 2,6mm Breite und 2mm

Dicke, die über gerade bzw. S-förmig gekrümmte Lichtleiter aus Perspex an Photomultiplier R1635 von HAMAMATSU gekoppelt sind [Kon91]. In Abb.4.4 ist der Detektoraufbau schematisch dargestellt.

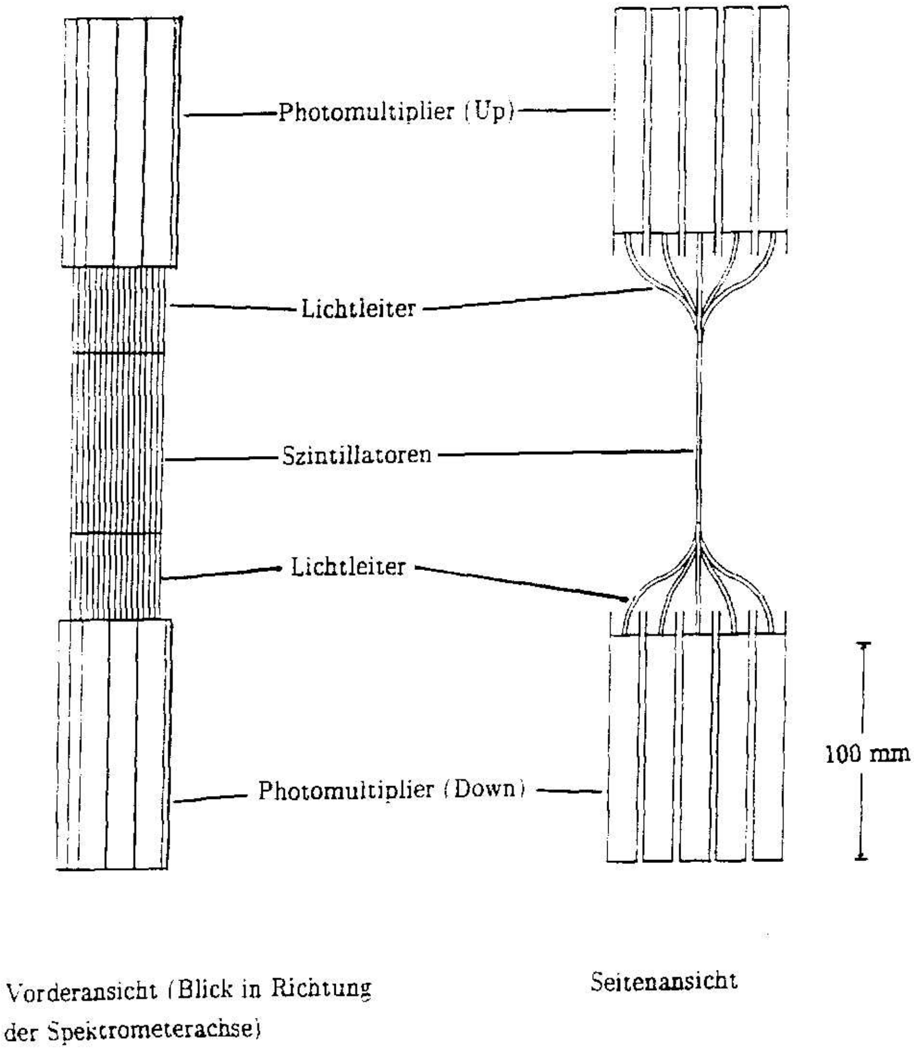


Abb.4.4 : Schematischer Aufbau des vorhandenen Startdetektors [Kon91].

Aus Platzgründen wurde dieser Detektor im Abstand von 30cm vom Target montiert, obwohl ursprünglich für einen Abstand von 20cm konzipiert. Bedingt durch den größeren Abstand wird ein kleinerer Raumwinkel als geplant abgedeckt. In Kapitel 4.2.2 wird näher darauf eingegangen.

Die Signale von den 15 Startdetektorpaddles werden auf GSI *sum-split cards* (SU1601) geführt (Abb.4.5). Dort erfolgt die Aufteilung der Signale für die Weiterverarbeitung in der Zeit- und Energieelektronik. Ein dritter Ausgang liefert ein Summensignal aus den beiden Photomultipliern, welches für den Trigger verwendet wird. Die Energiesignale werden verzögert und von Fastbus QDC's (LeCroy 1885F) digitalisiert. Für die Zeitsignale benötigt man *Constant-Fraction*-Diskriminatoren (GSI CF8105), logische *Delays* und Fastbus TDC's (LeCroy 1875). Die Summensignale für den Trigger werden nach Durchlaufen von *Contant- Fraction*-Diskriminatoren vom selben Typ von Camac TDC's digitalisiert. Ein Event-Builder (FIC8230) erzeugt aus diesen und allen übrigen Daten, die von zwei Fastbus Crates und einem Camac Crate stammen, ein Event und übergibt es an einen ALPHA-Rechner. Im Rechner erfolgt die Datenaufnahme mit Hilfe des Programmes GOOSY (GSI Online Offline System [Ess89]), wozu auch die Speicherung der Daten auf Band gehört.

Die grundlegende Triggerbedingung des Kaon-Spektrometers fordert, daß mindestens je ein Signal aus Start- und Stopdetektor vorliegt (DF-Trigger). Zur Unterdrückung von Protonen und Pionen gegenüber Kaonen müssen in der Regel Bedingungen an die Flugzeit gestellt werden (Online-TOF-Trigger).

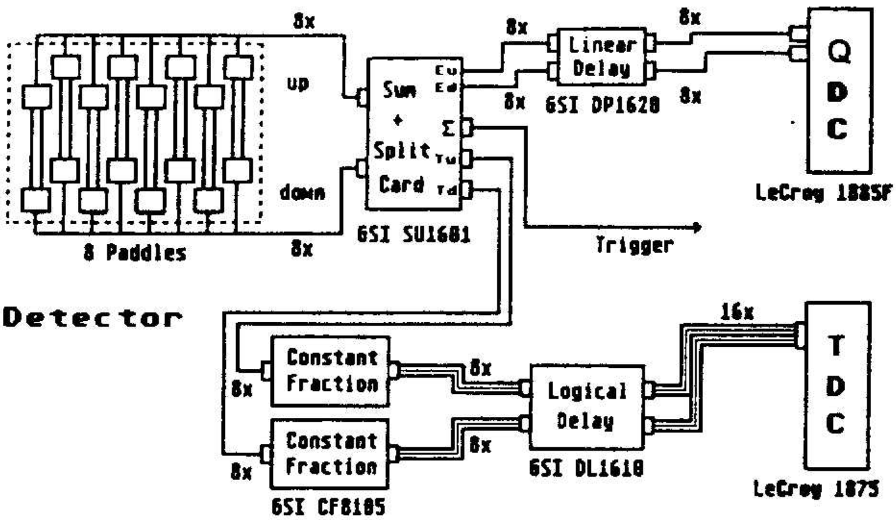


Abb.4.5 : Meßelektronik für 8 Paddles des Startdetektors [Koh91].

4.2.2 Einsatz im Online-TOF-Trigger

In Abb.4.6 sind die Energie-Spektren der 15 Paddles zu sehen, wie sie während der Strahlzeit aufgenommen wurden. Aufgetragen sind jeweils die Ereignisse als Funktion der PMT-Ladung (Kanalzahl) für Paddle 1 (Q_2E(2)) bis Paddle 15 (Q_2E(16)). An den Spektren fällt zunächst auf, daß die niedrigen Energien zwischen Kanal 0 und 40 abgeschnitten werden. Diese Maßnahme wurde bewußt mit Hilfe der Schwellen in den *Constant-Fraction*-Diskriminatoren durchgeführt, um die mit jedem Strahlteilchen korrelierten Röntgen-Quanten und möglichen Knock-On-Elektronen auszublenden.

Insgesamt zeigt Abb.4.6, daß der Q-Detektor trotz des hohen Teilchenuntergrundes vor dem Quadrupol erfolgreich eingesetzt werden kann.

In Abb.4.7 und Abb.4.8 sind die ausgewerteten Massenspektren für die Flugzeit zwischen den Detektoren D DET bzw. LAH und F DET für ein Magnetfeld von 1,71T unter verschiedenen Trigger-Bedingungen dargestellt (siehe auch Abb.1.1). Aufgetragen sind jeweils die Ereignisse als Funktion der Teilchensorte, also p, ^{3}He, d, α, t sortiert nach ihrer Flugzeit (Abb.4.7 (a)).

In Abbildung 4.7 erkennt man die Unterdrückung sowohl durch den TOF-Trigger, als auch durch den Q DET in Koinzidenz. Der TOF-Trigger bei dem Magnetfeld von 1,71T unterdrückt alle Massen oberhalb der Protonmasse, weil hier die Protonen die Kaonen simulieren sollen. Der TOF-Unterdrückungsfaktor beträgt hier etwa 8, da er hier nur auf d, t, ^{3}He und α und nicht auf die Protonen wirkt (Vergleich von Abb.4.7 (a) und (b)).

Vergleicht man dagegen Abb.4.7 (a) und (c), so erkennt man die auf alle Massen wirkende Unterdrückung um den Faktor 2,1 durch den Q-Detektor. Fast den gleichen Faktor von 2,3 erhält man, wenn Abb.4.7 (b) mit (d) verglichen wird. Das wird bestätigt, wenn man bei der Massenanalyse statt Detektor D DET Detektor LAH heranzieht (Abb.4.8). Die niedrigere Effizienz des Q-Detektors führen wir hauptsächlich auf den um einen Faktor 2 kleineren Raumwinkel zurück, da für die Messungen zu Abb.4.7 und 4.8 sehr niedrige Energieschwellen benutzt wurden.

Um den Einsatz des Q-Detektors als Triggerdetektor zu testen, wurde er im Experiment mit dem D-Detektor ausgetauscht (QF-Trigger) und mit dem DF-Trigger verglichen, jeweils

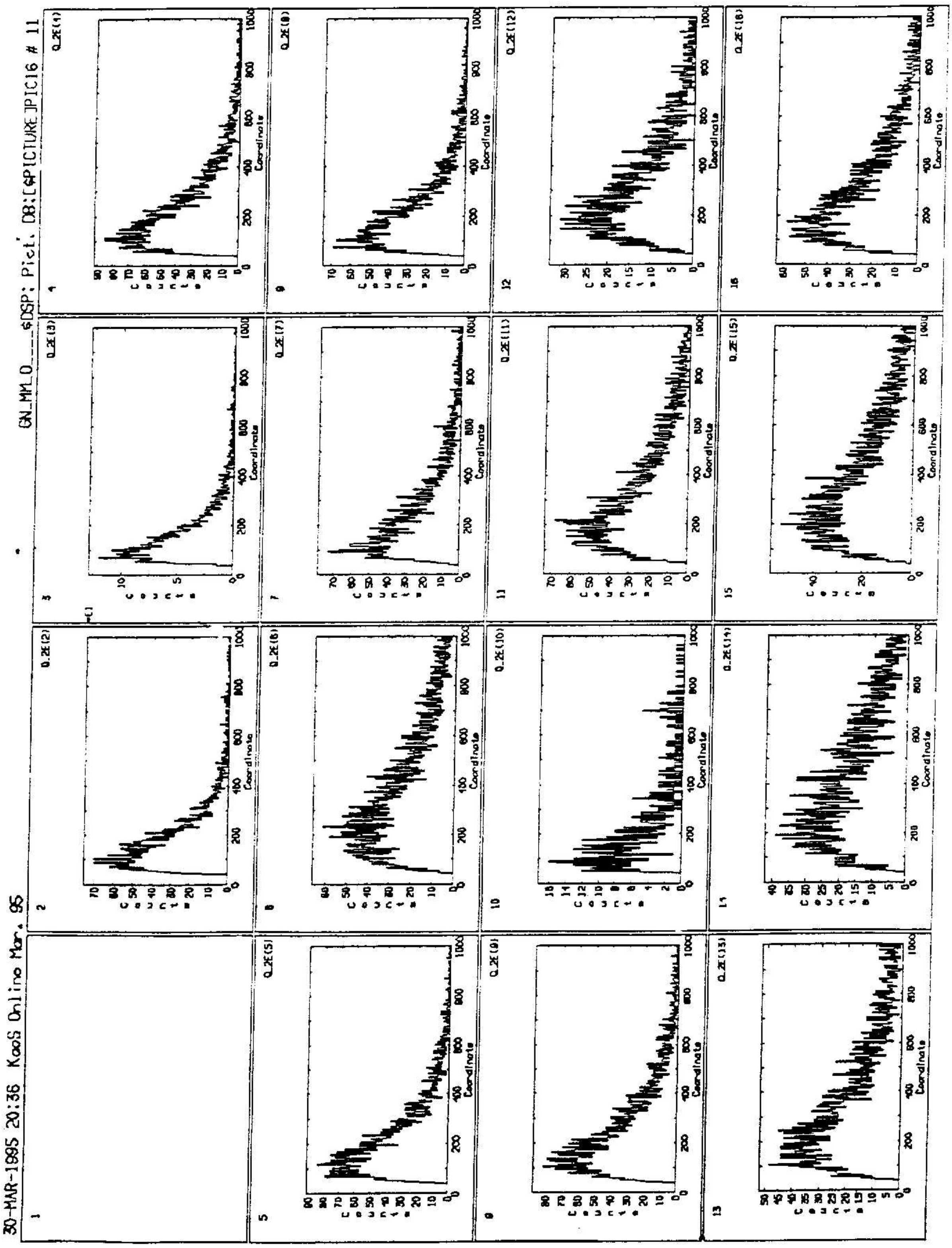


Abb.4.6 : 15 Energie-Spektren jeweils für eine Koinzidenz zwischen dem oberen und dem unteren Photomultiplier (die zu kleine Zahl an Ereignissen in Q_2E(3) und Q_2E(10) ist auf eine nicht optimale Einstellung der entsprechenden Komponenten zurückzuführen).

normiert auf Monitordetektor-Zählraten. Hierbei zeigte sich aber, daß ein Anteil zufälliger Koinzidenzen vom Q-Detektor zu deutlichen Totzeiteffekten führte, die nur durch Erhöhen seiner CFD-Schwellen reduziert werden konnten. Der Vergleich der beiden Triggermethoden ergab für den Q-Detektor eine 4-mal schlechtere Gesamteffizienz. Der zusätzliche Faktor 2 gegenüber dem Raumwinkelfaktor 2 (Abb.4.7 und 4.8) ist auf den zufälligen Untergrund in den Q-Detektor-Summensignalen zurückzuführen.

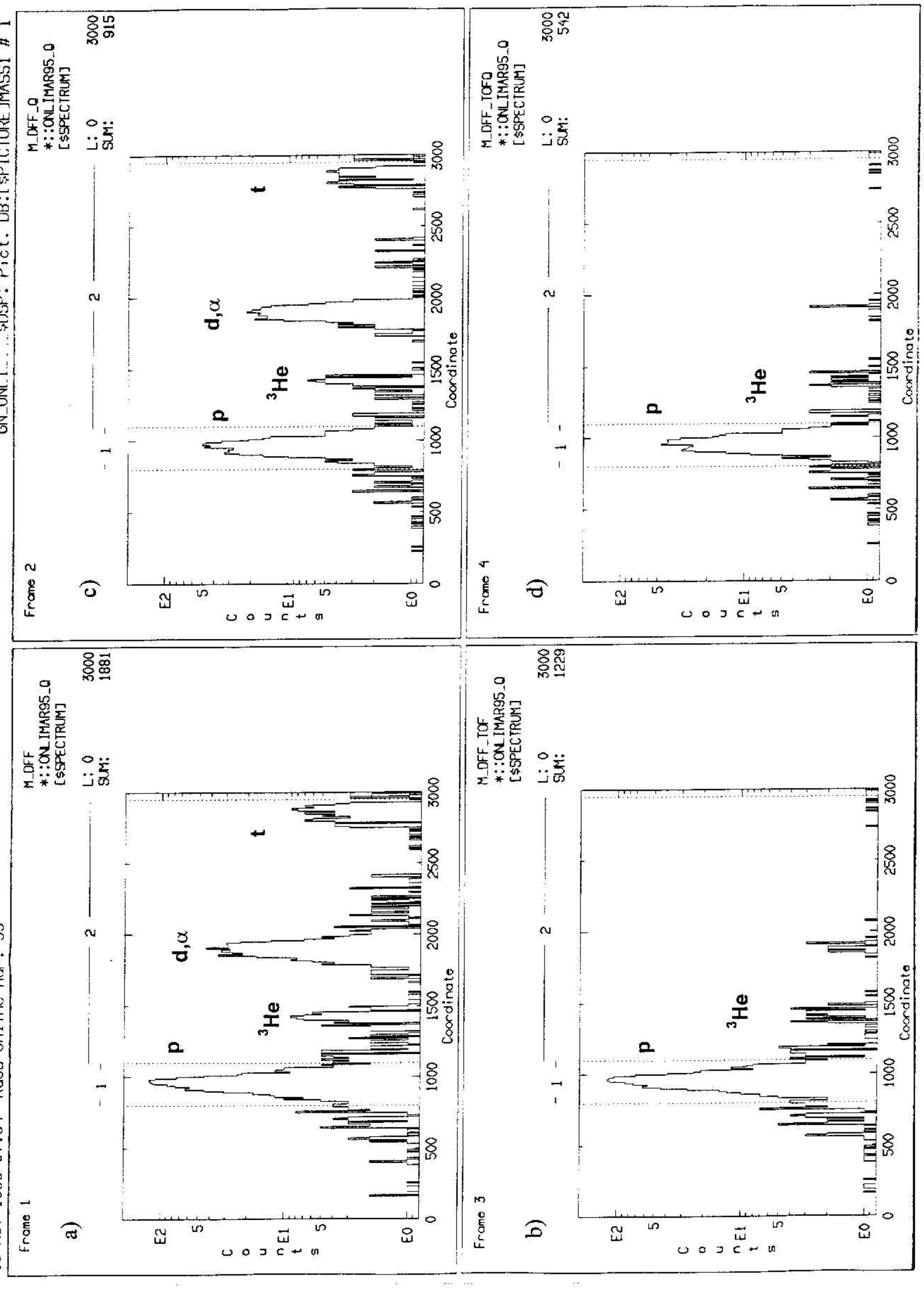


Abb.4.7 (a) : Massenspektrum für D DET und F DET bei 1.71T, (b) : zusätzlich mit TOF-Trigger, (c) : wie (a) aber in Koinzidenz mit Q DET und (d) : wie (b) aber in Koinzidenz mit Q DET.

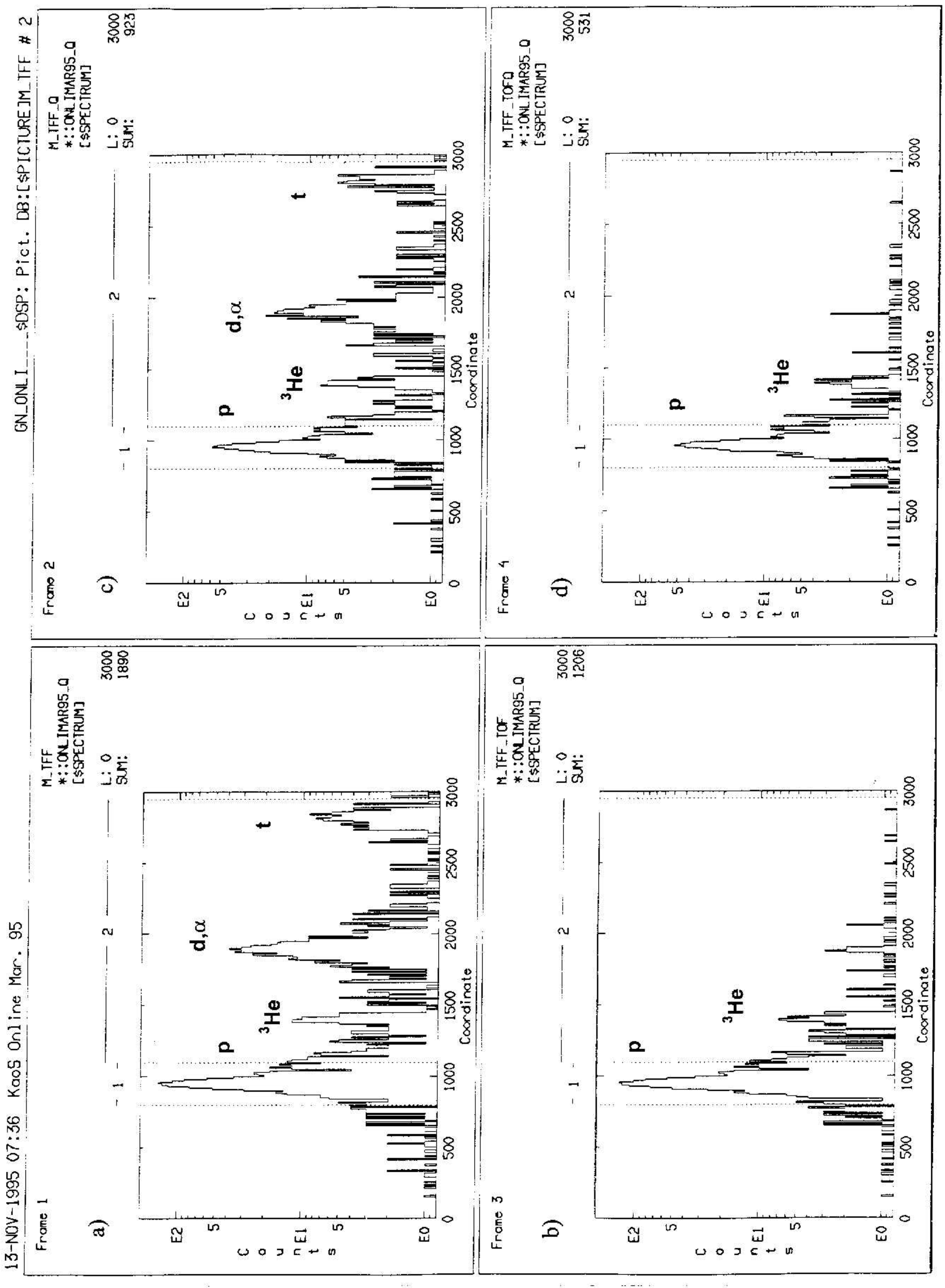


Abb.4.8 (a) : Massenspektrum für LAH und F DET bei 1.71T, (b) : zusätzlich mit TOF-Trigger, (c) : wie (a) aber in Koinzidenz mit Q DET und (d) : wie (b) aber in Koinzidenz mit Q DET.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Lichtausbeute der szintillierenden Faser BCF12 sowie der Szintillatoren BC408 und PILOT U unter verschiedenen Bedingungen untersucht und verglichen. Anschließend standen die Lichttransmission durch die Lichtleitfaser BCF98 als Funktion der Faserlänge und des Krümmungsradius im Vordergrund der Betrachtungen. Zusätzlich wurde das Zeitverhalten für verschiedene Zweier-Kombinationen der oben genannten Komponenten gemessen.

Nach diesen Versuchen konnte die Eignung von szintillierenden Fasern bzw. von Lichtleitfasern für einen neuen TOF-Detektor eingeschätzt werden. Wie wir in Kapitel 3.4 sehen konnten, sind szintillierende Fasern bzgl. des Zeitverhaltens bei kurzen Faserlängen nicht vorteilhaft. (Bei Szintillatoren ist es genau umgekehrt, in kleinen Dimensionen weisen sie gute Zeiteigenschaften auf.) Ganz anders verhalten sich die Lichtleitfasern, denn sie sind für unsere Anwendung wegen ihrer Zeiteigenschaften und ihrer Flexibilität uneingeschränkt zu empfehlen. Daher erscheint eine Kombination aus Szintillator und Lichtleitfaser angebracht. Die vielversprechende Kombination aus Szintillator BC408 und Lichtleitfaser BCF98 kam als Prototyp-Paddle am SIS der GSI zum Einsatz. Sowohl im Experiment am Kaon-Spektrometer, als auch bei Labormessungen wurden relativ gute Zeitauflösungen damit erreicht.

Außerdem sind Messungen mit dem vorhandenen Startdetektor durchgeführt worden. Das Ergebnis zeigt, daß vor dem Quadrupol in der Nähe des Targets ein hoher Untergrund an Teilchen die Triggereffizienz des Detektors um einen Faktor 2 reduziert. Daher wurde auf den Aufbau eines neuen Startdetektors verzichtet.

In Zukunft könnte aber für allgemeine Anwendungen auf der Basis des untersuchten Probe-Paddles ein relativ guter segmentierter TOF- und Trackingdetektor aufgebaut werden. Inzwischen ist von der Firma BICRON eine szintillierende Faser mit doppeltem Fasermantel für eine höhere Lichtausbeute entwickelt worden. Es sollte künftig untersucht werden, ob sich diese Faser besser als die in dieser Arbeit getestete für einen TOF-Detektor eignet.

Literaturverzeichnis

[BIC93] BICRON : Produkt Katalog ; Newbury, Ohio, Litho in U.S.A (1993)
Katalog - Scintillating Optical Fibers ; DB Soest, Netherlands (1994)

[BIC95] F. Kniest - Firma BICRON : persönliche Mitteilung ; Marburg (1995)

[Bir53] J.B. Birks : Scintillation Counters ; Pergamon Press, London (1953)

[Ess89] H. Essel et al. : An integrated Data Acquisition and Analysis System at GSI ; IEEE Transactions on Nucl. Sci., Vol. 36, No. 5 (1989) 1523.

[Fra] H. Frauenfelder, E. M. Henley : Teilchen und Kerne ; Oldenbourg (1995)

[Ham] HAMAMATSU : Photomultiplier Tube Assemblies for High Energy Physics, Technical Data T-115 (1987)

[Har93] C. Harter : Untersuchungen zum Bau eines schnellen, ortsauflösenden Triggerzählers aus szintillierenden Fasern und einem 64-Kanal-Photomultiplier; Dipl., Freiburg (1993)

[Kil70] A.I. Kilvington, C.A. Baker, P. Illinese : Nucl. Instr. and Meth. 80, 177 (1970)

[Klei] K. Kleinknecht : Detektoren für Teilchenstrahlung, S.103 ; Teubner-Studienbücher, Physik (1984)

[Koh88] B. Kohlmeyer : Protokollbuch (1988)

[Koh89A] B. Kohlmeyer : Protokollbuch (1989)

[Koh89B] B. Kohlmeyer : Poster auf der Frühjahrestagung der DPG in Bonn (1989)

[Koh91] B. Kohlmeyer et al. : Status of the TOF-Detectors and the Laser Calibration System for the Kaon Spectrometer ; GSI Scientific Report 1990 (1991)

[Koh93] B. Kohlmeyer und J.Speer : Tracking-Trigger-System und Quadrupol-Detektor für das Kaonspektrometer am SIS der GSI ; Marburg (1993)

[Kon91] W. Konrad : Entwicklungsarbeiten für den Startdetektor des Flugzeitmeßsystems an einem magnetischen Teilchenspektrometer ; Diplomarbeit, Marburg (Juli, 1991)

[Led78] C.M. Lederer, V.S. Shirley Ed.: Table of Isotopes ; Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley, John Wiley & Sons Inc. (1978)

[Leo] W. R. Leo : Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment ; Springer Verlag (1987)

[Mar53] L. D. Marinelli : Radiation Dosimetry And Protection ; Ann. Rev. Nuclear Science 3 / 249 (1953)

[Mus] G. Musiol et al. : Kern- und Elementarteilchenphysik ; VCH-Verlag (1988)

[Nag86] S. Nagamiya : Nuclear Phase Transitions and Heavy Ion Reactions ; Proceedings of an international summer school Jilin University Changchun, China (June 1986)

[NE80] NUCLEAR ENTERPRISES : Scintillators for the physical sciences ; Sighthill, Edinburgh, Scotland (1980)

[Pöp93] H. Pöppl : Messung der Emission von Protonen und leichten Kernen in der Reaktion ^{197}Au + ^{197}Au bei 1 GeV/u Strahlenenergie ; Dissertation, Marburg (1993)

[Sch90] B. Schlei : Ein Laserkalibriersystem für die Detektoren eines magnetischen Teilchen-spektrometers und Entwicklungsarbeiten für Szintillationszähler ; Dipl., Marburg (1990)

[Sen93] P. Senger et al. : The Kaon Spectrometer at SIS ; Nucl. Instr. and Meth. A327 (1993) 393

[VAL] J.M. Schonkeren : Photomultipliers ; VALVO GmbH Hamburg (1970)

[Wie91] W. Wiedmann : Der Nachweis minimalionisierender Teilchen mit szintillierenden Faser ; Diplomarbeit, Bonn (1991)

[Yoo94] I. K. Yoo et al. : Development of a Scintillating-Fiber Tracking Detector for High Particle Rates at the Kaon Spectrometer ; Scientific Report GSI 1994 (1995)

Mein Dank gilt all jenen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders möchte ich mich bei Prof. F.Pühlhofer und Dr. B.Kohlmeyer bedanken, die diese Arbeit betreuten. Die Mitglieder der Arbeitsgruppe 'Schwerionenphysik' haben mich in schwierigen Arbeitsphasen tatkräftig unterstützt.

Für die Anfertigung technischer Vorrichtungen sei der Mechanikwerkstatt des Fachbereiches gedankt. Ohne das Entgegenkommen der Firma BICRON wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Danken möchte ich auch den Mitgliedern der KAOS-Gruppe in Darmstadt, dort insbesondere Dr. P.Senger, für die Experimentiermöglichkeiten am Kaon-Spektrometer.

Außerdem bedanke ich mich bei meiner Frau und vielen Freunden, die mir in der anstrengenden Zeite geholfen haben.