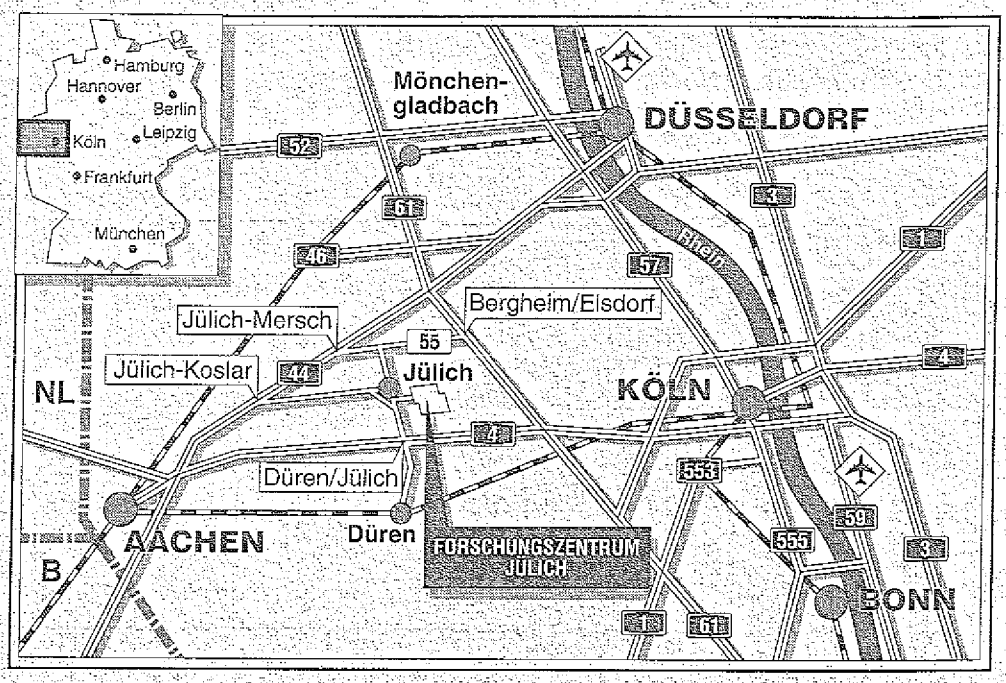
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix-Auslese für Experimente an COSY

Magnus Wolke



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2852
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-2852

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

Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix-Auslese für Experimente an COSY

Magnus Wolke

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Motivation

1.1 Das Experiment E5 an COSY Jülich

Physikalische Zielsetzung

Ziel des internen Experimentes E5 [OEL88, OEL93] am neuen Protonensynchrotron COSY Jülich ist die Untersuchung der Produktion von Mesonen an der Erzeugungsschwelle und das Studium der zugrundeliegenden fundamentalen Reakionsmechanismen sowie der Wechselwirkung der beteiligten Mesonen und Baryonen. Den Schwerpunkt bildet dabei der Reaktionstyp

$$pp \rightarrow ppX\,,$$

wobei X ein einzelnes Meson oder ein Mesonenpaar bezeichnet. Speziell die Produktion eines Mesons unmittelbar an der Schwelle bei hoher Auflösung, ermöglicht durch die Genauigkeit des Detektorsystems und die hohe an COSY zur Verfügung stehende Strahlqualität, läßt unter bestimmten Bedingungen Aufschluß über die innere Struktur von Mesonen erwarten.
Neben einer Quark-Antiquark-Struktur erscheinen auf der Grundlage der QCD exotischere Systeme farbneutraler Zustände möglich (siehe z.B. zur Struktur des f_0: [ALB87, CLO88]):

- Zwei-Quark-zwei-Antiquark-System
- mesonische Moleküle (z.B. $K^0\overline{K^0}$)
- Quark-Gluon-Kombinationen (Hybride)
- quarklose gluonische Zustände ("glueballs")

Von besonderem Interesse ist in diesem Zusammenhang der Massenbereich um 1 GeV/c^2 aufgrund des Auftretens von s-Quarks unter den Valenzquarks der Mesonen: Der Strangeness-Gehalt der Mesonen η', f_0, a_0 und ϕ ist noch immer nicht endgültig geklärt.

Meson(en)	Masse	Schwelle	
		Impuls	Energie
	(GeV/c^2)	(GeV/c)	(GeV)
π^0	0.135	0.777	0.280
$\pi^+\pi^-$	0.279	1.219	0.600
η	0.549	1.986	1.258
$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	0.558	2.012	1.283
$\eta\pi$	0.688	2.390	1.629
ρ	0.770	2.632	1.856
ω	0.783	2.670	1.892
η'	0.958	3.208	2.404
f_0	0.975	3.263	2.457
a_0	0.983	3.288	2.481
K^+K^-	0.987	3.302	2.494
$K^0\overline{K^0}$	0.995	3.327	2.519
Φ	1.020	3.404	2.593

Tabelle 1.1: Beispiele möglicher Mesonen im Ausgangskanal für den Reaktionstyp $pp \rightarrow ppX$

Im Falle der Produktion eines Mesonenpaares erlaubt der verschwindende Relativimpuls der Mesonen im Ausgangskanal, die "Final-State"-Wechselwirkung dieser Mesonen zu studieren.
Die Massenskala der möglichen Mesonen (s. Tabelle 1.1) ist dabei durch den an COSY maximal zur Verfügung stehenden Strahlimpuls von $\leq$3.5 GeV/c auf ca. 1 GeV/c^2 im pp-Kanal begrenzt, läßt sich aber durch Übergang zu schwereren Target-Projektil-Kombinationen erweitern.
Die experimentelle Technik besteht darin, bei Kenntnis des Viererimpulses des Eingangskanals die Viererimpulse beider Protonen im Ausgangskanal zu messen und daraus den Viererimpuls des Mesons bzw. des Mesonensystems X zu rekonstruieren. Zusätzliche Informationen zur Bestimmung der inneren Struktur liefert der angestrebte Nachweis der geladenen Zerfallsprodukte.

Das E5-Detektorsystem

Im folgenden soll kurz der für die Beobachtung schmaler Zustände und scharfer Resonanzen im Schwellenbereich konzipierte experimentelle Aufbau beschrieben werden, wie er in Bild 1.1 schematisch dargestellt ist. Zusätzlich sind die Bahnen der Teilchen im Ein- und Ausgangskanal am Beispiel der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ für einen Strahlimpuls 1 MeV/c oberhalb der Schwelle (vgl. Tabelle 1.1) dargestellt, wie sie sich aus Monte-Carlo-Berechnungen

mit dem GEANT-Programmpaket [BRU87] ergeben:

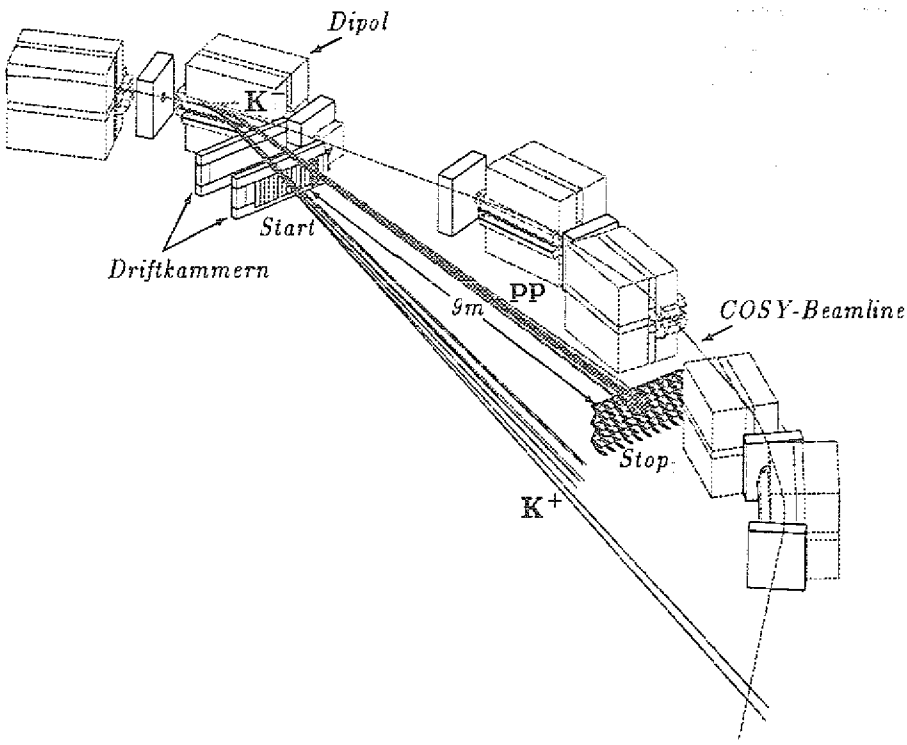


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des E5-Detektorsystems

Das Experiment E5 benutzt ein Wasserstoff-Cluster-Target [BIC90, GRZ93] unmittelbar vor einem regulären, zur Innenseite des Rings geöffneten C-Dipol des COSY-Ringes. Das Dipol-Magnetfeld ermöglicht die Trennung der bei der Schwellenproduktion innerhalb eines schmalen Vorwärtskegels um 0° auftretenden Ejektile vom Strahl und dient gleichzeitig als Spektrometer zur Impulsanalyse. Die Ejektile gelangen aus einer im Dipol-Gap montierten Vakuumkammer durch dünne Austrittsfenster zu dem in Luft befindlichen Detektorsystem.
Zur Bestimmung der Viererimpulse der Protonen wird ein System von zwei "Graded-Field"-Driftkammerpaketen mit sechs bzw. acht Ebenen in einem Abstand von $\approx$ 80 cm verwendet [GUG92]. Die Driftkammern liefern eine Ortsauflösung von 200 μm in horizontaler bzw. 500 μm (FWHM) in vertikaler Richtung. Durch einen bei Kenntnis des Magnetfeldes möglichen "Rücktransport" der Protonen werden die Viererimpulse der Protonen aus der Reaktion rekonstruiert.
Zusätzliche Zeit-, Orts-, und Pulshöheninformationen liefert eine Anordnung von 16 beidseitig ausgelesenen, vertikal ausgerichteten Plastikszintillatoren mit einer Breite von 10 cm (S1) im Anschluß an das Driftkammersystem. Hieran schließt sich eine ebenfalls beidseitig ausgelesene, beweglich montier-

te Einheit (S2) mit 16 schmalen Szintillatorstreifen (Breite 13 mm) an. Aus den Signalen dieser Szintillatoren (S1, S2) wird der Trigger für die Datennahme generiert (im Falle von Reaktionen des Typs p p $\rightarrow$ p p X werden zwei nachgewiesene Protonen verlangt). Außerdem liefern sie das Startsignal für die vorgesehene Flugzeitmessung der Protonen, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen werden soll. Ein entsprechendes Stopsignal soll von der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Szintillatorwand erzeugt werden.
Zum Nachweis negativ geladener Mesonen, die in das Innere des Dipols abgelenkt werden, wird im Dipol-Gap ein "Silizium-Pad"-Detektor [KOH92] mit einer Granularität von $\approx$ 5 mm in horizontaler bzw. $\approx$ 20 mm in vertikaler Richtung angebracht. Zusätzlich ist innerhalb des Dipol-Gaps ein weiterer beidseitig ausgelesener Szintillatorstreifen vorgesehen, der die gesamte Länge des Si-Detektors abdeckt. Ein Nachweis dieser negativ geladenen Mesonen kann je nach untersuchter Reaktion zur Verbesserung der Untergrundunterdrückung und signifikanten Bestimmung der Reaktion beitragen.
Die Genauigkeit des beschriebenen Detektorsystems läßt für Mesonenmassen im 1 GeV/c^2-Bereich eine Auflösung der invarianten Masse des Mesons bzw. des Mesonensystems von etwa 1 MeV/c^2 erwarten.

1.2 Flugzeitmessung

Die Viererimpulse der Protonen im Ausgangskanal sollen (bei Kenntnis des Dipolfeldes) aus der mit dem Driftkammersystem durchgeführten Orts- und Richtungsmessung rekonstruiert werden. Vorteilhaft für diese Rekonstruktion ist ein Startwert für den Impulsbetrag, den eine Flugzeitmessung liefern kann. Im folgenden soll daher zunächst auf die unter den Bedingungen des Experimentes E5 erreichbare Genauigkeit einer solchen Impulsmessung eingegangen werden:
Bei Kenntnis von Teilchensorte und Länge der Flugstrecke erhält man den Impuls des Teilchens direkt aus einer Messung der Flugzeit. Die Genauigkeit der Kenntnis der Flugstrecke ist durch die Ortsauflösung des Detektorsystems im Bereich des Start- und des Stopzählers begrenzt. Die durch eine Flugzeitmessung erreichbare Impulsauflösung σ_p ist neben der Flugzeitauflösung σ_{tof} von der Genauigkeit σ_l, mit der die Flugstrecke bekannt ist, abhängig. Aus den Grundgleichungen der speziellen Relativitätstheorie für Impuls und Energie leitet man leicht folgenden Zusammenhang her:

$$\begin{aligned} \sigma_p &= \sigma_p(p, \sigma_{tof}, \sigma_l) \\ &= p\frac{c^2p^2 + E_0^2}{E_0^2}\frac{1}{l}\sqrt{\frac{c^2p^2}{c^2p^2 + E_0^2}c^2\sigma_{tof}^2 + \sigma_l^2}, \end{aligned} \tag{1.1}$$

wobei E_0 die Ruheenergie des betreffenden Teilchens, also des Protons, bezeichnet.

Die erreichbare Impulsauflösung skaliert also mit $1/l$, d.h. prinzipiell ist eine möglichst große Flugstrecke wünschenswert. Aus Platzgründen beträgt die maximal mögliche Flugstrecke an dem für das Experiment E5 vorgesehenen Target-Platz des COSY-Ringes etwa 9 m (vgl. Bild 1.1), womit allerdings eine ausreichend genaue Impulsbestimmung möglich wird, wie im folgenden gezeigt werden soll.
Die Flugzeitauflösung σ_{tof} in Gl. 1.1 ergibt sich aus der Zeitauflösung des Startszintillators $\sigma_{t_{start}}$ und der des Stopszintillators $\sigma_{t_{stop}}$ zu

$$\sigma_{tof} = \sqrt{\sigma^2_{t_{start}} + \sigma^2_{t_{stop}}}, \tag{1.2}$$

Die Genauigkeit der Flugstrecke σ_l wird durch die Ortsauflösung des Driftkammersystems und des Stopzählers bestimmt. Geht man vereinfachend davon aus, daß die Positionen von Driftkammer und Szintillatorwand in Flugrichtung des Teilchens exakt bekannt sind und die Auflösungen beider Detektoren für die horizontale und die vertikale Richtung gleich sind, läßt sich die Genauigkeit der Kenntnis der Flugstrecke beschreiben durch die Auflösungen des Driftkammersystems $\sigma_{r_{drift}}$ und der Szintillatorwand $\sigma_{r_{stop}}$ als

$$\begin{aligned} \sigma_l &= \frac{d}{l}\sqrt{\sigma^2_{r_{drift}} + \sigma^2_{r_{stop}}} \\ &= \sin\Theta\sqrt{\sigma^2_{r_{drift}} + \sigma^2_{r_{stop}}} \\ &\leq \sin 7^\circ\sqrt{\sigma^2_{r_{drift}} + \sigma^2_{r_{stop}}} \end{aligned} \tag{1.3}$$

(d sei die Abweichung der Flugbahn von der senkrechten Verbindungslinie der Mittelpunkte beider Detektorflächen, Θ der Winkel zwischen Flugbahn und dieser gedachten Linie. Die geometrische Abschätzung $\Theta \leq 7^\circ$ benutzt im Vorgriff die Abmessungen der Szintillatorwand von $1 \times 2.2\,\mathrm{m}^2$, vgl. Abschnitt 2.2.)
Für minimal ionisierende Teilchen wurde eine Zeitauflösung des Startzählers S1 von $\sigma_{t_{start}} \approx 160$ ps gemessen [MOS93]. Damit und mit der o.g. Ortsauflösung der Driftkammern läßt sich für Impulse der Protonen von etwa 1 GeV/c der Einfluß des Ortsauflösungsterms σ_l in Gl. 1.1 abschätzen: Selbst im Falle einer Ortsauflösung der Szintillatorwand von nur einigen cm bei gleichzeitig unendlich guter Zeitauflösung erreicht der Ortsauflösungsterm weniger als 10 % des Beitrages $\frac{cp}{E_{ges}} c\sigma_{tof}$ infolge der Flugzeitauflösung und kann in guter Näherung vernachlässigt werden (beide Größen gehen in Gl. 1.1 quadratisch ein).
Bild 1.2 zeigt in dieser Näherung die aus einer Flugzeitmessung bei einer Flugstrecke von 9 m und einer Zeitauflösung des Startdetektors von 160 ps resultierende Impulsauflösung als Funktion des Impulses der Protonen im Ausgangskanal für verschiedene Werte der Zeitauflösung des Stopdetektors. Für einen Protonenimpuls von 1 GeV/c und eine Zeitauflösung der Szintilla-

torwand von 500 ps folgt aus der beabsichtigten Flugzeitmessung beispielsweise eine theoretisch zu erwartende Impulsauflösung von 2.7 %, die sich für eine Zeitauflösung von 250 ps auf etwa 1.5 % reduziert.
Außerdem zeigt Bild 1.2, daß sich unterhalb einer Zeitauflösung von 100 ps der Szintillatorwand für minimal ionisierende Teilchen bei einer festen Zeitauflösung des Startdetektors von 160 ps keine wesentliche Verbesserung der Impulsauflösung mehr erreichen läßt.

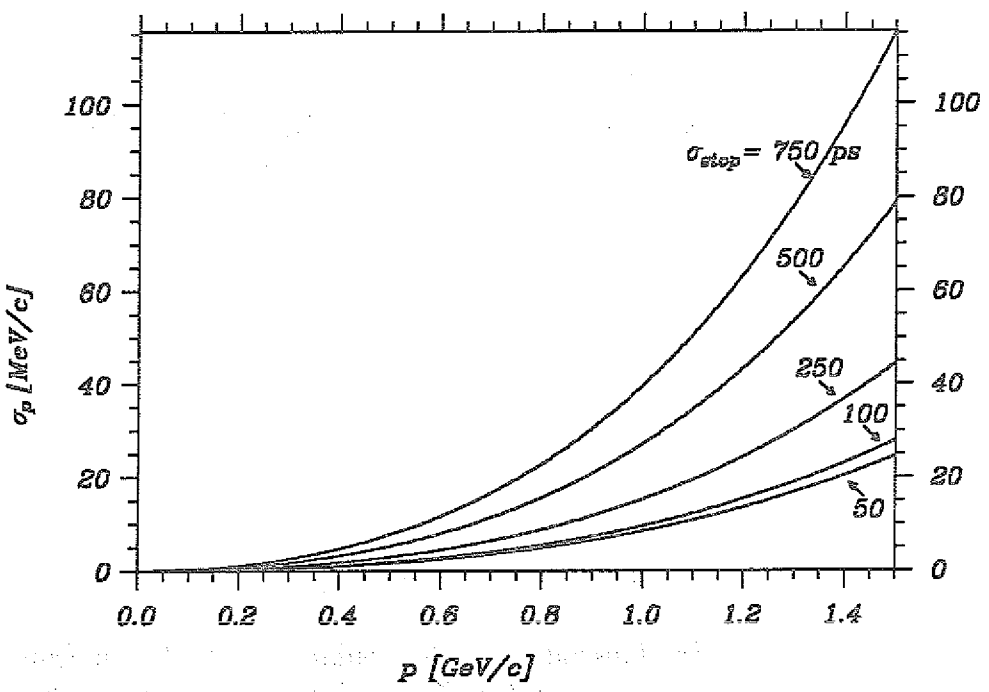


Abbildung 1.2: Impulsauflösung aus Flugzeitmessung, Parameter s. Text

Für Flugstrecken von mehr als 5 m stellt die Luft, die die Teilchen zwischen Startszintillatoren und Stopzähler zu durchqueren haben, mehr Material dar als das Detektorsystem an sich und beeinflußt die aus der Flugzeitmessung resultierende Impulsauflösung. Zu diesem Punkt sind Simulationen mit dem GEANT-Programmpaket durchgeführt worden [STU91]: Die Energieverluste der Teilchen bei Impulsen unterhalb 1 GeV/c für ein in Luft befindliches Detektorsystem unterscheiden sich mit abnehmendem Impuls deutlicher von denjenigen für ein Detektorsystem im Vakuum (z.B. um 6 MeV bei einem Protonenimpuls von 400 MeV/c und einer Flugstrecke von 9 m). Für die Impulsrekonstruktion bedeutet dieser zusätzliche Energieverlust allerdings zunächst nur einen zu niedrigeren Impulsen hin zunehmenden Offset, der leicht korrigiert werden kann.
Der Einfluß der Anwesenheit von Luft auf die theoretisch erreichbare, in Bild 1.2 dargestellte Impulsauflösung ergibt, daß oberhalb eines Impulses der Protonen von 500 MeV/c trotz eines in Luft befindlichen Detektorsystems die

oben berechnete Auflösung praktisch erreicht wird. Dieses läßt sich dadurch erklären, daß die Vergrößerung der Flugzeit infolge des zusätzlichen Energieverlustes, den die Protonen aufgrund des Durchquerens der Luft erleiden, zu einem geringeren relativen Flugzeitfehler führt und damit der negative Einfluß der Luft auf die Impulsauflösung weitgehend kompensiert wird. Nur unterhalb von Impulsen von 500 MeV/c scheint diese Kompensation nicht mehr vollständig zu gelingen, es kommt zu einer leichten Verschlechterung der Auflösung im Vergleich zu den aus Gl. 1.1 berechneten Werten.

Kapitel 2

Konzept und Dimensionierung

2.1 Konzept der Szintillatorwand

Im folgenden soll zunächst das grundlegende Konzept einer großflächigen Szintillatorwand mit Matrix-Anordnung der auslesenden Photomultiplier vorgestellt werden, das am Physikalischen Institut der Universität Bonn entwickelt und in der prinzipiellen Konzeption für das Experiment E5 an COSY übernommen wurde [ANT91, BEU89, HEY91].

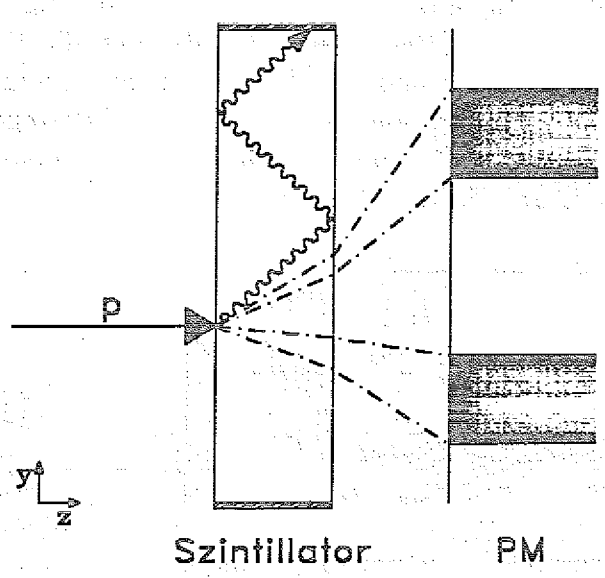


Abbildung 2.1: Prinzipskizze des Detektors

Ein geladenes Teilchen dringt in die Szintillatorwand ein und regt entlang seiner Spur die Szintillationszentren zur isotropen Lichtemission an. Für den

Fall einer Szintillation unmittelbar zu Beginn der Szintillatorschicht ist dieser Vorgang in Bild 2.1 schematisch dargestellt. Ein Teil des gleichmäßig in den gesamten Raumwinkel emittierten Szintillationslichtes gelangt nach Brechung an der Grenzfläche zwischen Szintillator und sich anschließender Luftschicht zur Photomultiplier-Matrix. Die Photomultiplier registrieren je nach ihrer Lage zum Szintillationspunkt eine unterschiedliche Lichtmenge, d.h. die Verteilung des Lichtes auf die einzelnen Röhren stellt ein Maß für den Eindringort des Teilchens $\vec{r}_{ein}$ dar, während die gesamte von allen Photomultipliern registrierte Lichtmenge ein Maß für die Energiedeposition E_{dep} des Teilchens ist. In einer ersten Näherung ist damit also die deponierte Energie der Pulshöhensumme der Photomultiplier proportional, der Eindringort des Teilchens ergibt sich aus dem Schwerpunkt der registrierten Pulshöhen. In welchem Rahmen diese *lineare* Näherung Gültigkeit hat, hängt von den gewählten geometrischen Parametern des Detektors ab: Im allgemeinen wird die registrierte Pulshöhensumme vom Eindringort des Teilchens abhängig sein und es werden systematische Abweichungen des Schwerpunktes der Pulsöhenverteilung vom tatsächlichen Eindringort auftreten. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß die Energiedeposition und damit die Produktion von Szintillationslicht entlang der Teilchenspur im Szintillator nur in dem Maße gleichmäßig verlaufen wird wie die Energie des Teilchens auf seinem Weg durch den Szintillator konstant ist, was aufgrund des ständigen Energieverlustes nicht exakt zutreffen kann. Da die *geometrische Akzeptanz* eines Photomultipliers für entlang der Teilchenspur produziertes Szintillationslicht vom Produktionsort des Lichtes abängig ist, wird sowohl die Verteilung des registrierten Szintillationslichtes auf die Photomultiplier als auch die Proportionalität zwischen Pulshöhensumme und deponierter Energie energieabhängig. Zusammenfassend lassen sich deponierte Energie und Eindringort rekonstruieren, indem man die Größen der *linearen* Näherung mit entsprechenden Korrekturfunktionen f_r und f_E versieht [ANT91, HEY91]:

$$\boxed{\begin{aligned} \vec{r}_{ein} &= f_r\left(\vec{r}_{lin}, E_{lin}\right) \underbrace{\frac{\sum_i \vec{r}(i)\, PH\,(i)}{\sum_i PH\,(i)}}_{\vec{r}_{lin}} \\ E_{dep} &= f_E\left(\vec{r}_{lin}, E_{lin}\right) \underbrace{const \sum_i PH\,(i)}_{E_{lin}} \end{aligned}} \tag{2.1}$$

(Größen der *linearen* Näherung sind durch den Index *lin* gekennzeichnet, der Index i numeriert die einzelnen Photomultiplier der Matrix: $\vec{r}(i)$ bezeichnet die Position, $PH\,(i)$ die registrierte Pulshöhe des i-ten Photomultipliers)

Die Meßgrößen des Detektors bezüglich eines nachgewiesenen Teilchens umfassen

- eine konstruktionsbedingt gute Zeitinformation
- den Eintreffort
- den spezifischen Energieverlust dE/dx

Der wesentliche Vorteil des Detektorkonzeptes besteht in der hohen erreichbaren Zeitauflösung: Bei herkömmlichen Szintillationsdetektoren erreicht das Lichtsignal unter Umständen erst nach vielen Totalreflexionen und einer damit zwangsläufig verbundenen Zeitdispersion den Photomultiplier. Dagegen kann man bei dieser neuartigen Anordnung erreichen, daß die Photosensoren ausschließlich direktes Licht sehen. Dazu sind die schmalen Kanten des Szintillatorblocks schwarz zu färben: Einmal an der Grenzfläche zwischen Szintillator und Luftschicht totalreflektiertes Licht wird solange totalreflektiert, bis es an einer dieser Kantenflächen absorbiert wird, wie in Bild 2.1 angedeutet.
Aufgrund der Kürze der Lichtwege treten bei dem hier beschriebenen Detektorkonzept Absorptionsverluste praktisch nicht auf.

2.2 Geometrische Parameter und Zeitauflösung

Nachdem nun die Anforderungen an den Detektor festgelegt und das Prinzip erläutert ist, soll in diesem und in den folgenden Abschnitten die Optimierung des Aufbaus speziell im Hinblick auf die bestmögliche Zeitauflösung beschrieben werden.

Parameter des Detektors

Die Auflösungen des Detektors werden durch die gewählten geometrischen Parameter bestimmt. Dazu gehören

- die Struktur der Photomultiplier-Matrix und damit verbunden der Abstand der Photosensoren
- die Dicke der Szintillatorwand
- der Abstand zwischen Szintillatorwand und PM-Matrix
- der mögliche Einsatz einer Plexiglasplatte zwischen Szintillator und Photomultipliern

Flugzeitauflösung

Die erreichbare Zeitauflösung wird von folgenden Faktoren bestimmt:

(a) der Abklingzeit des Szintillators τ_{szin}

(b) der Zeitdispersion infolge unterschiedlicher Lichtwege der Photonen

(c) dem "Time-Jitter" des verwendeten Photomultipliers τ_{pm}

(d) dem durch die nachgeschaltete Elektronik verursachten "Time-Walk" und der daraus resultierenden "elektronischen" Zeitauflösung σ_{walk}

zu (a) Infolge der Anregung der Szintillationszentren durch das nachzuweisende geladene Teilchen kommt es im Szintillationsmaterial zur Ausbildung angeregter Zustände. Im Fall eines Plastikszintillators (organischer Szintillator) handelt es sich um angeregte Zustände freier Valenzelektronen der Moleküle. Die zur Ausbildung notwendige Zeit ist i.a. klein gegenüber der Lebensdauer dieser angeregten Zustände, die den zeitlichen Verlauf der unmittelbar folgenden Reemission der absorbierten Energie bestimmt (*Fluoreszenz*). Daher läßt sich der zeitliche Verlauf der Lichtemission, d.h. die Zahl der zu einem bestimmten Zeitpunkt t nach der Anregung emittierten Photonen $N(t)$ in guter Näherung durch eine Exponentialfunktion mit einer materialspezifischen Zeitkonstanten τ_{szin}, der *Abklingzeit* des Szintillators, darstellen.

$$N(t) = N(0) \exp \frac{-t}{\tau_{szin}} \tag{2.2}$$

Eine exaktere Beschreibung gelingt häufig, wenn man sich den zeitlichen Verlauf der Lichtemission als Überlagerung einer schnellen (aus Zerfällen angeregter Singulett-Zustände) und einer langsamen Komponente (aus Zerfällen angeregter Triplett-Zustände über angeregte Singulett-Zustände) vorstellt. Der Anteil der Komponenten ist materialspezifisch, als Abklingzeit für Szintillationsmaterialien ist zumeist die Zerfallskonstante der Hauptkomponente angegeben [LEO92].
Eine gute Zeitauflösung des Szintillationsdetektors verlangt nach einer schnellen Anstiegszeit des im Photomultiplier erzeugten elektrischen Signals, damit nach einer geringen zeitlichen Ausdehnung des vom Szintillator emittierten Lichtes und so nach einer möglichst kleinen Abklingzeit des Szintillationsmaterials. Generell bieten Plastikszintillatoren neben ihrer einfachen Verarbeitung und einer hohen Lichtausbeute den Vorteil einer geringen Abklingzeit.

zu (b) Die *Zeitdispersion infolge unterschiedlicher Lichtwege* ist bereits aufgrund des hier vorliegenden Konzeptes zu vernachlässigen: Die Photomultiplier sehen nur direktes Licht, es tritt keine Zeitverschmierung des zu registrierenden Lichtsignals ein, da totalreflektiertes Licht nicht zu den Röhren gelangt. Unterschiedliche Lichtwege folgen nur aus unterschiedlichen Auftreffpunkten der Photonen auf die Photokathode des PM und spielen damit praktisch keine Rolle.

zu (c) Der *"Time-Jitter"* des Photomultipliers erfaßt die zeitliche Verschmierung des Signals infolge des Konvertierungs- und des Verstärkungsprozesses innerhalb der Röhre:
Mit der räumlichen Verteilung der einfallenden Photonen über die Photokathode weisen die emittierten Photoelektronen unterschiedliche Entstehungspunkte auf und haben damit unterschiedliche Wegstrecken zur ersten Dynode des Photomultipliers zurückzulegen. Diese und daneben noch Weglängenunterschiede der Sekundärelektronen im sich anschließenden Dynodensystem führen zu unterschiedlichen Transportzeiten der Photoelektronen durch das Dynodensystem (*"Transit Time Difference"*). Eine weitere Verschmierung des Zeitsignals des Photomultipliers ist durch unterschiedliche Austrittswinkel und kinetische Energien der Photoelektronen bedingt (*"Transit Time Spread"*). Inwiefern diese beiden Effekte durch die Ausführung von beschleunigenden und fokussierenden elektrischen Feldern zwischen Photokathode und erster Dynode kompensiert werden, bestimmt letztendlich die Größe des "Time-Jitters".

zu (d) Zuletzt ist noch zu berücksichtigen, daß die Zeitmessung in der nachgeschalteten Elektronik (d.h. im Diskriminator) durch den *"Time-Walk"-Effekt* beeinflußt wird, der eine Abhängigkeit der Zeitdefinition von Pulshöhe und -anstiegszeit bei Einsatz von *"Leading-Edge"-Diskriminatoren* beschreibt [PAU85].

Die Auswirkungen der Abklingzeit des Szintillators und des "Time-Jitters" im Photosensor auf die resultierende Zeitauflösung σ_t sind von der Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen N_e abhängig. Eine quantitative Beschreibung liefert der Zusammenhang [CHI86]

$$\sigma_t = \sqrt{\left(\frac{1}{2.355}\right)^2 \frac{\tau_{szin}^2 + \tau_{pm}^2}{N_e} + \sigma_{walk}^2} \tag{2.3}$$

Unter der Annahme, daß der "Time-Walk" korrigiert werden kann (vgl. Abschnitt 4.2), skaliert also bei (von der Wahl des Szintillators und Photomultipliers abhängigen) konstanten Werten für τ_{szin} und τ_{pm} die Zeitauflösung mit $1 / \sqrt{N_e}$. Um eine möglichst gute Zeitauflösung zu erhalten, ist folglich der

Detektor so zu optimieren, daß die Zahl der registrierten Photonen möglichst groß wird. Der Photomultiplier-Typ (mit möglichst geringem "Time-Jitter") und das Szintillationsmaterial (mit möglichst kleiner Abklingzeit) sind so zu wählen, daß das Emissionsspektrum des Szintillators in den Bereich maximaler Empfindlichkeit des Photomultipliers fällt.

Die Photomultiplier-Matrix

Eine wesentliche Randbedingung für den Aufbau der Photomultiplier-Matrix stellte die erforderliche Fläche des Detektors dar. Der abzudeckende Raumwinkel hängt von der zu untersuchenden Reaktion sowie der gewünschten Variationsmöglichkeit des Strahlimpulses im Bereich der Schwelle ab.
Da die Untersuchung der Produktion des Φ-Mesons zu den zentralen Vorhaben des Experimentes E5 gehört, wurde die Dimensionierung des Detektors zunächst für diese Reaktion vorgenommen. Hierbei wurde der Anspruch des Nachweises beider Baryonen im Ausgangskanal für Strahlimpulse entsprechend Energien bis zu drei Standardabweichungen ($\approx$ 5.64 MeV) oberhalb der invarianten Masse des Φ-Mesons von 1019.41 MeV/c^2 zugrunde gelegt. Monte-Carlo-Simulationen mit dem GEANT-Programmpaket führten unter diesen Bedingungen zu notwendigen Abmessungen des Detektors von 220 cm in horizontaler und 100 cm in vertikaler Richtung [ROO92]. Diese Abmessungen wurden hinsichtlich der Akzeptanz des Detektors für verschiedene weitere Reaktionen überprüft und erschienen ausreichend.
Im Hinblick auf eine optimierte Zeitinformation sollte die Fläche prinzipiell möglichst dicht mit Photosensoren belegt werden. Angesichts der Größe der Fläche war aber nicht klar, ob für die damit verbundene hohe Zahl von Photomultipliern zu Beginn des Experimentes genügend finanzielle Mittel zur Verfügung stehen würden. Daher wurde der Detektor in zwei Ausbaustufen konzipiert:
In der ersten Ausbaustufe besetzen die Röhren die Kanten gleichseitiger Dreiecke mit einer Kantenlänge von 20 cm. Dieses führt auf eine Gesamtzahl von 81 Photomultipliern. Einen Ausschnitt aus der PM-Matrix zeigt Bild 2.2, das charakteristische gleichseitige Dreieck ist dort verdeutlicht. Weitere Photosensoren (in Bild 2.2 punktiert) besetzen in der zweiten Ausbaustufe des Detektors die Schwerpunkte dieser von den Photomultipliern der ersten Ausbaustufe gebildeten Dreiecke, zur vollständigen Bestückung des Detektors werden insgesamt 219 Photosensoren benötigt. Ebenfalls in Bild 2.2 angedeutet ist der Ausschnitt der Matrix, der für das in Abschnitt 3.1 vorgestellte Testmodul gewählt wurde.

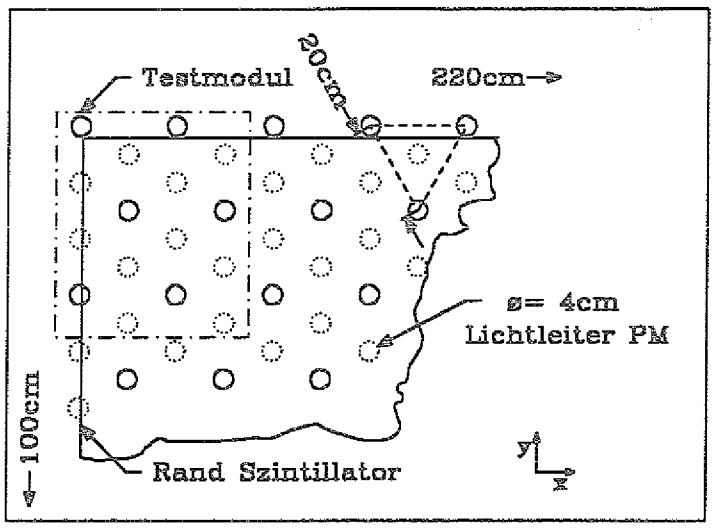


Abbildung 2.2: Ausschnitt aus der Photomultiplier-Matrix des Szintillationsdetektors

2.3 Monte-Carlo-Simulation

Zur Dimensionierung des Detektors wurde ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm des Physikalischen Instituts der Universität Bonn benutzt [HEY91]. Nach Auswahl von Sorte, Energie, Eintreffort und Eintreffwinkel des Teilchens sowie der geometrischen Parameter des Detektors simuliert das Programm die bei der Erzeugung des Szintillationslichtes und dessen Nachweis durch die Photomultiplier auftretenden statistischen Vorgänge:
Der Szintillator wird dazu in dünne Schichten eingeteilt, für die jeweils der Energieverlust des Teilchens nach der Bethe-Bloch-Formel einschließlich des relativistischen Dichte-Effektes [PAU71] berechnet wird. Davon ausgehend erhält man die für die Photonenerzeugung zur Verfügung stehende Energie (der in Form von Cherenkov-Strahlung verlorene Anteil ist zu vernachlässigen) unter Berücksichtigung des Sättigungseffektes der Szintillationszentren [BIR51, DEG85]. Simuliert werden auch Änderungen der Bewegungsrichtung des eindringenden Teilchens infolge von Vielfachstreuung.
Das Programm würfelt die Abstrahlungsrichtung der Photonen unter Annahme einer isotropen Lichtemission und verfolgt Photonen, die innerhalb eines durch den Grenzwinkel der Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Szintillator und Luft begrenzten Kegels liegen, auf ihrem Weg bis zur PM-Ebene. Liegen die Koordinaten eines Photons auf der Kathodenfläche eines

Photomultipliers, wird die Konvertierung in ein Photoelektron mit der Quanteneffizienz des Photomultipliers gewürfelt und gegebenenfalls das PM-Signal inkrementiert.
Absorptionsverluste bei der Brechung an Grenzflächen gemäß den Fresnelschen Formeln [BOR65] wurden zusätzlich in die Simulation einbezogen. Nach Anpassung der Programmparameter (wie Quanteneffizienz und Durchmesser der Photokathoden) konnte das Programm für die Optimierung der Detektorgeometrie eingesetzt werden, die Ergebnisse sind in den nächsten Abschnitten diskutiert.

2.4 Die Pulshöhenfunktion

Durch die geometrische Anordnung des Experimentes E5, die sich wiederum aus der Kinematik der zu untersuchenden Produktionsreaktionen ergibt, folgt, daß die nachzuweisenden Baryonen nur unter kleinen Winkeln zur Normalen auf die Detektorebene treffen. Für die Dimensionierung des Detektors werden daher i.f. nur senkrecht auf die Szintillatorfläche einfallende Teilchen berücksichtigt.
Betrachtet man einen einzelnen Photosensor, so ist die Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen durch die gewählte Konfiguration des Detektors (Dicke von Szintillator, anschließender Luftschicht und gegebenenfalls einer Plexiglasplatte) und den Eintreffort des Teilchens bestimmt. Die Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen als Funktion des zweidimensionalen Abstandes der Photomultiplier-Position von der Projektion des Schnittpunktes der Teilchenbahn mit der Szintillatorebene auf die PM-Ebene soll i.f. als *Pulshöhenfunktion* des Photomultipliers, der zweidimensionale Abstand selber als *Projektionsabstand* zum Photosensor bezeichnet werden. Die Pulshöhenfunktion eines einzelnen Photomultipliers ist als Charakteristikum einer geometrischen Konfiguration von zentraler Bedeutung: Sie bestimmt zusammen mit dem Abstand der Röhren in der Matrix die Auflösungen des Detektors.

Geometrisch-optisches Modell

Zum qualitativen Verständnis der Pulshöhenfunktion trägt ein geometrisch-optisches Modell bei, das zur Beschreibung des ersten derartigen Detektors an der Universität Bonn benutzt wurde [BEU89]:
Der Detektor sei derart konstruiert, daß die Photomultiplier direkt optisch an den Szintillator angekoppelt sind, d.h. eine dazwischenliegende Luftschicht oder Plexiglasplatte entfalle. Eine Szintillation finde im Abstand d von der PM-Ebene statt, wie in Bild 2.3 dargestellt, der Projektionsabstand zu dem betrachteten Photomultiplier sei x. Die Wahrscheinlichkeit w, daß ein bei dieser Szintillation erzeugtes Photon zu dem ausgewählten Photomultiplier

gelangt, ist bei isotroper Abstrahlung des Szintillationslichtes gleich dem Anteil des Raumwinkels $\Delta\Omega$, der von diesem Photosensor mit einem Durchmesser d_{PM} der Photokathode abgedeckt wird, am gesamten 4π-Raumwinkel. Vernachlässigt man Verluste am Übergang zwischen Szintillator und Photomultiplier, so läßt sich diese Wahrscheinlichkeit in guter Näherung [1] rein geometrisch berechnen:

$$\begin{aligned} & w\left(x, d, d_{PM}\right) \\ = & \frac{\Delta\Omega\left(x, d, d_{PM}\right)}{4\pi} \\ = & \frac{1}{2}\left[1 - \cos\frac{1}{2}\left\{\arctan\left(\frac{x + \frac{d_{PM}}{2}}{d}\right) - \arctan\left(\frac{x - \frac{d_{PM}}{2}}{d}\right)\right\}\right] \end{aligned} \tag{2.4}$$

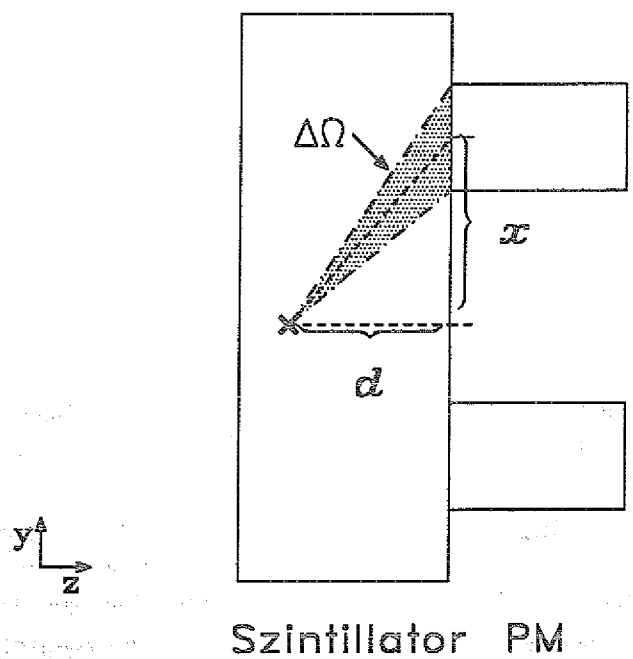


Abbildung 2.3: Geometrisch-optisches Modell

Für einen Durchmesser der Photomultiplier $d_{PM} = 4$ cm ist diese Wahrscheinlichkeit in Bild 2.4 dargestellt.
Qualitativ liegt maximale Akzeptanz vor, wenn die Szintillation genau über einem Photosensor stattfindet ($x = 0$). Mit wachsendem Projektionsabstand

[1] Das hier wiedergegebene Ergebnis ist nur für $x = 0$ exakt: Nicht berücksichtigt wird, daß mit wachsendem zweidimensionalem Abstand x vom Szintillationspunkt aus gesehen die vom Photomultiplier abgedeckte Fläche nicht mehr kreisförmig, sondern als Ellipse zunehmender Exzentrizität erscheint. Der damit verbundene relative Fehler wird aber erst bei größeren zweidimensionalen Abständen, d.h. bei insgesamt geringeren Wahrscheinlichkeiten und relativ geringen Photoelektronenzahlen von Bedeutung.

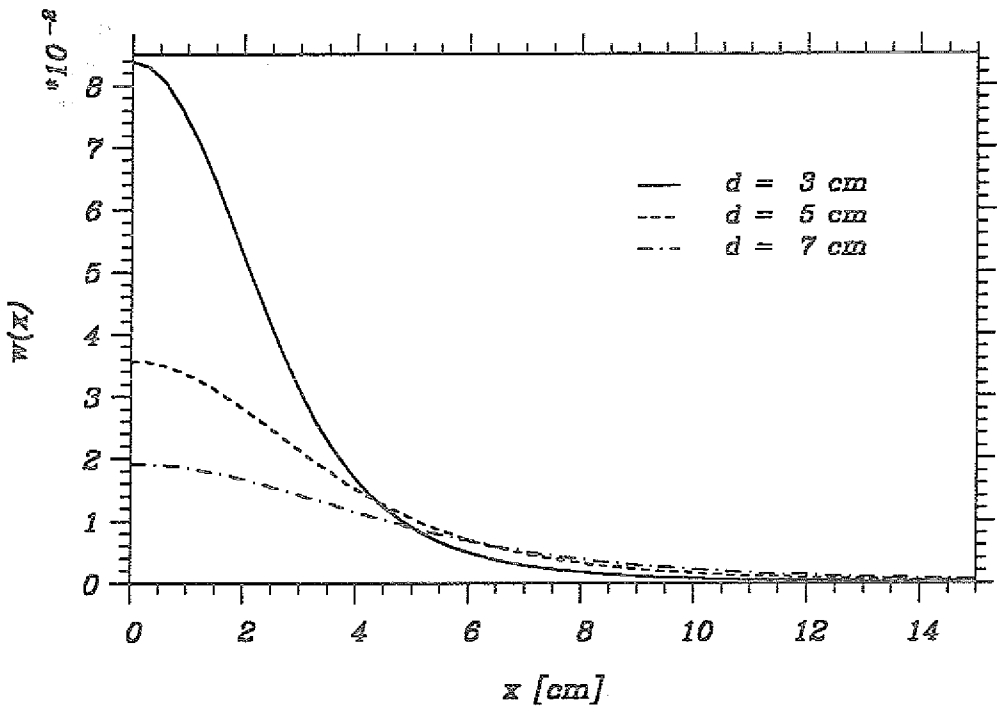


Abbildung 2.4: Durch einzelnen Photomultiplier eingesehener Raumwinkelanteil als Funktion des Projektionsabstandes für verschiedene Höhen der Szintillation über der PM-Ebene

wird die Öffnung des geometrisch zu dem betrachteten Photomultiplier führenden Kegels (vgl. Bild 2.3) und damit der von diesem PM abgedeckte Raumwinkel kleiner: Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon zum betrachteten PM gelangt, nimmt monoton ab.
Ebenso verringert sich der Öffnungswinkel des Kegels bzw. der eingesehene Raumwinkelanteil bei kleinen Projektionsabständen, wenn sich die Höhe d der Szintillation über der PM-Ebene vergrößert. Der Gradient der Wahrscheinlichkeitsfunktion ist kleiner, man erhält einen flacheren Kurvenverlauf: Weiter vom Szintillationsort entfernte Röhren registrieren einen größeren Anteil der insgesamt nachgewiesenen Lichtmenge, die Verteilung des Szintillationslichtes auf die PM-Matrix wird breiter.

Anwendung auf den Detektor

Das geometrisch-optische Modell liefert eine sehr gute Beschreibung der Pulshöhenfunktion für die oben beschriebene Detektorgeometrie im Falle geladener Teilchen, die unmittelbar nach Eindringen in den Szintillator gestoppt werden, d.h., die ihre gesamte kinetische Energie in den obersten Szintillatorschichten verlieren. Durch Multiplikation der Wahrscheinlichkeitsfunktion (Gl. 2.4) mit der kinetischen Energie der betrachteten Teilchen und einer

Szintillationseffizienz S, die die Zahl der insgesamt pro Energieeinheit erzeugten Photonen angibt, erhält man gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf der Pulshöhenfunktion ([BEU89]).
Die Anwendung des geometrisch-optischen Modells auf den hier zu konzipierenden Detektor erscheint zunächst nicht möglich: Zum einen liegt keine einzelne punktförmige Szintillation in der obersten Szintillatorschicht vor, die Szintillationen erfolgen entlang der Spur des Teilchens, welches den Szintillator bei den im Rahmen des Experimentes E5 typischen Energien vollständig durchquert. Zum anderen ist im Hinblick auf die Ortsauflösung und die Auflösung von Doppeltreffern ein Luftspalt zwischen Szintillator und PM-Matrix erforderlich [HEY91]. Durch diesen Luftspalt sind die Photosensoren nicht mehr optisch an das Szintillationsmaterial angekoppelt. Nur Szintillationslicht, das unter Winkeln unterhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion α_{tot}[2] emittiert wird, kann zur Photomultiplier-Matrix gelangen, die Zahl derjenigen Röhren, die Licht registrieren, wird deutlich kleiner. Infolge dieser Luftschicht und der damit verbundenen Brechung an der Grenzfläche ist aber die einfache näherungsweise Berechnung des durch einen Photomultiplier eingesehenen Raumwinkels, wie im Rahmen des geometrisch-optischen Modells geschehen, nicht mehr möglich. Außerdem wird die Situation noch durch Verluste an den Grenzflächen zwischen Szintillator und Luftschicht sowie zwischen Luftschicht und Lichtleiterstutzen des Photomultipliers, wie sie durch die Fresnelschen Gleichungen beschrieben werden, kompliziert.
Die für minimal ionisierende Protonen ($p \approx 3.49$ GeV/c, $\beta \approx 0.966$) mittels der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Pulshöhenfunktion eines Photomultipliers bei einer Szintillatordicke von 5 cm ist in Bild 2.5 für verschiedene Breiten b der Luftschicht zwischen Szintillator und PM-Matrix gezeigt.
In ihrem qualitativen Verhalten entsprechen die aus der Simulation gewonnenen Pulshöhenfunktionen offensichtlich trotz der fundamentalen Unterschiede des Detektoraufbaus den Wahrscheinlichkeitsfunktionen des geometrisch-optischen Modells, wie man im Vergleich mit Bild 2.4 erkennt. Auch die Breite der Luftschicht zeigt als Parameter einen der Höhe der Szintillation über der PM-Ebene im Rahmen des optischen Modells entsprechenden Einfluß. Diese qualitative Ähnlichkeit legt nahe, eine Beschreibung des Verlaufs der Pulshöhenfunktion über die Parameter der Wahrscheinlichkeitsfunktion zu versuchen. Tatsächlich gelingt ein solcher Fit an die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation, wenn man Gl. 2.4 ersetzt durch

$$PH\left(x, d^{eff}, d_{PM}^{eff}, \vartheta^{kor}, E_{dep}, S^{eff}\right) = \tag{2.5}$$
$$E_{dep}S^{eff}\frac{1}{2}\left[1-\cos\frac{1}{2}\left\{\arctan\left(\frac{x+\frac{d_{PM}^{eff}}{2}}{d^{eff}}\right)-\arctan\left(\frac{x-\frac{d_{PM}^{eff}}{2}}{d^{eff}}\right)-\vartheta^{kor}\right\}\right]$$

[2] $\alpha_{tot} = 39.24°$ für Brechungsindex $n = 1.581$ (Bicron BC-404, Nucl. Ent. NE-102A)

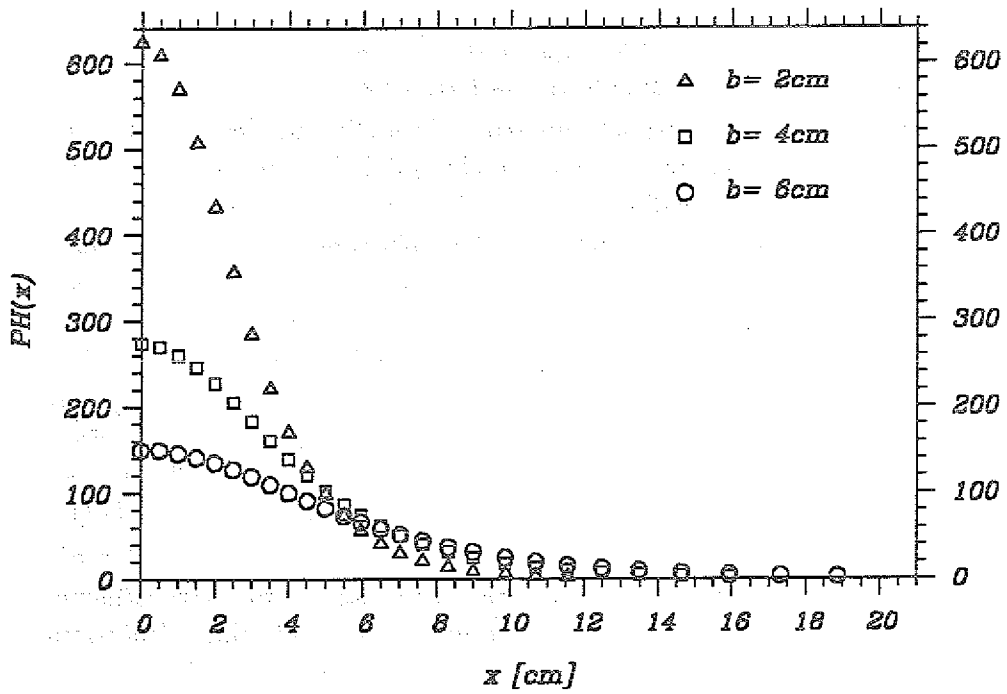


Abbildung 2.5: Pulshöhenfunktionen für minimal ionisiernde Protonen bei einer Szintillatordicke $d_{szi} = 5$ cm für verschiedene Abstände b zwischen Szintillator und PM-Matrix

Bild 2.6 zeigt exemplarisch das Ergebnis eines solchen Fits für eine Szintillatordicke von 5 cm und einen Abstand von 4 cm zwischen Szintillator und PM-Matrix. Die logarithmische Darstellung verdeutlicht die Qualität des Fits.

Die geometrische Konfiguration des Detektors führt zu einem Verhalten der Pulshöhenfunktion analog einem dem geometrisch-optischen Modell entsprechend aufgebauten Detektor, bei dem eine punktförmige Szintillation in einer effektiven Höhe d^{eff} über einer Matrix aus Photosensoren mit einem effektiven Kathodendurchmesser d_{PM}^{eff} stattfindet. Die Lichtausbeute dieses "Modelldetektors" wird durch eine effektive Szintillationseffizienz S^{eff} beschrieben.

Betrachtet man im Falle des Einsatzes einer Luftschicht einen beliebigen vom Ort einer Szintillation ausgehenden Lichtkegel, so führt die Brechung an der Grenzfläche des Szintillators zu einer Aufweitung; der von einem einzelnen Photomultiplier eingesehene Raumwinkelanteil wird bei konstantem Photokathodendurchmesser kleiner. Diesem Effekt trägt der Parameter ϑ^{kor} in Gl. 2.6 Rechnung [3].

[3]Die Winkeldifferenz im Argument der Cosinus-Funktion in Gl. 2.4 bzw. Gl. 2.6 entspricht im Rahmen der geometrisch-optischen Interpretation der Öffnung des zu einem Photosensor führenden Lichtkegels.

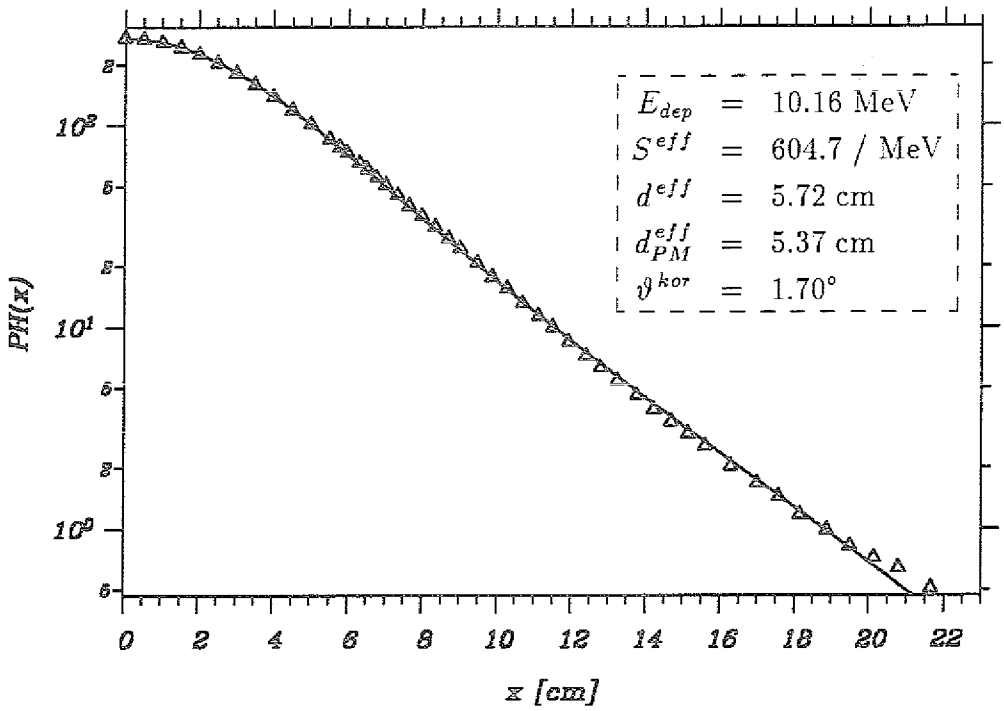


Abbildung 2.6: Pulshöhenfunktion für minimal ionisiernde Protonen (Szintillatordicke d_{szi} = 5 cm, Abstand zwischen Szintillator und PM-Matrix b = 4 cm). Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation sind durch Dreiecke repräsentiert, die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung mit der Fit-Funktion.

Zusammenfassend liefert der Fit der Pulshöhenfunktion neben einer eleganteren Möglichkeit zur Interpretation des Detektorverhaltens eine geschlossene Darstellung, die eine analytische Berechnung der Auflösungseigenschaften ermöglicht.
Bild 2.7 zeigt den Einfluß einer Vergrößerung der Szintillatordicke auf die Pulshöhenfunktion des Detektors für minimal ionisierende Protonen. Exemplarisch ist eine Breite der Luftschicht von 4 cm gewählt, die Pulshöhenfunktionen sind zur Verdeutlichung der qualitativen Unterschiede auf ihr jeweiliges Maximum normiert [4].
Mit wachsender Szintillatordicke beobachtet man einen flacheren Verlauf der Pulshöhenfunktion. Dieser Effekt vermindert sich mit wachsendem Abstand zwischen Szintillator und PM-Matrix:
Bei konstanter Luftschichtdicke entspricht eine Vergrößerung des Szintillatorblocks (aus der Sicht des eindringenden Teilchens) einer zusätzlichen Szintillatorschicht vor dem bisher betrachteten Szintillatormaterial. Letzteres wirkt

[4] Bei festem Eindringort und ansonsten identischer Konfiguration des Detektors führt eine Vergrößerung der Szintillatordicke natürlich zu einem Anstieg der Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen. Der quantitative Einfluß wird in Abschnitt 2.6 behandelt.

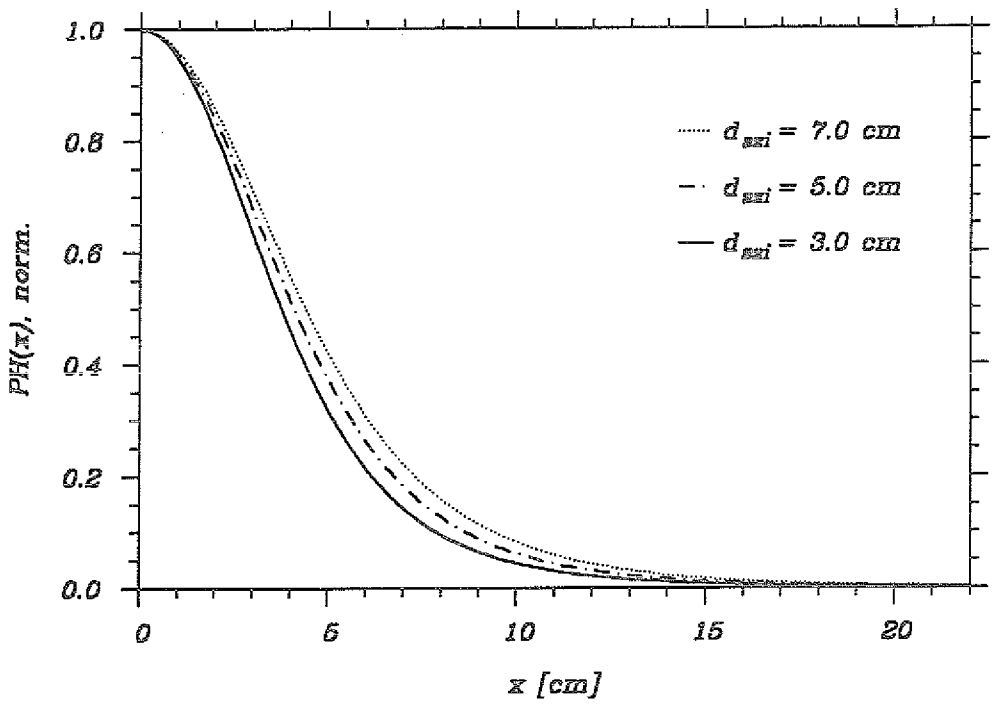


Abbildung 2.7: Auf Maximalwert normierte Pulshöhenfunktionen für verschiedene Dicken des Szintillatorblocks (Abstand zwischen Szintillator und PM-Matrix = 4 cm). Dargestellt sind die für die einzelnen Konfigurationen bestimmten Fit-Funktionen.

für in der neuen Schicht zusätzlich entstehendes Szintillationslicht als Lichtleiter. Ein von der zusätzlichen Schicht ausgehender Lichtkegel erfährt somit eine stärkere Aufweitung als es bei größeren Tiefen im Szintillator der Fall ist, und folglich erhält man für derartiges Licht eine breitere Verteilung in der Ebene der Photomultiplier: Die Pulshöhenfunktion flacht ab. Mit größer werdender Luftschichtdicke wird der Effekt dieser zusätzlichen Aufweitung im Vergleich zur Aufweitung infolge der sich anschließenden Luftschicht geringer.

2.5 LED-Testmessung

Als erster qualitativer Test zur Abhängigkeit der Pulshöhe der Photomultiplier vom Eindringort geladener Teilchen wurde eine LED-Messung durchgeführt. Durch optische Ankopplung der Leuchtdiode an den Szintillatorblock lassen sich unter bestimmten Bedingungen, die weiter unten erläutert werden sollen, Szintillationen in den oberen Schichten des Szintillators simulieren, wie sie im geometrisch-optischen Modell berücksichtigt werden können.

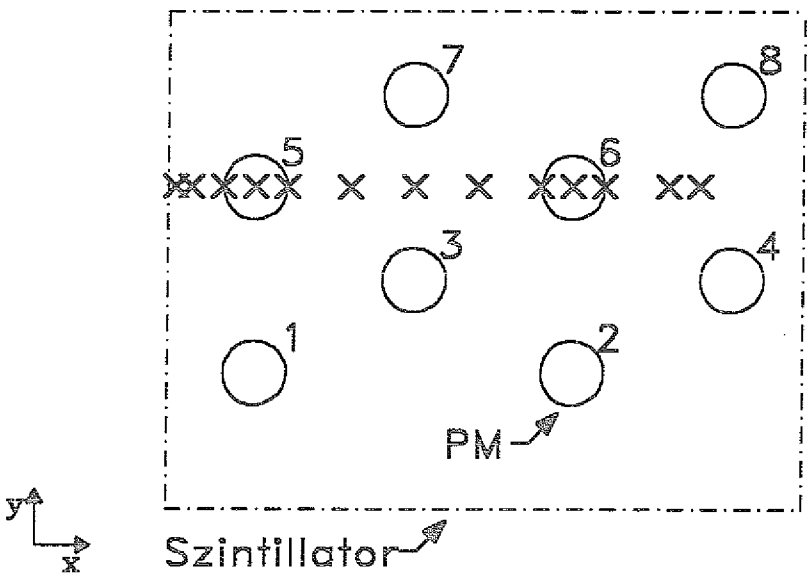


Abbildung 2.8: Photomultiplier-Matrix der LED-Testmessung und Meßpositionen

Die Spitze der verwendeten Leuchtdiode [5] wurde dazu abgesägt, die so geschaffene plane Oberfläche anschließend geschliffen. Zur Aufnahme einer Messung wurde die derart modifizierte Leuchtdiode an der jeweiligen Meßposition mit Silikon [6] optisch an den Szintillatorblock [7] der Abmessungen $40 \times 30 \times 5\,\mathrm{cm}^3$ angekoppelt. Zur Auslese der mit der LED simulierten Szintillationen wurden acht Photomultiplier [8] in einer Matrix-Anordnung gemäß Ausbaustufe 2 des Detektors im Anschluß an eine Luftschicht mit einer Breite von 5 cm durch ein Holzgestell fixiert. An die Photokathoden der verwendeten Röhren wurden zylinderförmige, 7 cm lange Plexiglas-Lichtleiterstutzen eines Durchmessers $\varnothing = 4\,\mathrm{cm}$ ebenfalls mit Silikonöl optisch angekoppelt. Bild 2.8 zeigt die verwendete PM-Matrix und die Projektion der Meßpunkte auf die Ebene der Photomultiplier.

Eine Simulation von Szintillatorlichtsignalen setzt sehr kurze Lichtpulse in der Größenordnung der Abklingzeit des Szintillators voraus. Dazu stand ein am IKP der KFA Jülich entwickeltes System zur Verfügung, dessen Prinzip kurz erläutert werden soll [SEF89]:

[5] Kingbright L 53 SRC/E, typische Leuchtstärke 3000 mcd, Abstrahlwinkel 35°, nach Katalogangaben Fa. Conrad Electronic

[6] Serva Siliconöl DC-200

[7] Nuclear Enterprises NE 102A, vgl. Anhang A.1

[8] Thorn Emi 9954B, vgl. Anhang A.2

Bei gepulstem Betrieb einer Leuchtdiode in Durchlaßrichtung rekombinieren die infolge des kurzen Strompulses in die Verarmungszone injizierten freien Ladungsträger langsam, typischerweise in einem Zeitraum von 100 ns. Wird der Puls nach Durchgang durch die LED am offenen Ende eines sogenannten "Clip-Kabels" reflektiert, wie in Bild 2.9 angedeutet, so beendet der reflektierte Puls die Lichtemission abrupt.

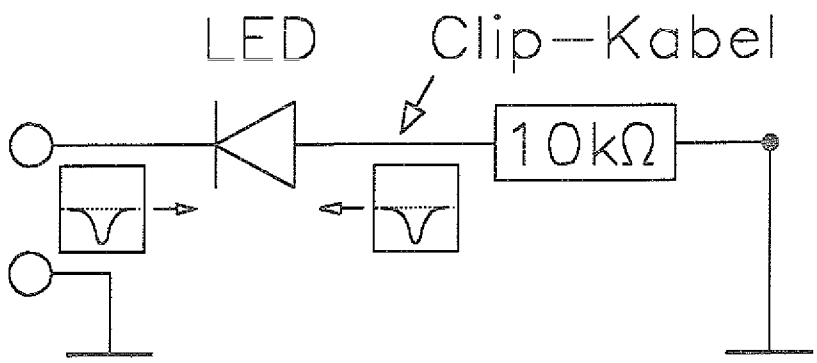


Abbildung 2.9: Erzeugung kurzer LED-Lichtpulse mittels Clip-Kabel

Die Laufzeit dieses Strompulses, d.h. die zweifache Länge des Clip-Kabels, bestimmt dabei die Dauer des Lichtpulses. Bei der hier beschriebenen Testmessung wurde ein Clip-Kabel mit einer Länge von 20 cm entsprechend Pulsdauern von etwa 10 ns (FWHM) gewählt. Statt eines offenen Endes wurde ein 10 kΩ-Widerstand benutzt, um die Ladung im Clip-Kabel abzuführen.
Ein schneller Pulsgenerator hoher Ausgangsamplitude [9] (-60 V Ausgangsamplitude bei 2.3 ns Halbwertsbreite und 1.2 ns Anstiegszeit) lieferte die Pulse zum LED-Betrieb bei einer Folgefrequenz von 6.8 kHz.
Die gesamte Anordnung war in einer lichtdichten Aluminiumkiste mit Durchführungen für das Pulssignal sowie für die Hochspannungsversorgung und Signalleitungen der Photomultiplier untergebracht.
Abgesehen von der guten Simulation der zeitlichen Charakteristik echter Szintillationen bestanden bei der Testmessung aber auch — prinzipielle wie praktisch bedingte — Unterschiede zu dem zu simulierenden physikalischen Vorgang: Die benutzten Leuchtdioden emittieren im Gegensatz zu typischem Szintillationslicht im roten Spektralbereich, d.h. bei einer geringen Quanteneffizienz der Photokathoden von 5 % verglichen mit maximal 26 % im günstigen blauen Spektralbereich. Die qualitative Aussagekraft der Messung wird dadurch allerdings nicht beeinträchtigt: Wie die registrierten Pulshöhen zeigten, war eine ausreichende Transparenz des Szintillationsmaterials in die-

[9] Entwicklung des INFN/Pisa, modifiziert am IKP, KfA Jülich ([SEF89])

sem Spektralbereich gegeben, die Messung fand also im Vergleich zu echten Szintillationen einfach spektral verschoben bei einer geringeren Quanteneffizienz der Photomultiplier statt. Die hier verwendete rote Lumineszenzdiode hatte bei vorausgegangenen Labortests deutlich höhere Pulshöhen als z.Zt. verfügbare, üblicherweise benutzte blaue oder grüne Leuchtdioden ergeben. Daher werden Leuchtdioden dieses Typs auch zur Überwachung der Photomultiplier-Verstärkung eingesetzt (vgl. Abschnitt 3.2).
Eine prinzipielle Schwierigkeit der Simulation von Szintillationslicht mittels einer LED ist an dieser Stelle noch zu erwähnen: Aufgrund des eingeschränkten Abstrahlwinkels unterscheidet sich LED-Licht von isotrop abgestrahltem Szintillationslicht in der räumlichen Strahlungscharakteristik. Quantitative Schlußfolgerungen aus einer derartigen LED-Messung erfordern daher eine genaue Kenntnis der räumlichen Verteilung des abgestrahlten Lichtes. Zum einen wurde aber durch das Absägen der LED-Spitze die Fokussierung des Lichtes weitgehend vermieden, zum anderen soll diese Testmessung nur einen qualitativen Eindruck vom Verhalten des Detektors liefern.

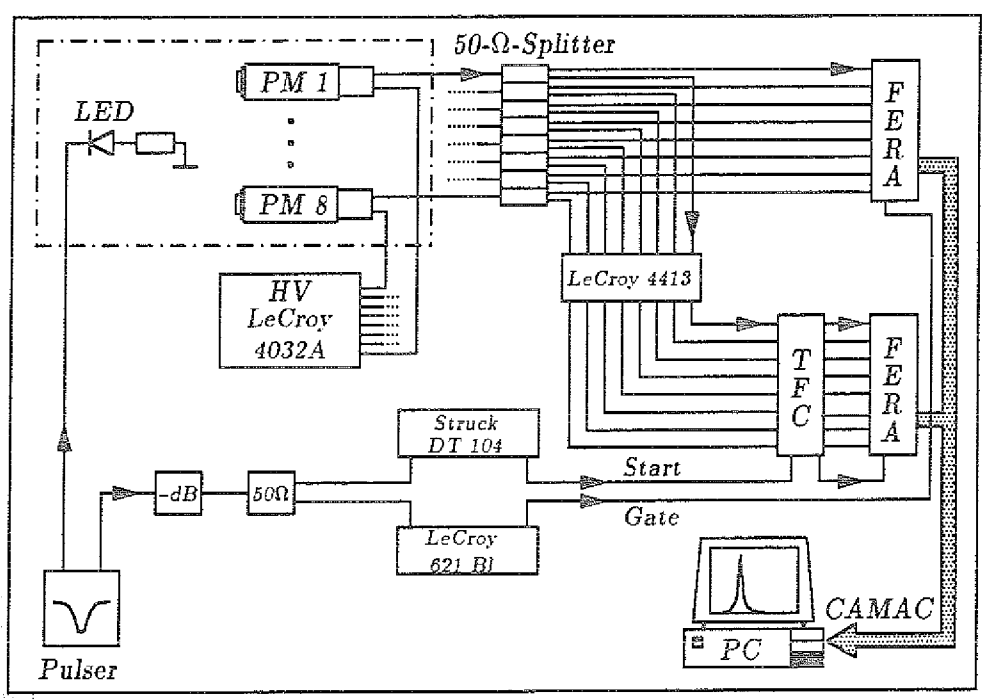


Abbildung 2.10: Prinzipschaltbild der Elektronik zur LED-Testmessung

Bild 2.10 zeigt schematisch den Aufbau der verwendeten Elektronik: Zur gleichzeitigen Zeit- und Pulshöhenmessung wurden die Ausgangssignale der Photomultiplier zunächst an einem 50-Ω-Splitter geteilt. Zur Aufnahme der ADC-Spektren wurde ein ladungsintegrierender LeCroy FERA-ADC [10] ver-

[10] Fast Encoding and Readout Charge ADC, LeCroy 4300B

wendet. Im Anschluß an einen "*Time-to-Charge Converter*" (oder: Time-to-FERA Converter, TFC [11]) kam ein Modul gleichen Typs für die Zeitmessung zum Einsatz. Das Triggersignal lieferte ein mit dem zum LED-Betrieb benutzten Signal paralleler Ausgang des Pulsermoduls. Dieses Signal wurde ebenfalls geteilt: Ein Diskriminator [12] lieferte ein Gate-Signal mit einer Dauer von $\approx$ 300 ns für die ADC-Messung, mittels eines Gate-Generators [13] wurde ein Startsignal für die Zeitmessung ("*Common Start Mode*") erzeugt und mit diesem der TFC angesteuert (ein für die Zeitmessung mittels des FERA-ADCs benötigtes Gate von ebenfalls $\approx$ 300 ns wird bei anliegendem Startsignal vom TFC-Modul generiert). Die einzelnen PM-Ausgangssignale wurden nach der 50-Ω-Teilung an die Eingänge des FERA-ADCs (Pulshöhenmessung) bzw. nach erfolgter Zeitdefinition durch einen Diskriminator [14] als individuelle Stopsignale an die TFC-Eingänge gelegt. Die Auslese der FERA-Module erfolgte über ein CAMAC-System [15], die Daten wurden auf einem PC gespeichert.
Als qualitatives Ergebnis dieser ersten Messung sind in Bild 2.11 die ADC-Spektren der Photomultiplier 5 und 6 (vgl. Bild 2.8) für vier Positionen der LED gezeigt. Die Ortsempfindlichkeit des Detektors ist deutlich zu erkennen: Ein wachsender Projektionsabstand der LED — bzw. des simulierten Eindringortes eines geladenen Teilchens — vom Photosensor führt zu einer geringeren Zahl der von diesem PM registrierten Photonen (der Peak im ADC-Spektrum verschiebt sich zu kleineren Werten) und umgekehrt.

[11] FERET Time-to-Charge Converter, LeCroy 4303: Während der Dauer des zu messenden Zeitintervalls wird ein einstellbarer konstanter Strom abgegeben. Die im FERA-ADC bei fester Eingangsimpedanz aufintegrierte Ladungsmenge ist der Länge des Zeitintervalls proportional.
[12] LeCroy 621 BI
[13] Delayed Trigger DT 104, Fa. Dr.B.Struck
[14] Diskriminator LeCroy 4413
[15] CAMAC-Controller dsp 6001

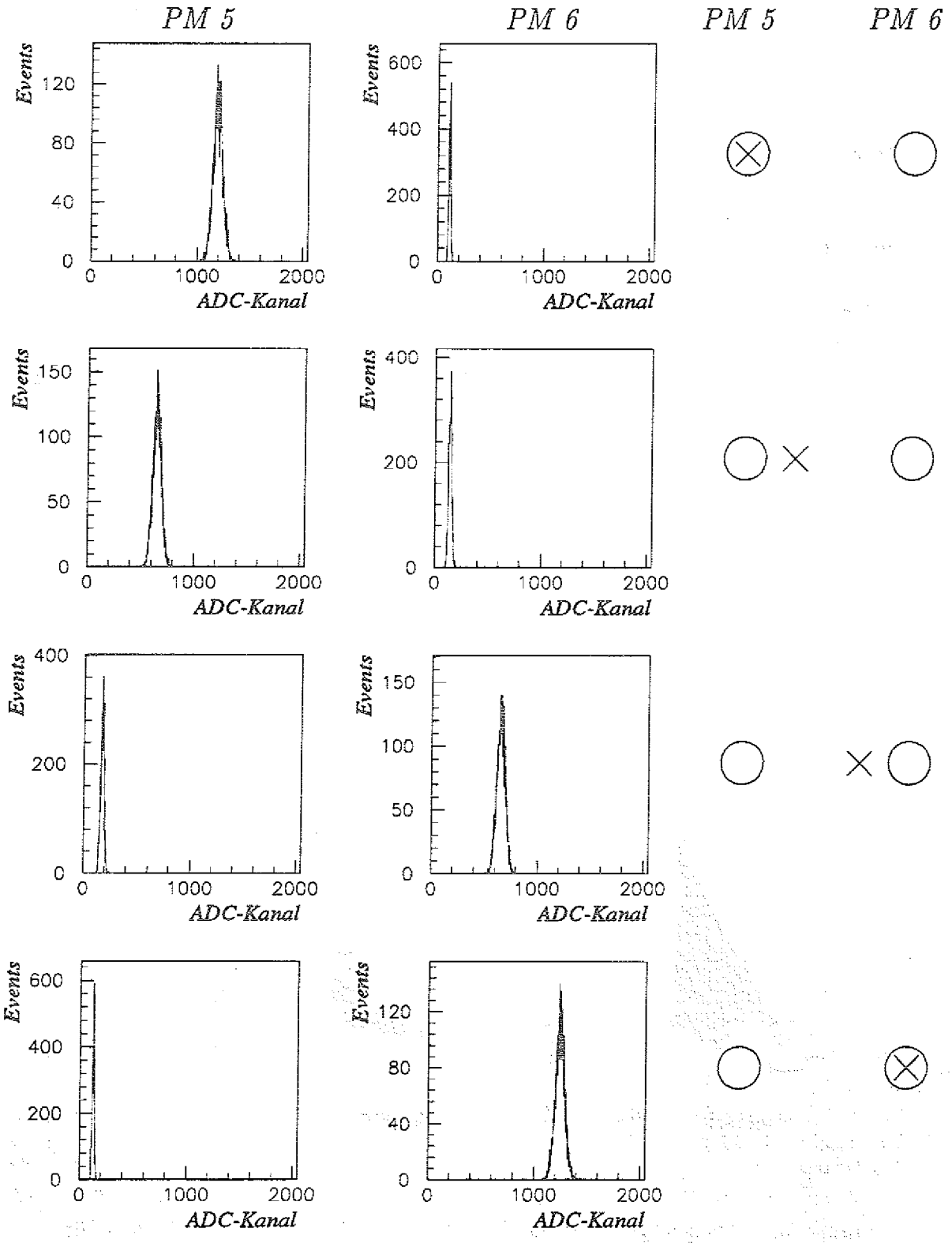


Abbildung 2.11: Ortsempfindlichkeit des Detektors bei LED-Testmessung: ADC-Spektren zweier Photomultiplier für verschiedene (im Bild rechts schematisch dargestellte) LED-Positionen

2.6 Dimensionierung des Detektors

Der Einsatz des Detektors am Experiment E5 verlangt zunächst eine Optimierung der Flugzeitauflösung, während die Ortsauflösung von untergeordneter Bedeutung ist (vgl. Abschnitt 1.2). Es ist also unabhängig von der Einschußposition eine möglichst hohe Zahl nachgewiesener Photonen anzustreben.
Prinzipiell ist dazu die Matrix der Photomultiplier möglichst dicht mit Photosensoren zu besetzen. Diese Anforderung ist soweit als möglich von der Anordnung der Photomultiplier in Ausbaustufe 2 erfüllt. Als weitere geometrische Parameter sind die Dicke des Szintillators und die Breite der Luftschicht zwischen Szintillator und PM-Matrix so zu variieren, daß die Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen optimal wird.
Aufgrund der regelmäßigen Struktur der Matrix genügt es, die Auflösungen des Detektors in der kleinsten sich wiederholenden Einheit zu studieren. Diese kleinste Einheit ist für beide Ausbaustufen in Bild 2.12 gekennzeichnet:

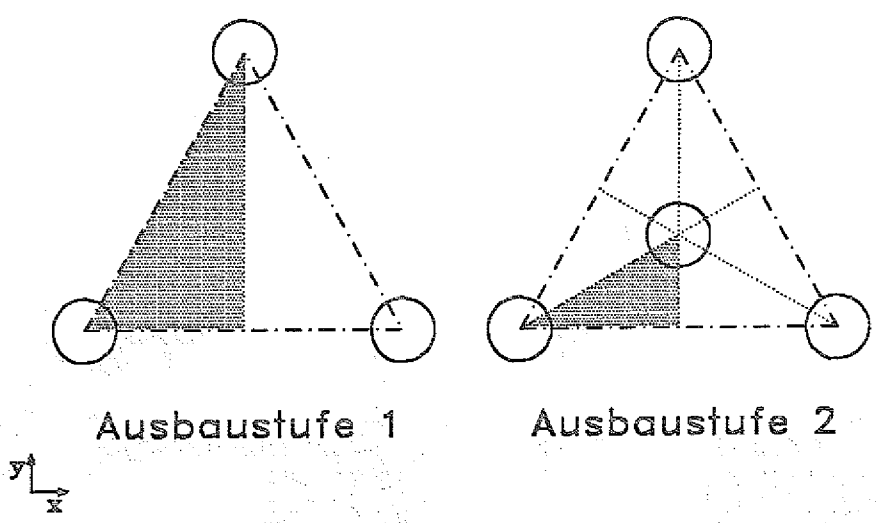


Abbildung 2.12: Kleinste sich wiederholende Einheiten der PM-Matrix für beide Ausbaustufen des Detektors

Innerhalb eines von drei Photomultipliern gebildeten gleichseitigen Dreiecks umfaßt diese kleinste Einheit der Matrix in Ausbaustufe 1 die Hälfte, in Ausbaustufe 2 ein Sechstel der Dreiecksfläche. Die Projektion des Eindringortes

in den Szintillator auf die PM-Matrix wurde für beide Ausbaustufen über die kleinste Einheit variiert und der für die Zahl der von den Photosensoren der Matrix insgesamt nachgewiesenen Photoelektronen ungünstigste Eindringort ausgewählt. Die Dimensionierung des Detektors erfolgte somit stets für das Minimum seiner Empfindlichkeit.
Ein weiteres Kriterium für die Dimensionierung ergab sich aus der Forderung nach einer guten Auflösung von Doppeltreffern. Dazu sollte die Zahl der Photomultiplier, die ein Signal registrieren, möglichst gering sein. Andererseits erfordert aber eine zweidimensionale Ortsinformation, daß zumindest drei benachbarte Röhren von einer ausreichend großen Zahl von Photonen erreicht werden. Somit treten neben das Kriterium einer möglichst hohen Zahl insgesamt nachgewiesener Photoelektronen zwei weitere Kriterien: Die Empfindlichkeit des Photomultipliers mit der dritthöchsten nachgewiesenen Zahl von Photoelektronen sollte maximal sein. Gleichzeitig ist ein möglichst hoher Anteil von drei Photomultipliern an der Pulshöhensumme aller Röhren anzustreben. Letzteres erfordert einen möglichst hohen Wert des Gradienten der Pulshöhenfunktion, der andererseits aber nicht so groß sein sollte, daß das Signal des "drittbesten" Photomultipliers unter die Nachweisgrenze sinkt.

Breite der Luftschicht

Für die erste Ausbaustufe des Detektors bei einer Dicke des Szintillators von 5 cm ist in Bild 2.13 die Zahl der von allen Photomultipliern der Matrix nachgewiesenen Photoelektronen als Funktion der gewählten Breite der Luftschicht b zwischen Szintillator und PM-Matrix aufgetragen, wie sie sich aus den mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation gewonnenen Pulshöhenfunktionen ergibt. Die dargestellten Werte beziehen sich auf den ungünstigsten Eindringort des Teilchens. Ein einzelner Photomultiplier wurde bei der Bildung der Pulshöhensumme berücksichtigt, wenn im statistischen Mittel mindestens ein Photon je Ereignis konvertiert wurde. Ebenfalls dargestellt ist der nach Gl. 2.3 zu erwartenden Verlauf der Zeitauflösung. Abklingzeit des Szintillators und Time-Jitter des Photomultipliers wurden für die gewählten Komponenten den Katalogen der Hersteller entnommen (vgl. Anhang A.1, A.2). Fast über den gesamten Variationsbereich der Luftschichtdicke b nimmt die Zahl der insgesamt nachgewiesenen Photoelektronen zu, verbunden mit einer kontinuierlichen Verbesserung der Zeitauflösung: Eine große Breite der Luftschicht zwischen 12 und 15 cm erscheint günstig. Ebenso verhält sich die Zahl der im ungünstigsten Fall durch den "drittbesten" Photosensor nachgewiesenen Photoelektronen, wie Bild 2.14 zeigt; erst oberhalb einer Luftschicht von 5 cm wird im Mittel mehr als ein Photoelektron nachgewiesen. Gleichzeitig nimmt allerdings der Anteil der drei "günstigsten" Röhren an der Signalsumme aller Photomultiplier ab.
Die oben genannten, offensichtlich gegenläufigen Kriterien werden von der

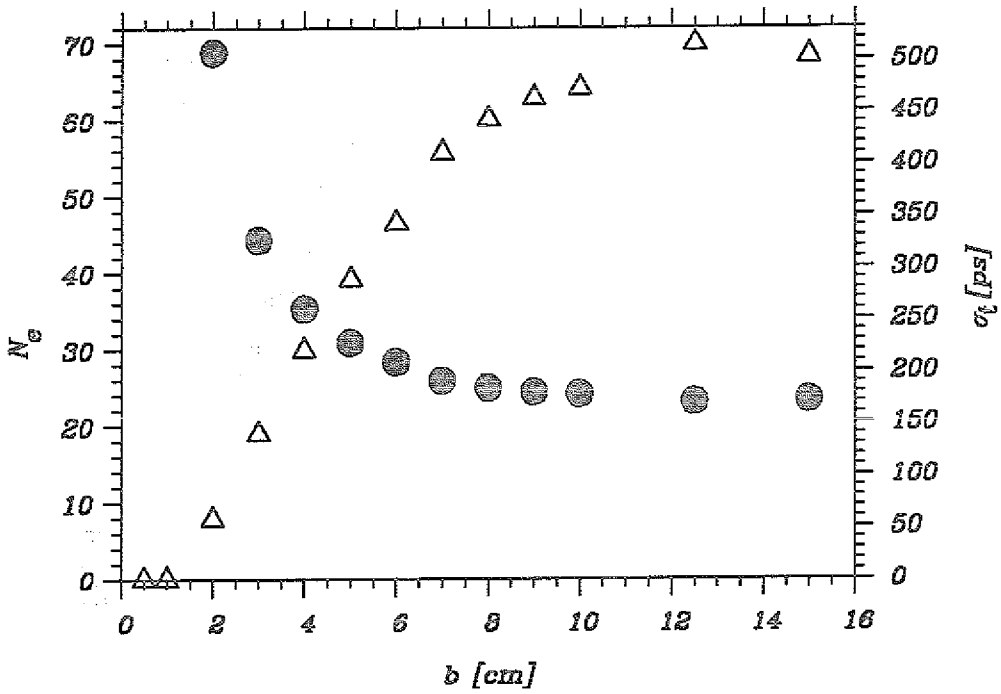


Abbildung 2.13: Ausbaustufe 1: Insgesamt nachgewiesene Photoelektronenzahl (△) und resultierende Zeitauflösung (●) als Funktion der Breite der Luftschicht zwischen Szintillator (5 cm) und PM-Matrix

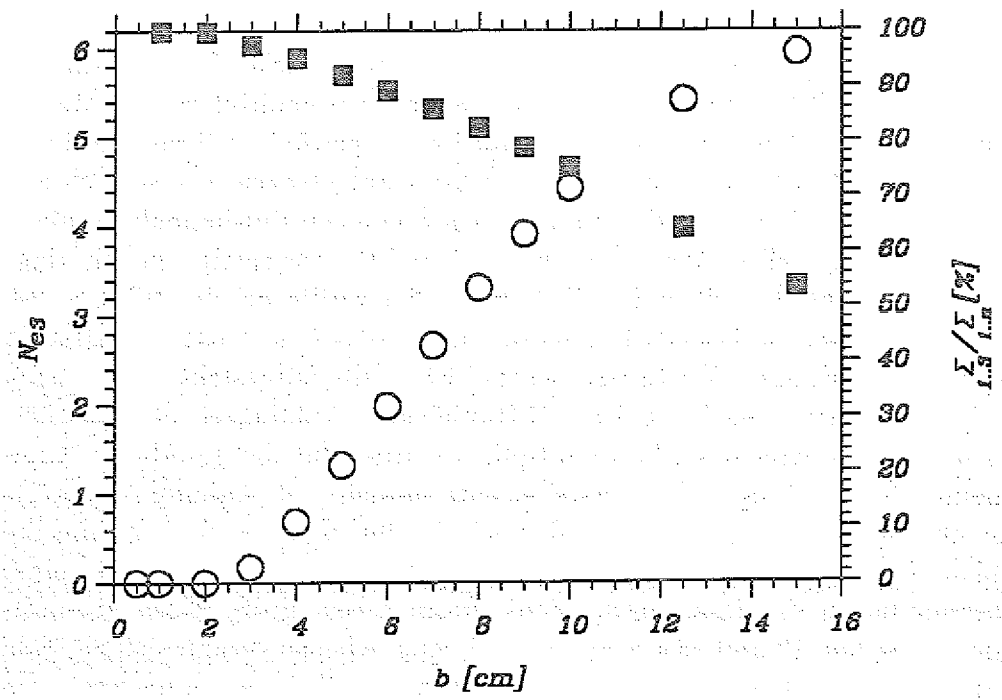


Abbildung 2.14: Ausbaustufe 1: Photoelektronenzahl in "drittbestem" PM (○) und Anteil der drei Photomultiplier mit höchstem Signal an der Pulshöhensumme (■) als Funktion der Breite der Luftschicht zwischen Szintillator (5 cm) und PM-Matrix

Darstellung in Bild 2.15 zusammengefaßt, die (wiederum bei ungünstigstem Eindringort des minimal ionisierenden Protons) die Anzahl der durch drei Photomultiplier nachgewiesenen Photoelektronen als Funktion der Breite der Luftschicht zeigt.

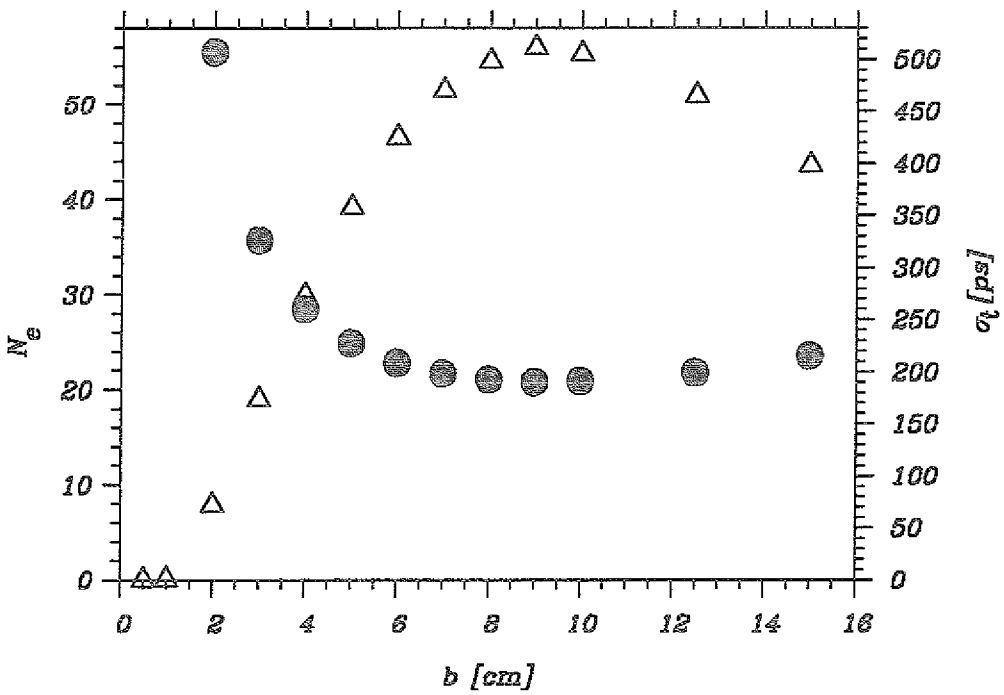


Abbildung 2.15: Ausbaustufe 1: Nachgewiesene Photoelektronenzahl der drei "günstigsten" Photomultiplier (△) und resultierende Zeitauflösung (●) als Funktion der Breite der Luftschicht zwischen Szintillator (5 cm) und PM-Matrix

Man erhält ein Maximum der Photoelektronenzahl bei einem Abstand von 9 cm zwischen Szintillatorblock und Photokathoden-Ebene, die resultierende Zeitauflösung durchläuft bei diesem Abstand ein breites Minimum. Damit ist für Ausbaustufe 1 bei einer Szintillatordicke von 5 cm die optimale geometrische Konfiguration des Detektors gefunden: Von drei Photomultipliern werden etwa 55 Photoelektronen ($\approx$ 79 % der gesamten Signalsumme) im ungünstigsten Fall — bei einem Eindringort des Teilchens in den Szintillator über dem Schwerpunkt des gleichseitigen Dreiecks von Bild 2.12 — nachgewiesen, die theoretische Zeitauflösung des Detektors beträgt bei Auswertung dreier Röhren etwa 180 ps. Dringt das nachzuweisende Teilchen zentral über einem Photosensor in den Szintillator ein, so liegt bezüglich der Auswertung dreier Photomultiplier der günstigste Fall vor: Die theoretische Zeitauflösung reduziert sich auf etwa 145 ps bei 85 nachgewiesenen Photoelektronen.
Das Signal des drittbesten Photosensors wird zugleich minimal, man erhält bei der gewählten Konfiguration im statistischen Mittel noch etwa 4 nachge-

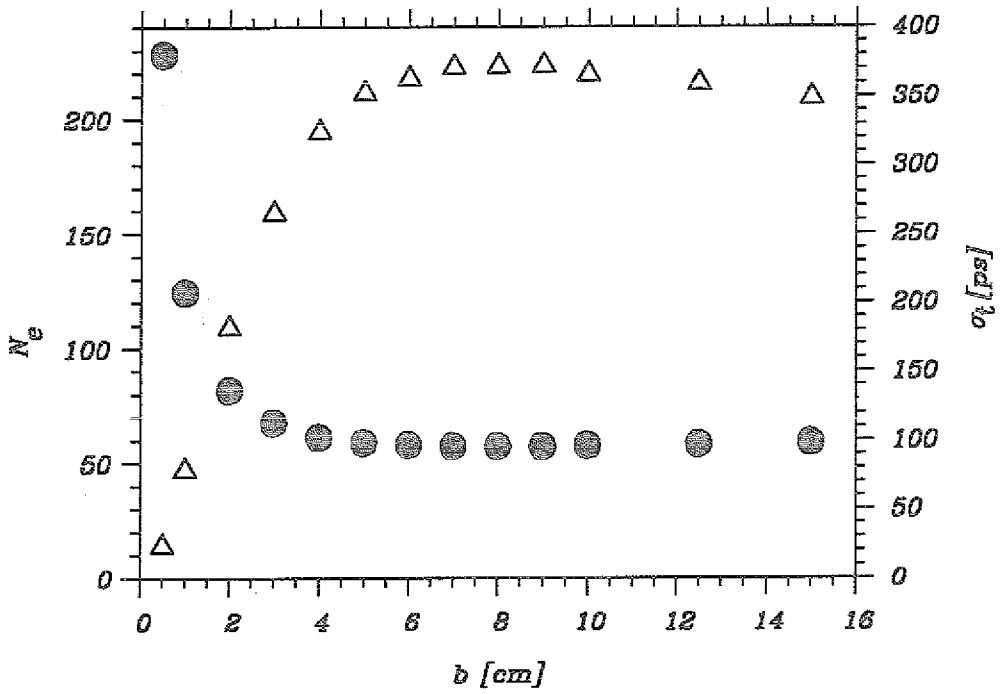


Abbildung 2.16: Ausbaustufe 2: Insgesamt nachgewiesene Photoelektronenzahl (△) und resultierende Zeitauflösung (●) als Funktion des Abstandes zwischen Szintillator (5 cm) und PM-Matrix

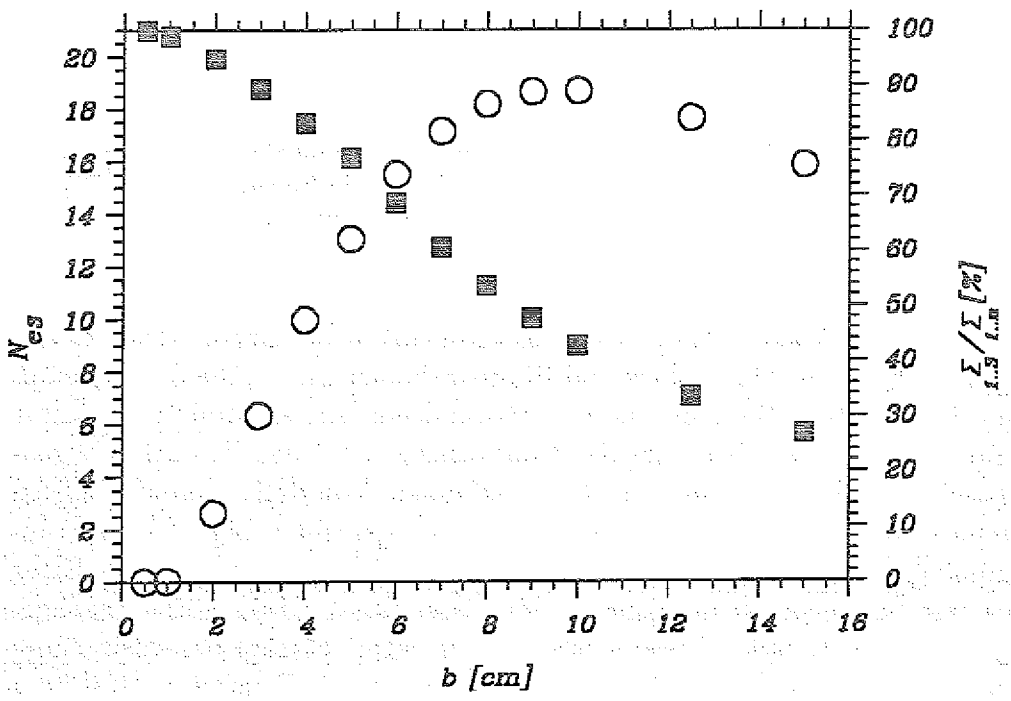


Abbildung 2.17: Ausbaustufe 2: Photoelektronenzahl in "drittbestem" PM (○) und Anteil der drei Photomultiplier mit höchstem Signal an der Pulshöhensumme (■) als Funktion des Abstandes zwischen Szintillator (5 cm) und PM-Matrix

wiesene Photoelektronen. Bei einem Eindringort oberhalb des Schwerpunktes des gleichseitigen Dreiecks erhöht sich diese Zahl auf etwa 18 Photoelektronen. Der Einfluß des Abstandes zwischen Szintillator und Ebene der Photokathoden bei Ausbau des Detektors gemäß Stufe 2 ist entsprechend in den Bildern 2.16–2.18 gezeigt.

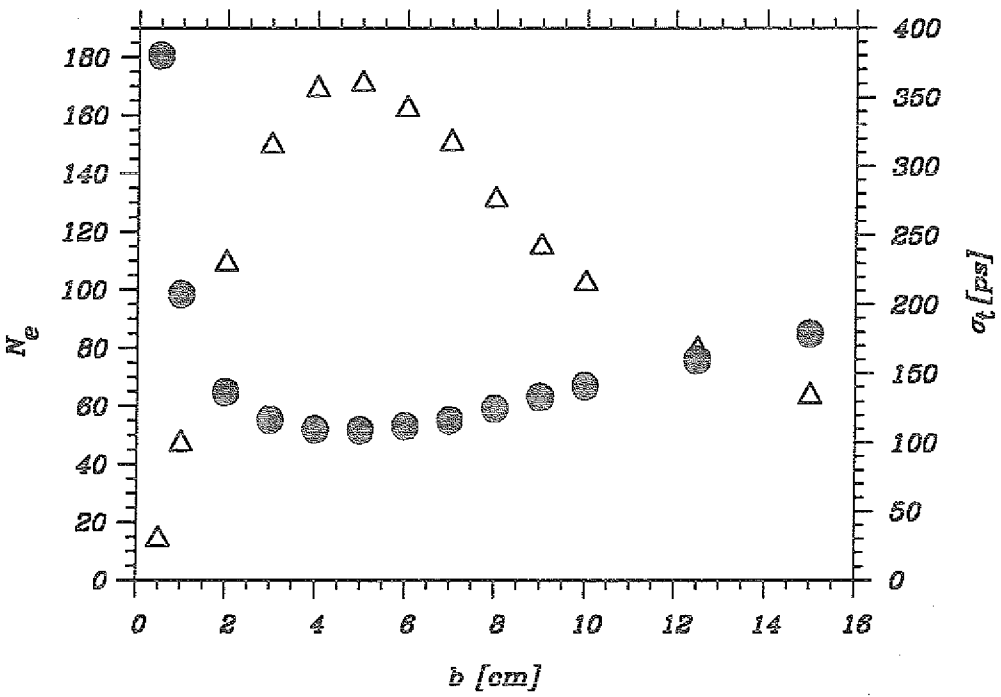


Abbildung 2.18: Ausbaustufe 2: Nachgewiesene Photoelektronenzahl der drei "günstigsten" Photomultiplier (△) und resultierende Zeitauflösung (●) als Funktion des Abstandes zwischen Szintillator (5 cm) und PM-Matrix

Bedingt durch die starke Aufweitung des Lichtkegels infolge der Brechung an der Grenzfläche des Szintillators zur Luftschicht durchläuft die Zahl der insgesamt nachgewiesenen Photoelektronen deutlicher als bei Ausbaustufe 1 ein Maximum bei Abständen von 6 – 10 cm zwischen Szintillator und PM-Ebene (Bild 2.16). Auch die Photoelektronenzahl im drittbesten PM (Bild 2.17) weist ein solches Maximum bei Abständen zwischen 9 und 10 cm auf.
Die Summe der Signale dreier Photosensoren liefert wiederum die optimale Breite der Luftschicht (4–5 cm, vgl. Bild 2.18). Zwecks einer engeren Begrenzung des Lichtkegels wurde für Ausbaustufe 2 des Detektors ein Abstand von 4 cm gewählt (Anteil dreier Röhren an Signalsumme $\geq$ 83 %). Im ungünstigsten Fall werden etwa 170 Photoelektronen durch drei Photomultiplier nachgewiesen, entsprechend einer berechneten Zeitauflösung von 110 ps. Für den günstigsten Eindringort — zentral oberhalb eines Photosensors — verbessert sich die Zeitauflösung auf 80 ps entsprechend 290 Photoelektronen.

Einfluß der Szintillatordicke

Der Einfluß einer Vergrößerung der Szintillatordicke auf den Verlauf der Pulshöhenfunktion wurde in Abschnitt 2.4 qualitativ untersucht: Die Pulshöhenfunktion weist einen mit der Dicke des Szintillators abnehmenden Gradienten auf.
Die Wirkung auf die absolute Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen zeigt Bild 2.19. Bei Auswertung dreier Photomultiplier ist (wieder für ungünstigsten Eindringort und minimal ionisierende Protonen) die Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen als Funktion der Breite der Luftschicht für unterschiedliche Szintillatordicken in der zweiten Ausbaustufe des Detektors dargestellt.

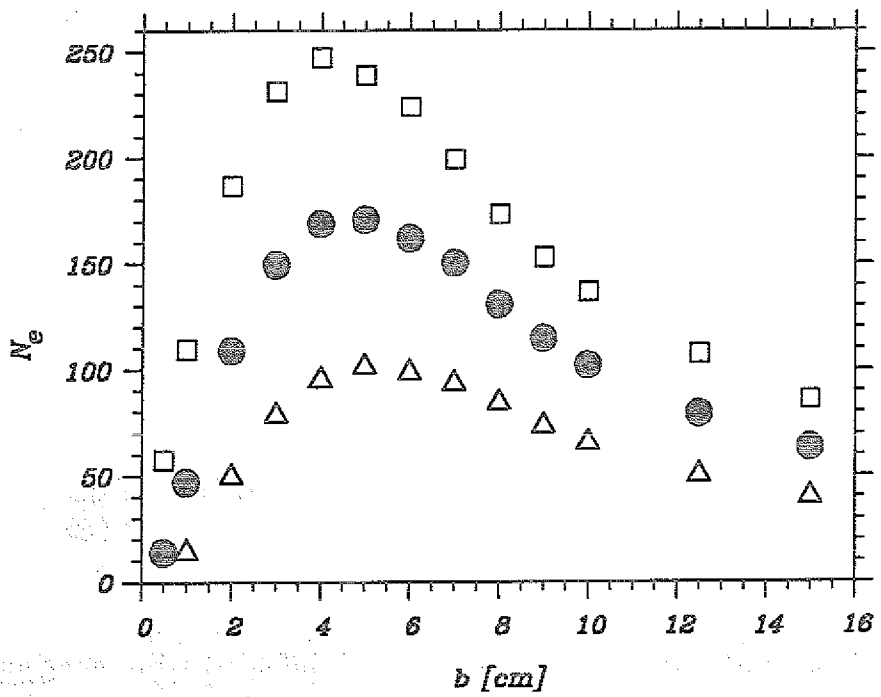


Abbildung 2.19: Nachgewiesene Photoelektronenzahl der drei "günstigsten" Photomultiplier in Ausbaustufe 2 als Funktion des Abstandes zwischen Szintillator und PM-Matrix für Szintillatordicken von 3 cm (△), 5 cm (●) und 7 cm (□)

Abgesehen von der notwendigerweise mit wachsender Szintillatordicke zunehmenden absoluten Photoelektronenzahl zeigt sich ein fast identischer Verlauf der dargestellten Funktionen: Die Lage des Maximums der Photoelektronenzahl bleibt nahezu unverändert, man beobachtet lediglich eine geringfügige Verschiebung zu kleineren Abständen zwischen Szintillatorblock und PM-Matrix bei zunehmender Dicke des Szintillators. Eine solche Verschiebung ist anhand der qualitativen Bemerkungen in Abschnitt 2.4 zu verstehen:

Das infolge der Vergrößerung der Szintillatorschicht zusätzlich entstehende Szintillationslicht erfährt eine weitere Aufweitung beim Durchlaufen des ursprünglichen Szintillatormaterials. Mit wachsendem Abstand zwischen Szintillator und PM-Matrix wird dieses Licht zunächst derart aufgeweitet, daß es dem Signal der drei zentralen Photosensoren zugute kommt: Der Abstand der in Bild 2.19 dargestellten Kurven nimmt zu. Mit größer werdender Breite der Luftschicht wächst auch die Aufweitung des zusätzlichen Lichtes; dieses wird zunehmend auf eine große Fläche der PM-Matrix verteilt und verstärkt schließlich in immer geringerem Maße das Signal der zentralen Röhren. Als Konsequenz nimmt der Abstand der Kurven bei großen Luftschichtdicken wieder ab. Eine optimale Aufweitung für die drei zentralen Photomultiplier wird für Licht aus weiter von der PM-Matrix entfernten Szintillatorschichten bei geringeren Luftschichtdicken erreicht: Das Maximum der von diesen Photosensoren registrierten Photoelektronen verschiebt sich mit wachsender Szintillatordicke zu schmaleren Luftschichten.

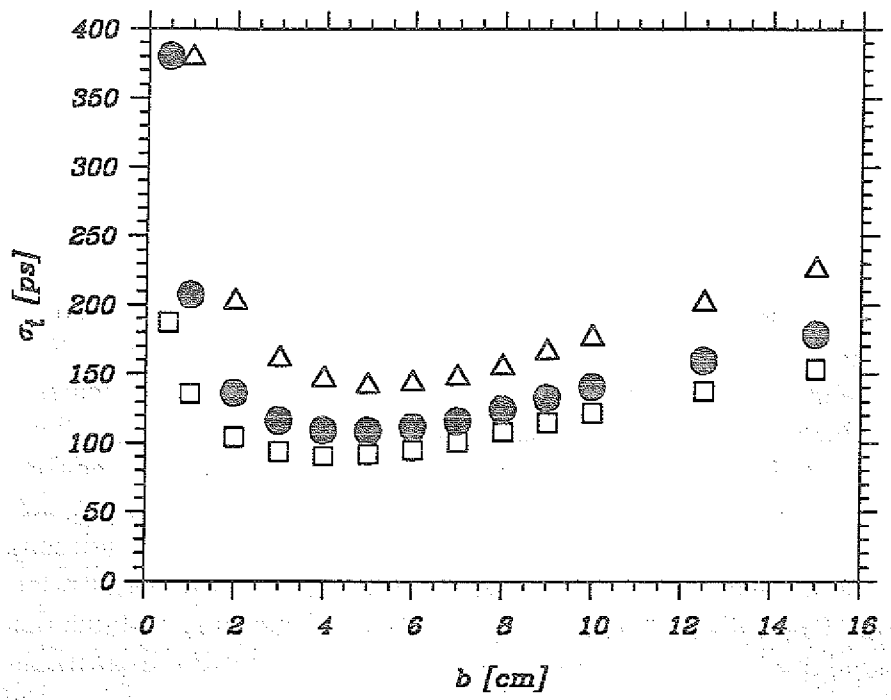


Abbildung 2.20: Resultierende Zeitauflösung bei Auswertung der drei zentralen Photomultiplier in Ausbaustufe 2 als Funktion des Abstandes zwischen Szintillator und PM-Matrix für Szintillatordicken von 3 cm (△), 5 cm (●) und 7 cm (□)

Bild 2.20 zeigt den aus Bild 2.19 folgenden Verlauf der erreichbaren Zeitauflösung mit der Breite der Luftschicht für unterschiedliche Szintillatordicken. Für die endgültige Wahl der bisher betrachteten Szintillatordicke von 5 cm waren zwei Argumente entscheidend:

Zum einen zeigt Bild 2.20, daß sich eine Vergrößerung der Szintillatordicke von 5 cm auf 7 cm im Vergleich zu einer entsprechenden Vergrößerung von 3 cm auf 5 cm deutlich geringer auf die zu erwartende Zeitauflösung auswirkt. Ursache ist einerseits die breitere Verteilung des zusätzlichen Szintillationslichtes auf die PM-Matrix. Wie der Vergleich der Bilder 2.19 und 2.20 zeigt, verbessert andererseits eine absolute Erhöhung der Photoelektronenzahl nicht in gleichem Maße die Zeitauflösung, da letztere mit $1 / \sqrt{N_e}$ (vgl. Gl. 2.3) skaliert. Zum anderen resultiert aus einer Änderung der Szintillatordicke von 5 cm auf 7 cm eine Verbesserung von etwa 18 % der Zeitauflösung in einem Bereich von $\sigma_{stop} \approx 100$ ps. In diesem Bereich wird die für den Einsatz des Detektors im Experiment E5 relevante Flugzeitauflösung σ_{tof} aber durch die Zeitauflösung des Startdetektors σ_{start} bestimmt, wie in Abschnitt 1.2 beschrieben: Eine um 18 % verbesserte Zeitauflösung der Szintillatorwand führt bei einer Zeitauflösung $\sigma_{start} \approx 160$ ps des Startszintillators S1 zu einer Verbesserung von ≤ 5 % der resultierenden Flugzeitauflösung, die damit über eine solche Vergrößerung der Szintillatordicke — verbunden mit einer linearen Erhöhung der Kosten — kaum positiv zu beeinflussen ist.

Einsatz einer Plexiglasplatte

Eine Variante des hier vorgestellten Detektorkonzeptes besteht im Einsatz einer Plexiglasplatte [HEY91]. Der Aufbau wird insofern modifiziert, daß sich (aus der Sicht eines eindringenden geladenen Teilchens) eine schmale Luftschicht (zwecks Eingrenzung des aus dem Szintillator austretenden Lichtkegels vermöge der Totalreflexion) an den Szintillatorblock anschließt, darauf folgend die mehrere Zentimeter dicke Plexiglasplatte und schließlich eine weitere Luftschicht zur Aufweitung des Lichtkegels unmittelbar vor der PM-Matrix. Die durch den Plexiglasblock (Brechungsindex $n_{plexi} = 1.49$) bewirkte geringe Aufweitung des Lichtkegels über eine weite Lichtlaufstrecke läßt sich äquivalent durch eine Luftschicht geringer Dicke erzielen. Eine Änderung des Detektorverhaltens durch den Plexiglasblock besteht darin, die Entfernung zwischen Orten der Lichterzeugung entlang der Teilchenspur durch den Szintillator und der PM-Matrix zu vergrößern. Damit werden die Auswirkungen von Schwankungen in der Lichtproduktion entlang der Teilchenspur auf die von allen Photosensoren registrierte Pulshöhensumme verringert. Unter diesem Gesichtspunkt erweist sich der Einsatz eines Plexiglasblocks als vorteilhaft für die Energieauflösung des Detektors. Von Bedeutung kann dieses modifizierte Detektorkonzept für Anwendungen sein, bei denen zum einen typische Energien der nachzuweisenden Teilchen derart niedrig sind, daß die im Szintillationsmaterial deponierte Energie entlang der Teilchenbahn stark schwankt, zum anderen aber eine Homogenität der Pulshöhensumme unabhängig vom Eindringort des Teilchens gefordert wird, etwa zwecks einer "Online"-Teilchenidentifikation aus Flugzeit- und Energiemessung [HEY91].

Die Energien der Protonen im Ausgangskanal der im Experiment E5 zu untersuchenden Reaktionen liegen typischerweise in einem Bereich um 1 GeV/c^2, der Energieverlust in einem Szintillator einer Dicke von etwa 5 cm beträgt nur einige Prozent der Teilchenenergie. Folglich kann in guter Näherung von einem konstanten Energieverlust längs der Teilchenspur im Szintillator gesprochen werden, der Einsatz einer Plexiglasplatte erschien nicht notwendig. Eine Konstanz der Pulshöhensumme unabhängig vom Eindringort — wie sie auch ohne zusätzlichen Plexiglasblock erreichbar ist — sollte prinzipiell eine bessere Energieauflösung des Detektors zulassen, da die Energiebestimmung unabhängig von der Rekonstruktion des Eindringortes und damit von der Ortsauflösung wird. Wie aber anhand der in Abschnitt 2.4 diskutierten Pulshöhenfunktion zu verstehen, ist eine Konstanz der Pulshöhensumme über den Detektor zwangsläufig mit einem kleineren Gradienten der Pulshöhenfunktion verbunden: Eine konstante Pulshöhensumme verschlechtert zugleich Ortsauflösung und Auflösungsmöglichkeit von Doppeltreffern und wurde daher bei der Dimensionierung des Detektors nicht gefordert.

Zusammenfassung

Nach Quantifizierung der für den Einsatz am Experiment E5 geforderten Eigenschaften konnte mittels der Monte-Carlo-Simulation die für diese Anwendung günstigste geometrische Konfiguration des Detektors bestimmt werden. Tabelle 2.1 zeigt neben den geometrischen Parametern mit der Simulation berechnete Nachweiseigenschaften des Detektors für minimal ionisierende Teilchen.

	Stufe 1	**Stufe 2**
Abmessungen Szintillator	$220 \times 100 \times 5\,\mathrm{cm}^3$	
Breite Luftschicht	9 cm	4 cm
Anzahl Photomultiplier	81	219
Anzahl nachgewiesener Photoelektronen [16]	$\approx 55 - 85$	$\approx 170 - 290$
resultierende Zeitauflösung [16]	$\approx 145 - 180$ ps	$\approx 80 - 110$ ps
Anteil dreier PM an Pulshöhensumme [16]	$\approx 79 - 83$ %	$\approx 83 - 88$ %

Tabelle 2.1: Charakteristische Daten des Detektors für beide Ausbaustufen

[16] Angegeben sind die je nach Eindringort in den Szintillator zu erwartenden günstigsten und ungünstigsten Werte bei Auswertung dreier Photomultiplier

Kapitel 3

Konstruktion des Testmoduls und Eichung

3.1 Konstruktion des Testmoduls

Zum Zeitpunkt der Konstruktion des Testmoduls erschien eine stufenweise Realisierung des Detektors in den vorgestellten Ausbaustufen wahrscheinlich. Daher wurde das Testmodul mit dem bei der LED-Messung bereits

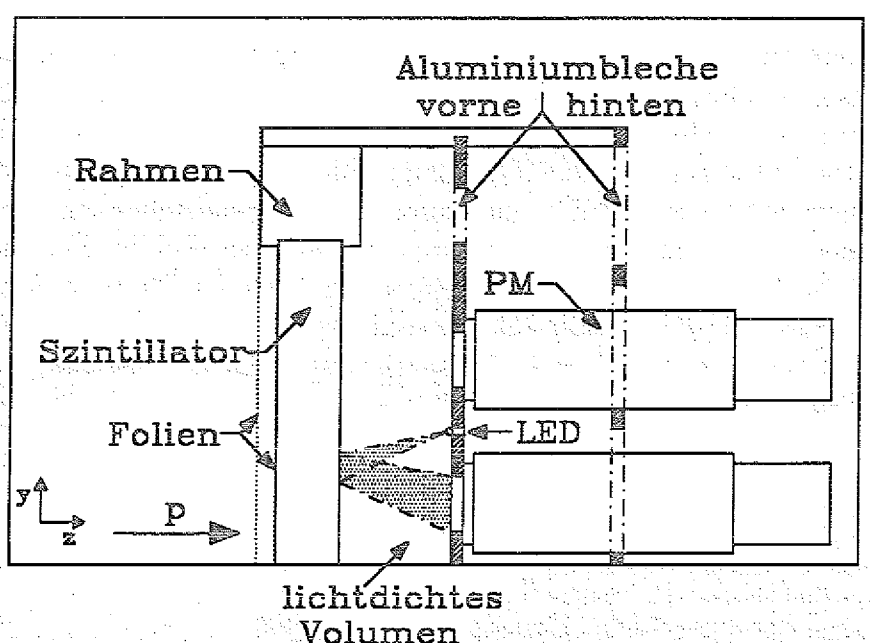


Abbildung 3.1: Schnittbild des Testmoduls

verwendeten Szintillatorblock [1] der Abmessungen $40 \times 30 \times 5\,\mathrm{cm}^3$ und der optimalen Breite der Luftschicht von 9 cm für Ausbaustufe 1, aber mit einer PM-Matrix [2] entsprechend Ausbaustufe 2 realisiert. Der gewählte Matrix-Ausschnitt für die Anordnung der Photosensoren ist in Bild 2.2 angedeutet. Wie in Abschnitt 2.4 erläutert, wurden die Kantenflächen des Szintillators schwarz gestrichen [3]. Vor dem Streichen wurden die Flächen leicht aufgerauht, so daß die Farbe geringfügig in die Oberfläche des Szintillators eindringen konnte. Dadurch wurde die Haftung der Farbe auf der sonst sehr glatten Oberfläche sowie ihre absorbierende Wirkung verbessert.
Der Szintillator wird in einer Nut entsprechender Breite in einem Aluminiumrahmen gelagert (s. Bild 3.1). Zur Erzeugung eines lichtdichten Volumens zwischen Szintillator und der Ebene der Photokathoden wurde die Vorderseite des Szintillators (aus der Sicht eines eindringenden Teilchens) mit zwei Schichten lichtdichter, auf den Kantenflächen fixierter Folie (Makrofol KL3-1009 der Fa. Bayer, 15 μm stark) bedeckt. Eine weitere, 250 μm starke Folie (Cobex) ist auf dem Szintillatorrahmen angebracht, um lichtundichte Stellen zwischen Szintillator und Nut auszuschließen.
Wie bei der LED-Messung wurden zylinderförmige, 7 cm lange Plexiglas-Lichtleiterstutzen eines Durchmessers $\varnothing = 4\,\mathrm{cm}$ mit Silikonöl [4] optisch an die Photokathoden der verwendeten Röhren angekoppelt.
Zwei 1 cm dicke Aluminiumplatten sorgen für die mechanische Halterung der Röhren, weitere Boden- und Seitenplatten schließen das Detektorvolumen nach außen ab. Zur Vermeidung von Reflexionen wurden alle im Innenraum des Detektors freiliegenden Aluminiumflächen schwarz gestrichen, Grenzen zwischen verschiedenen Bauteilen wurden mit schwarzem Silikon [5] abgedichtet.
Die vordere Platte zur Photomultiplier-Halterung ist mit Löchern in der Größe des Durchmessers der Lichtleiterstutzen versehen; die Stutzen schließen bündig mit der Vorderseite der Platte ab. Die Löcher in der hinteren Aluminiumplatte sind so gewählt, daß die Eisenzylinder der Röhren im unteren Teil aufliegen. Damit ist eine stabile Lagerung der Photomultiplier gegeben, ohne daß mechanische Spannungen am Lichtleiterstutzen und der Verbindung zur Photokathode auftreten. Durch den in der hinteren Platte verbleibenden Raum können die Röhren auf der vorderen Platte verschraubt werden. Eine Demontage defekter Röhren ist so ebenfalls möglich. Gleiches gilt für die Anbringung von Leuchtdioden, die zur Überwachung der Verstärkung der Photomultiplier eingesetzt werden.

[1] Nuclear Enterprises NE 102A, vgl. Anhang A.1
[2] Thorn Emi 9954B, vgl. Anhang A.2
[3] Aachener Chemische Werke, Schutzlack schwarz VP5406
[4] Serva Siliconöl DC-200
[5] Dow Corning 7091 Silicone

3.2 Eichung des Detektors

Relative Eichung von Testmodul und Detektor

Über längere Betriebszeiten beeinflussen hohe Ströme im Bereich der letzten Dynodenstufen der Photomultiplier deren Sekundärelektronenemission. Damit kommt es zu einer Drift der PM-Empfindlichkeit mit der Betriebsdauer der Röhre. Auch Änderungen äußerer Bedingungen (Umgebungstemperatur, elektromagnetische Felder) bewirken eine Variation in der Verstärkung der Photosensoren. Aussagen über Energie und Eindringort des geladenen Teilchens erfordern aber eine Kenntnis der Verstärkung der verwendeten Photomultiplier. Daher ist es nach einer absoluten Eichung des Detektors notwendig, Änderungen der Verstärkung entweder "online" durch Nachfahren der angelegten Hochspannung auszugleichen oder — wie für den Einsatz des Detektors im Experiment E5 vorgesehen — "offline" zu korrigieren.
Eine einfache Möglichkeit der Überwachung der PM-Verstärkung bieten von Leuchtdioden abgegebene Lichtpulse. Das Prinzip ist in Bild 3.1 ersichtlich: Die LED's sind an der vorderen Aluminiumplatte zur PM-Halterung angebracht. Ein Teil des abgestrahlten Lichtes wird am Szintillatorblock reflektiert und gelangt so zu den Photosensoren. Eine Änderung der Verstärkung eines Photomultipliers bewirkt eine Verschiebung der Peak-Position im aufgezeichneten ADC-Spektrum.
Probleme ergaben sich zunächst bei der Anbringung der Leuchtdioden: Es mußte sowohl die Lichtdichtigkeit des Detektorvolumens zwischen Szintillator und vorderer Aluminiumplatte als auch eine gute Abschirmung der LED-Anschlußpins gewährleistet sein. Ohne eine solche Abschirmung wurden in Labortests bei an einer (abgedunkelten) LED anliegenden Pulsen deutliche Störsignale am Signalausgang nahegelegener Photomultiplier beobachtet.
Zur Lösung beider Probleme wird eine, zur Durchführung zweier abgeschirmter Kabel genügend dicke Schraube (hier M8) längs ihrer Achse durchbohrt. Die LED wird vorne auf der Schraube verklebt, die abgeschirmten Kabel, deren Innenleiter mit den Anschlußpins der LED verlötet wurden, werden am Schraubenkopf ausgeführt. Nachdem die Massen der Kabel auf dem Schraubenkopf aufgelötet sind, wird das Loch in der Schraube noch mit schwarzem Silikon ausgespritzt (s. Bild 3.2). Beim Zusammenbau des Detektors werden die Schrauben mit LED in dafür vorgesehene Gewinde in der vorderen Aluminiumplatte eingedreht. Eventuell defekte Dioden können so problemlos ausgetauscht werden, ohne den Detektor demontieren zu müssen.
Mittels dieser Art der Abschirmung konnten die nur bei an der LED anliegendem Puls auftretenden Störsignale im Vergleich zum abschirmungsfreien Anschluß der Leuchtdioden um mehr als eine Größenordnung reduziert werden. Die Amplitude der Störsignale lag mit etwa 3 mV deutlich unter dem bei $\approx$ 20 mV eingestellten Einzelelektronen-Peak und im Promille-Bereich

der Ausgangsamplituden von einigen Volt bei nicht abgedunkelter LED.
Eine deutliche Zunahme dieser Störsignale wurde, bedingt durch Erdschleifen, bei unmittelbarem Kontakt der Massen von LED-Pulsung und Photomultiplier festgestellt. Ein solcher direkter Kontakt kann vermieden werden, wenn man den unteren Teil der Löcher in der hinteren Aluminiumplatte, auf dem der Eisenmantel der Röhren aufliegt, einfach mit isolierendem Klebeband versieht.

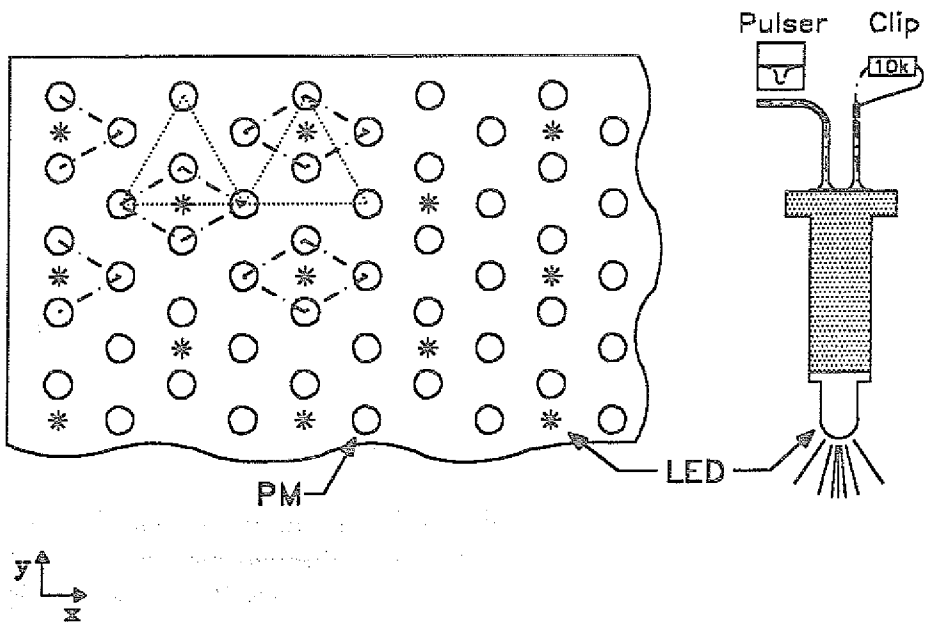


Abbildung 3.2: Positionen von LED's (✳) und Photomultipliern (○) auf vorderer Aluminiumplatte für Ausbaustufe 2 des Detektors. Rechts: Schematische Darstellung einer zur Überwachung der PM-Verstärkung vorbereiteten LED

Für Testmodul und Detektor werden, wie in Abschnitt 2.5 erwähnt, Lumineszenzdioden des Typs L 53 SRC/E der Firma Kingbright eingesetzt. Während der im nächsten Kapitel beschriebenen Testmessung wurden die LED's nach dem dort beschriebenen Prinzip (s. Seite 23) betrieben.
Bild 3.2 zeigt einen Ausschnitt aus der PM-Matrix der zweiten Ausbaustufe des Detektors mit den vorgesehenen Positionen der Leuchtdioden. Die LED's besetzen jeweils den Mittelpunkt einer von vier Photomultipliern an den Eckpunkten gebildeten Raute (in Bild 3.2 gestrichelt dargestellt). Zur Verdeutlichung der geometrischen Verhältnisse sind die charakteristischen Dreiecke der Matrix-Anordnung noch einmal (punktiert) angedeutet. Eine Lumineszenzdiode "überwacht" also im wesentlichen die Verstärkung der vier nächstgelegenen Röhren. Von Bedeutung ist noch eine Überwachung

der Leuchtdioden selbst: Kommt es — etwa bedingt durch Alterung oder Temperatureinflüsse — zu einer Änderung der bei einem Lichtpuls emittierten Photonenzahl oder ihrer spektralen Verteilung, so scheint das Prinzip einer relativen Eichung hinfällig: Zwischen einer abgeschwächten Lichtemission der LED und einer geringeren Verstärkung eines einzelnen überwachten Photomultipliers kann nicht unterschieden werden. Dieser Problematik wird durch die gewählte LED-Anordnung in zweierlei Hinsicht Rechnung getragen: Zum einen werden von einer Leuchtdiode vier Röhren gleichzeitig überwacht, d.h. eine Änderung der LED-Intensität wird als identische "Verstärkungsänderung" in vier Röhren gleichzeitig registriert und kann damit als LED-Intensitätsänderung erkannt werden. Zum anderen ist das registrierte Signal der vier Photomultiplier einer Raute aufgrund eines von einer benachbarten LED ausgehenden Lichtpulses hoch genug, daß sich eine Änderung der PM-Verstärkung auch hierin abzeichnet [6].
Das System zur relativen Kalibration der Photomultiplier überwacht folglich gleichzeitig seine eigene Stabilität: Mittels einer Leuchtdiode werden i.w. vier umliegende Photomultiplier überwacht, diese vier Röhren zusammengenommen oder eine benachbarte Diode monitoren wiederum die Stabilität dieser LED. Bild 3.3 zeigt als Beispiel während der Testmessung aufgenommene ADC-Spektren bei LED-Betrieb zur Überwachung der Photomultiplier-Verstärkung.
In den deutlichen Signalen dokumentiert sich die Funktionsfähigkeit des Systems: Im oberen Teil des Bildes sind die ADC-Spektren (nach "Pedestal"-Korrektur, vgl. Abschnitt 4.2) für zwei Photomultiplier entsprechend den in den zu überwachenden "PM-Rauten" auftretenden Abständen zwischen Leuchtdiode und den Zentren der Photokathoden dargestellt. Der untere Teil des Bildes belegt die oben beschriebene "Selbstüberwachung" des Systems mit dem ADC-Spektrum eines Photosensors einer benachbarten Raute. Auch für die zweite Ausbaustufe des Detektors, d.h. bei einem größeren Winkel zwischen den Flächennormalen und der benötigten Ausbreitungsrichtung des LED-Lichtes (Abstand zwischen Szintillator und Leuchtdiode = 4 cm), konnten in Labortests ausreichende Pulshöhen registriert werden. Dem ungünstigen Einfluß der Abstrahlcharakteristik der Leuchtdiode wirkt in diesem Fall ein mit größeren Winkeln zunehmender Reflexionskoeffizient für die Reflexion des Lichtes an der Oberfläche des Szintillatorblocks entgegen.
Zur Aufzeichnung der Röhrenverstärkungen sind für die Szintillatorwand des Experimentes E5 insgesamt 54 Leuchtdioden vorgesehen, die nacheinander gepulst betrieben werden. Ein spezielles Pulsermodul zum automatischen Durchschalten der LED's wird z.Zt. entwickelt.

[6] Ein ausreichend hohes Signal infolge des abgestrahlten Lichtes einer benachbarten LED wird benötigt, da einige Photomultiplier am Rand der Matrix nicht in einer Raute um eine Leuchtdiode liegen; bei diesen Röhren ist eine Überwachung mittels der nächstgelegenen LED vorgesehen.

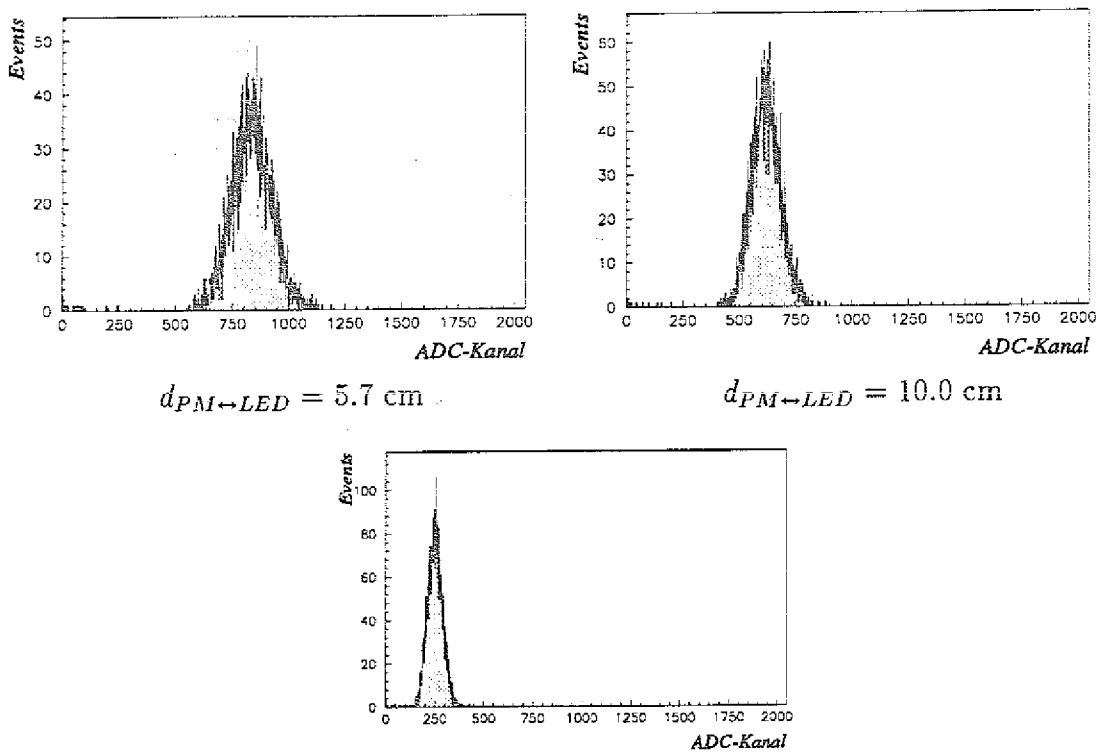


Abbildung 3.3: ADC-Spektren der LED-Überwachung

Absolute Eichung des Detektors

Zur absoluten Eichung des Detektors beim Einsatz im Experiment E5 soll die elastische pp-Streuung genutzt werden: Trifft ein gestreutes Proton die Szintillatorwand (s. Bild 1.1), so erfordert eine Eichmessung, auch das zweite Proton zu analysieren. Die Richtung des Rückstoßprotons ergibt sich aus der Zweikörper-Kinematik, wobei der Öffnungswinkel zwischen beiden Protonen bei etwa 90° liegt. Zu diesem Zweck ist in Strahlrichtung gesehen unmittelbar vor der E5 Vakuumkammer ein weiterer "Silizium-Pad"-Detektor (vgl. Abschnitt 1.1) vorgesehen. Für auf die Szintillatorwand gestreute Protonen deckt dieser "Monitor-Zähler" den gesamten korrespondierenden Raumwinkelbereich der Rückstoßprotonen ab.
Eine GEANT-Simulationsrechnung lieferte die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Treffer aus der elastischen pp-Streuung auf der Fläche der Szintillatorwand [ROO92]. Durch Multiplikation mit der zu erwartenden Luminosität L [7] und dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{pp,elast}$ der elastischen pp-Streuung

[7] $L = N\, f\, n_T\, dx$; dabei bezeichnet N die Zahl der im COSY-Ring gespeicherten und mit dem Target in Wechselwirkung tretenden Teilchen und f ihre Umlauffrequenz, das Produkt $n_T\, dx$ beschreibt die Flächendichte der Targetteilchen in der Wechselwirkungszone

bei dem betrachteten Strahlimpuls lassen sich absolute Reaktionsraten abschätzen. In einem Impulsbereich knapp oberhalb der Schwelle der Reaktion $p\,p \rightarrow p\,p\,\Phi$ (vgl. Tabelle 1.1) und damit nur wenig unterhalb des maximal an COSY zur Verfügung stehenden Impulses erhält man bei einer Luminosität $L \approx 10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ und einem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{pp,elast} = 15$ mb [PHR92] eine Zählrate von $\approx 0.8 - 2.3\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{min}^{-1}$ auf der Oberfläche der Szintillatorwand. Zu niedrigeren Strahlimpulsen wächst die Zählrate entsprechend dem Anstieg des Wirkungsquerschnitts.
In der Vorbereitungsphase des Experimentes ist geplant, bei enger räumlicher Anordnung des Startszintillators S1, des Driftkammersystems und der Szintillatorwand das Detektorsystem über Höhenstrahlung einzumessen. Eine zusätzliche Eichung der Szintillatorwand mittels eines β-Präparates für den Zeitraum bis zum Beginn des Experimentes wird zur Zeit diskutiert.

Kapitel 4

Test mit minimal ionisierenden Teilchen

Zur quantitativen Überprüfung des Detektorkonzeptes und der vorhergesagten Auflösungen wurde das Testmodul am Beschleuniger PS des CERN getestet.

4.1 Experimenteller Aufbau

Eigenschaften des Teststrahls

Am Target-Platz t11 stand ein impulsanalysierter Sekundärstrahl (Maximalimpuls $p_{max} = 3.5\,\mathrm{GeV/c}$) mit nicht getrennten Teilchensorten (hauptsächlich Protonen p und Pionen π^+) zur Verfügung, der an einem Produktionstarget aus primären am Beschleuniger PS extrahierten Protonen ($p_{prim} = 24\,\mathrm{GeV/c}$) generiert wurde [SIM88]. Für die Wahl eines Sekundärstrahlimpulses von 2 GeV/c (bei einer Impulsunschärfe $\Delta p/p \approx 1.9$ % nach [SIM88]) waren folgende Überlegungen entscheidend:

- Der Strahlimpuls sollte möglichst in den Impulsbereichen minimaler Ionisation für Protonen ($p_p^{min} \approx 3.49\,\mathrm{GeV/c}$) und Pionen ($p_{\pi^+}^{min} \approx 0.52\,\mathrm{GeV/c}$) liegen.

- Zur Trennung von Protonen und Pionen war eine Flugzeitmessung vorgesehen. Mit abnehmendem Strahlimpuls weist der Teststrahl allerdings einen exponentiell ansteigenden Anteil an Positronen auf. Diese entstehen hauptsächlich über Paarerzeugung $\gamma \rightarrow e^+e^-$ von γ-Quanten aus π^0-Zerfällen in der Nähe des Produktionstargets. Der spezifische Energieverlust $dE\,/\,dx$ für Positronen innerhalb des t11-Impulsbereiches wird von Bremsstrahlung als Energieverlustmechanismus dominiert. Daher waren Positronen- so gut als möglich von Protonen- und Pionen-Events abzusondern. Eine Trennung von Pionen ($\beta_{\pi^+} \approx 0.9976$)

und Positronen ($\beta_{e^+} \approx 0.9999$) war bedingt durch die maximale am Target-Platz zur Verfügung stehende Flugstrecke über eine Flugzeitmessung nicht möglich. Der Strahlimpuls wurde daher so hoch angesetzt, daß der e^+-Anteil klein im Vergleich zum π^+-Anteil des Teststrahls wurde.

Tabelle 4.1 zeigt für den gewählten Strahlimpuls die [SIM88] entnommenen relativen Anteile von Protonen und Pionen am Teststrahl sowie den mittleren Energieverlust im Szintillator des Testmoduls. Für den gewählten Strahlim-

	Anteil an Teststrahl [%]	**Energieverlust** [MeV]
π^+	69.8	11.12
p	20.1	10.77

Tabelle 4.1: Relative Anteile von Protonen und Pionen am Sekundärstrahl des Target-Platzes t11 sowie Energieverlust im Szintillator des Testmoduls (5 cm) bei $p_{beam} = 2$ GeV/c

puls ist ein Positronenanteil von 9.8 % angegeben. Der spezifische Energieverlust liegt (berechnet nach der Bethe-Bloch-Gleichung) bei einem Impuls von 2 GeV/c für Pionen um etwa 10 %, für Protonen um etwa 5.5 % oberhalb des Energieverlustes minimal ionisierender Teilchen.
In horizontaler wie in vertikaler Richtung konnte "offline" ein näherungsweise gaußförmiges Strahlprofil rekonstruiert werden. Der Strahl verlief im Bereich der Detektoranordnung bis zum Testmodul der Szintillatorwand (s. Bild 4.1) konvergent, die Ausdehnung in der Szintillatorebene des Testmoduls betrug horizontal 4.1 cm und vertikal 2.5 cm (FWHM). Der mittlere Winkel zwischen Teilchenbahnen und der Normalen auf der Szintillatoroberfläche wurde zu 1.2° rekonstruiert, es waren also in guter Näherung senkrechte Spuren durch den Szintillator gegeben.

Anordnung der Detektoren und Elektronik

Neben dem Testmodul der Szintillatorwand wurden während der Strahlzeit weitere Detektorkomponenten getestet. Wie in Bild 4.1 gezeigt, war in Strahlrichtung vor dem Testmodul ein Element des Startszintillators S1 (vgl. Abschnitt 1.1, [MOS93]) angeordnet. Somit konnte die für das Experiment E5 vorgesehene Kombination von Start- und Stopdetektor der Flugzeitmessung eingesetzt werden (vgl. Abschnitt 4.4). Weiterhin wurde eine Komponente des "*Jülicher Quirls*" untersucht [THI93]. Das Segment dieses am IKP

der KFA entwickelten Szintillationsdetektors [EMP89, SEF90], der u.a. im JETSET-Experiment (PS 202) am CERN eingesetzt wird, bildete zusammen mit einem am Target-Platz vorhandenen Szintillator einer Querschnittsfläche von $4 \times 4\,\mathrm{cm}^2$ (i.f. als Startszintillator bezeichnet) den Trigger für die Datennahme (vgl. Bild 4.2). Zur Rekonstruktion der Trefferpositionen auf den verschiedenen getesteten Detektoren wurden am CERN vorhandene "Delay Wire Chambers" (DWC) eingesetzt [MAN85].

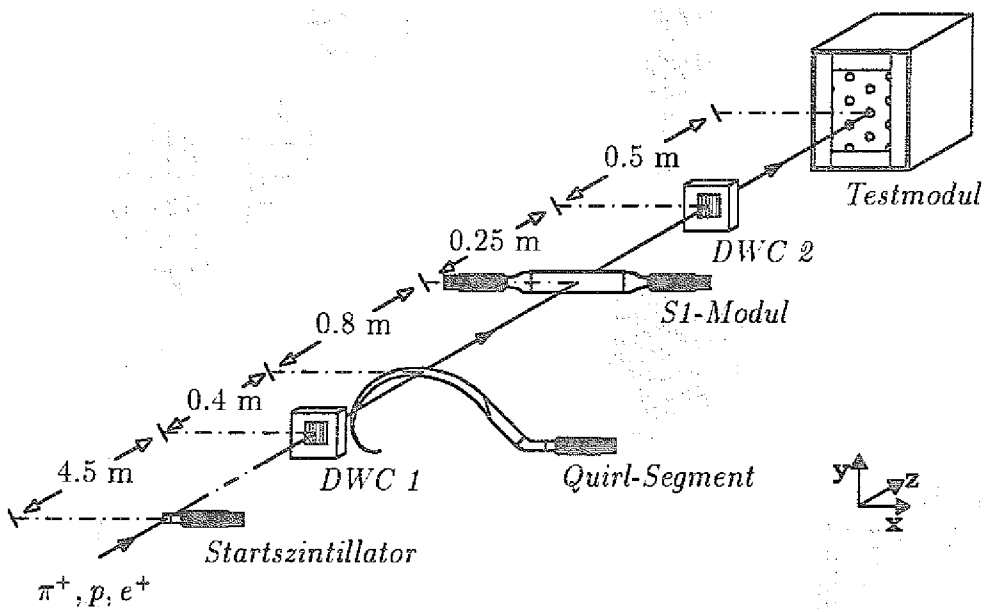


Abbildung 4.1: Anordnung der Detektoren bei der Testmessung am PS des CERN

Die Ausgangssignale der ausgelesenen Photomultiplier von Startszintillator, Quirl-Segment, S1-Modul und Testmodul der Szintillatorwand wurden zunächst an einer 50-Ω-Teilung in Äste zur Pulshöhen- und Zeitmessung aufgeteilt. Für die TDC-Messung wurde eine Kombination von TFC (Zeit-Ladungs-Konverter) [1] und ladungsintegrierendem FERA-ADC [2] (vgl. Abschnitte 2.5 und 4.2) im "*Common-Start*"-Modus betrieben. Individuelle Stopsignale lieferten die nach der Teilung zur Zeitmessung vorgesehenen Äste: Nach der Zeitdefinition durch einen Diskriminator [3] wurden dessen logische Ausgangssignale über ein logisches Delay [4] (zur Einstellung der relativen zeitlichen Lage zum Triggersignal) zum TFC-Modul gegeben. Die Zeitsignale

[1] FERET Time-to-Charge Converter LeCroy 4303
[2] Fast Encoding and Readout Charge ADC LeCroy 4300B
[3] Discriminator LeCroy 4413
[4] Octal logic delay Ortec DL 8010

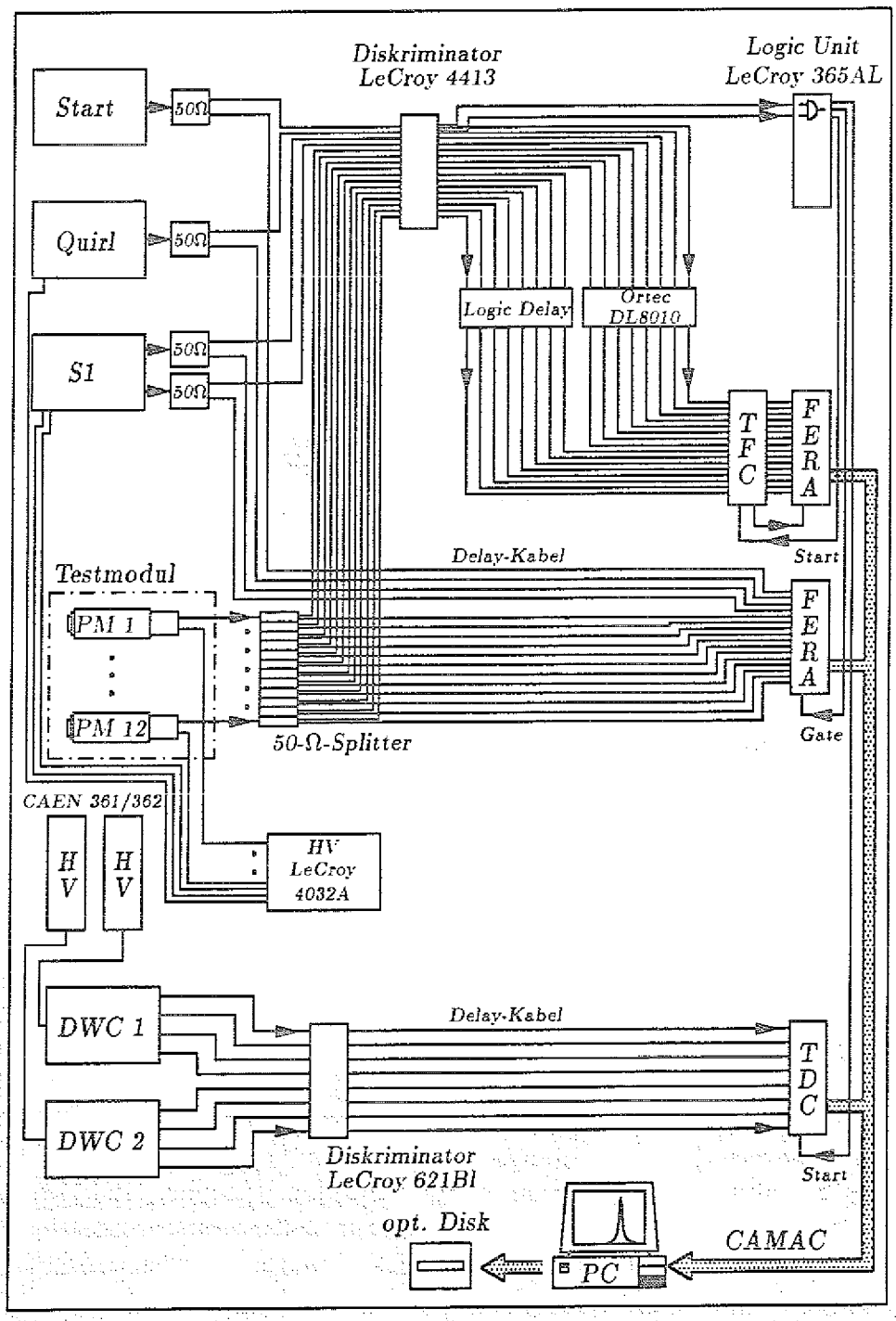


Abbildung 4.2: Prinzipschaltbild der Elektronik bei der Testmessung am PS des CERN

des Startszintillators und des Quirl-Segmentes wurden ausgehend von einem parallelen Ausgang des Diskriminators auf eine Koinzidenzeinheit [5] geführt. Im Falle koinzidenter Signale generierte dieses Modul das Startsignal für die Zeitmessung durch den TFC und öffnete das Gate für die ADC-Messung (300 ns). Zur Zeitnahme der Ausgangssignale der Proportionalkammern kam im Anschluß an einen Diskriminator [6] ein konventioneller TDC [7] zum Einsatz (ein Startsignal für den "*Common-Start*"-Modus wurde ebenfalls bei erfüllter Triggerbedingung von der Koinzidenzeinheit generiert). Zur Aufnahme der LED-Messungen für die Überwachung der Röhrenverstärkungen des Testmoduls wurde ein zu dem zum LED-Betrieb genutzten Pulsersignal (vgl. Abschnitt 2.5) paralleler Ausgang zur Koinzidenzeinheit geführt. Dort wurde für LED-Messungen Einfach-Koinzidenz verlangt, so daß aufgrund der relativ zu den Teilchenereignissen hohen Rate von 6.8 kHz fast ausschließlich durch die Leuchtdiode definierte Ereignisse aufgezeichnet wurden. Gleichfalls aufgezeichnete Teilchen-Ereignisse konnten "offline" durch die Bedingung, daß im Falle von LED-getriggerten Ereignissen keiner der übrigen Detektoren ein deutliches Signal registriert hat, abgetrennt werden. Die Steuerung der Messung erfolgte durch einen PC, nach Auslese über ein CAMAC-System wurden die Daten auf einer optischen Platte gespeichert.

Funktionsprinzip der Proportionalkammern

Von grundlegender Bedeutung für die Auswertung der genommenen Daten war die Positionsbestimmung der Teilchen auf den getesteten Detektoren durch die eingesetzten DWC's. Mittels einer Kammer ist eine zweidimensionale Ortsbestimmung eines einfallenden Teilchens möglich: Für jede Koordinatenrichtung ist zwischen zwei Kathodenebenen eine Anodenebene angeordnet. Die Drähte in Anoden- und Kathodenebene sind zueinander senkrecht orientiert. Ein einfallendes Teilchen erzeugt im Kammergas eine Ionisationsspur, die dabei erzeugten freien Elektronen driften zum nächstgelegenen Anodendraht, in dessen unmittelbarer Umgebung — wie bei herkömmlichen Vieldraht-Proportionalkammern — eine lawinenartige Verstärkung stattfindet. Bildladungen dieser Lawine werden auf den umliegenden Kathodendrähten induziert, die Größe dieser Bildladungen verhält sich umgekehrt proportional zum Abstand zwischen Eindringort und Kathodendraht.
Die Drähte der beiden Kathodenebenen sind mit einer gemeinsamen Delay-Leitung verbunden, die ein Delay von 5 ns zwischen den Signalen benachbarter Kathodendrähte erzeugt. Die Ladung auf einem einzelnen Kathodendraht fließt über die Delay-Leitung zu gleichen Teilen nach beiden Seiten ab. Die abfließende Ladung wird an beiden Enden der Delay-Leitung in Vorverstärkern

[5] Quad Majority Logic Unit LeCroy 365AL
[6] Discriminator LeCroy 621BI
[7] Time-to-Digital Converter LeCroy 2228A

integriert. Der Laufzeitunterschied Δt zwischen diesen Signalen stellt damit ein Maß für den Eindringort des geladenen Teilchens dar, dessen Position ergibt sich in einer Dimension linear aus

$$p = a + b\,\Delta t \tag{4.1}$$

Der Offset a beschreibt den Laufzeitunterschied der beiden Signale für einen Treffer im Zentrum der Kammer, der Parameter b (abhängig von Kammerparametern wie Gasgemisch, Hochspannung und Delay-Leitung) entspricht einer Steigung und gibt an, welche Änderung des Eintreffortes einer bestimmten gemessenen Zeitdifferenz zugrunde liegt.
Die Rekonstruktion der Eintrefforte geladener Teilchen erfordert eine Eichung der DWC, d.h. eine Bestimmung der Parameter a und b für jede Dimension. Kenndaten der Kammern sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

aktive Fläche	$100 \times 100\,\mathrm{mm}^2$	
Gasgemisch	$Ar + CO_2$ (1:1)	
typ. Ortsauflösung	≤ 0.2 mm	
Anoden- und Kathodendrähte	Anoden	Kathoden
Material	W(Au)	Cu + Be
Anzahl/Ebene	28	55
Durchmesser	20 μm	100 μm
Abstand	4 mm	2 mm
Potential	typ. +3 kV	0 V

Tabelle 4.2: Charakteristische Daten der verwendeten "Delay Wire Chamber" (DWC)

4.2 Vorbereitungen zur Datenanalyse

Geometrie der Detektoranordnung

Prinzipiell liefert jede der beiden eingesetzten Vieldrahtkammern eine zweidimensionale Ortsinformation in ihrer lokalen Ebene. Bei Kenntnis der absoluten Positionen dieser Ebenen lassen sich beide Punkte zu einer Teilchenspur kombinieren. Sind zusätzlich die absoluten Positionen der Ebenen der getesteten Detektoren — speziell diejenige des Testmoduls — bekannt, so lassen sich die Teilchenspuren zu diesen Detektoren verlängern: Die Schnittpunkte mit den Detektorebenen ergeben den lokalen Eintreffort des Teilchens.

Die absoluten Positionen der in Bild 4.1 dargestellten Detektoren wurden nach einem einfachen Verfahren bestimmt: Ein Punkt im dreidimensionalen Raum kann im Prinzip rekonstruiert werden, wenn von drei bekannten Punkten aus Abstände zu diesem Punkt gemessen werden [8]. Werden von mehr als drei bekannten Punkten $\vec{r}_i$ Abstände d_i zu einem zu rekonstruierenden Punkt $\vec{r}_0$ vermesssen, so ist das resultierende Gleichungssystem überbestimmt, es wird ein Fit möglich: Aus den Koordinaten des rekonstruierten Punktes $\vec{r}_0^{rek}$ lassen sich Abstände $d_i^{rek} = \left|\vec{r}_0^{rek} - \vec{r}_i\right|$ berechnen. Die Koordinaten des rekonstruierten Punktes $\vec{r}_0^{rek}$ werden so lange variiert, bis die Abweichung der berechneten Abstände d_i^{rek} von den gemessenen Abständen d_i minimal wird. Zur praktischen Durchführung einer solchen Minimierung wird eine Chi-Quadrat-Funktion gebildet:

$$\chi^2 = \frac{1}{n-3} \sum_{i=1}^{n} \frac{\left[d_i^{rek}\left(\vec{r}_0^{rek}, \vec{r}_i\right) - d_i\right]^2}{\sigma_i^2} \tag{4.2}$$

Dabei bezeichnet n ($n > 3$) die Zahl der von bekannten Punkten aus gemessenen Abstände, die Größe $(n-3)$ die Zahl der freien Parameter des Fits. Als Fehler σ_i wurde eine geschätzte Meßunsicherheit der Abstandsmessung von 0.5 mm angenommen.
Die Koordinaten des zu rekonstruierenden Punktes bilden somit die Parameter des Fits, ihre Werte im Minimum der Chi-Quadrat-Funktion ergeben den wahrscheinlichsten Ort des zu rekonstruierenden Punktes $\vec{r}_0^{rek}$. Zur Minimierung der Chi-Quadrat-Funktion wurde das MINUIT-Programmpaket der CERN Program Library benutzt [JAM92].
Gl. 4.2 beschreibt die Chi-Quadrat-Funktion zur Rekonstruktion eines einzelnen Punktes, läßt sich aber einfach durch Summation auf beliebig viele zu rekonstruierende Punkte ausdehnen. Das dargestellte Konzept wurde noch erweitert durch die Einführung von Ebenen: Eine (Detektor-)Ebene $\mathcal{E}^{rek}$ ist nach Rekonstruktion dreier nicht kollinearer Punkte $\vec{r}_{e_1 \ldots e_3}^{rek}$ definiert. Ist von weiteren rekonstruierten Punkten $\vec{r}_{e_4 \ldots e_m}^{rek}$ (etwa auf der Frontfläche des Testmoduls) bekannt, daß sie komplanar zu der durch die Punkte $\vec{r}_{e_1 \ldots e_3}^{rek}$ definierten Ebene $\mathcal{E}^{rek}$ sind, so läßt sich dem Fit eine Zwangsbedingung auferlegen, indem man die Ebene $\mathcal{E}^{rek}$ aus drei Punkten $\vec{r}_{e_1 \ldots e_3}^{rek}$ rekonstruiert und zusätzlich einen "Abstand" von 0 cm der übrigen Punkte von dieser Ebene in Gl. 4.2 durch Wahl eines theoretischen Fehlers $\sigma_i^{\mathcal{E}} \ll \sigma_i$ stark gewichtet.
Im Rahmen dieser Testmessung konnten 14 verschiedene Meßpunkte für das Testmodul aufgenommen werden (vgl. Bild 4.3). Dazu wurde das Testmodul

[8] Da es sich bei der Abstandsgleichung um eine quadratische Gleichung handelt, erhält man genau genommen zwei Lösungen für den zu rekonstruierenden Punkt. Die "falsche" Lösung läßt sich aber leicht verwerfen, wenn man sich grob die Anordnung der Detektoren und der vermessenen Punkte vergegenwärtigt oder wenn mehr als drei gemessene Abstände zur Verfügung stehen.

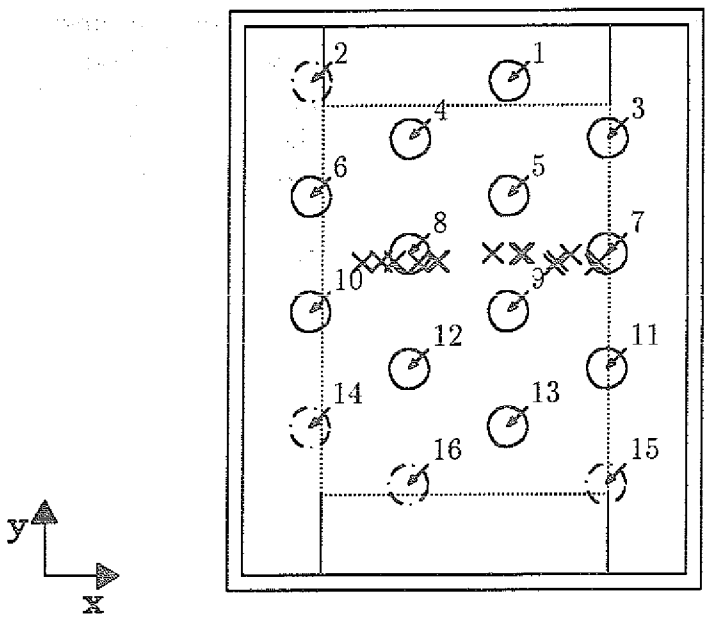


Abbildung 4.3: Projektion rekonstruierter Positionen des Schwerpunktes des Strahlflecks (×) auf die Matrix des Testmoduls (der Rand der Szintillatorfläche ist punktiert, bei der Testmessung nicht ausgelesene Photosensoren sind gestrichelt dargestellt)

zwischen zwei Messungen verschoben, nach jeder Positionsänderung wurde die Ebene der Frontfläche neu vermessen. Mit dem oben beschriebenen Verfahren wurde neben den Ebenen der Kammern, des Quirl-Segmentes und des S1-Moduls für jeden Meßpunkt die Ebene des Testmoduls rekonstruiert. Die Qualität dieses doch sehr zeitaufwendigen Verfahrens dokumentiert sich zum einen in einem in der in Gl. 4.2 angegebenen Normierung kleinen Wert der Chi-Quadrat-Funktion ($\chi^2 < 1$) sowie in den mittels des MINUIT-Programmpaketes bestimmten Unsicherheiten der Koordinaten rekonstruierter Punkte (≤ 0.8 mm).

Eichung von Testmodul und Kammern

Eine nach festgelegter Geometrie durchzuführende Rekonstruktion von Teilchenbahnen für aufgezeichnete Events und damit von Eindringorten der Teilchen auf der Szintillatoroberfläche des Testmoduls erfordert eine Eichung der Kammern, d.h. eine Bestimmung von insgesamt acht DWC-Parametern a_i und b_i ($i = 1 \ldots 4$ für 2×2 Ebenen, vgl. Gl. 4.1). Die Eichung der Kammern gestaltete sich insofern problematisch, als sie "offline" anhand der gewonnenen Daten vorgenommen werden mußte. Eine Kalibration "vor Ort" konnte

nicht durchgeführt werden, da die zu diesem Zweck vorhandenen Kalibrationseingänge der Kammern vermutlich aufgrund eines Defektes nicht angesteuert werden konnten.
Bild 4.3 zeigt die mit den Ergebnissen der DWC-Eichung rekonstruierten Schwerpunkte des Strahlquerschnitts auf der Szintillatoroberfläche in Projektion auf die PM-Matrix des Testmoduls. Der Detektor wurde vor der Messung so justiert, daß durch horizontale Verschiebung Meßpunkte entlang der Verbindungslinie zweier Photomultiplier aufgenommen werden konnten. Eine vertikale Variation der Meßpunkte war aus Zeitgründen bei der Testmessung nicht möglich. Die horizontale Position des Detektors wurde zu Beginn der Messung so lange variiert, bis für einen dieser beiden Photomultiplier ein Maximum des mittleren ADC-Eintrages erreicht war: So konnte sichergestellt werden, daß ein Photomultiplier während der Messung zentral getroffen wurde.
Startwerte für die Kammerparameter konnten aus den Daten des getesteten Quirl-Segmentes ermittelt werden [THI93]. Mit diesen Parametern wurde zunächst der mittlere ADC-Eintrag des zentral getroffenen Photosensors als Funktion der horizontalen und vertikalen Trefferposition auf dem Szintillator bestimmt [9]. Die Maxima der beiden Funktionen entsprechen folglich der Position des zentral getroffenen ("Referenz-")Photomultipliers. Als Grundlage der Eichung war somit ein Referenzpunkt auf der Szintillatoroberfläche ausgezeichnet: Im folgenden wurde verlangt, daß die zugehörigen Events diesen Referenz-PM zentral getroffen haben, d.h. für diese Events müssen (bei einer maximalen Abweichung von der Größe des Radius der Photokathode) die mit der DWC-Eichung rekonstruierten Eintrefforte auf der Szintillatoroberfläche mit der geometrisch bestimmten Position der Referenzröhre übereinstimmen. Mit dieser Bedingung wurden verbesserte Startwerte der Kammerparameter sowie die Pulshöhenfunktion des zentral getroffenen PM bestimmt. Eine weitere Überlegung führt unmittelbar zur grundlegenden Idee der Eichung: Nach einer Korrektur der unterschiedlichen PM-Verstärkungen müssen prinzipiell alle eingesetzten Photomultiplier eine identische Pulshöhenfunktion liefern. Die zeitliche Drift der Röhren wurde dazu nach erfolgter "Pedestal"-Korrektur [10] zunächst mittels der durchgeführten LED-Kalibrationsmessungen korrigiert (während der etwa 18-stündigen Testmessung wurden Verstärkungsschwankungen von bis zu ±6 % der einzelnen Photomultiplier registriert). Die endgültige Eichung der Kammern wurde dann in einem Fit gleichzeitig mit der Bestimmung der relativen Verstärkungsfaktoren der Röhren untereinander durchgeführt: Aus den aktuellen rekonstruierten Kammerparametern und

[9] Die Variation in der vertikalen Position ist bedingt durch die Ausdehnung des Teststrahls, vgl. Abschnitt 4.1.

[10] Zu Beginn eines anliegenden Gate-Signals wird bei den verwendeten FERA-ADC's eine geringe Ladung ("Pedestal") in jeden Kanal gegeben, die in der Größe bis zu 13 pC bei einer Sättigung des ADCs von 480 pC variiert.

relativen Verstärkungsfaktoren wird für jeden Photomultiplier die Pulshöhenfunktion ermittelt (vgl. Abschnitt 4.3). Diese Pulshöhenfunktionen werden mit derjenigen des Referenz-Photomultipliers verglichen. Die Parameter des Fits [11] werden so lange variiert, bis die Abweichung der Pulshöhenfunktionen der unterschiedlichen Röhren ein Minimum annimmt.

TDC-Eichung und Teilchenseparation

Der Einsatz von TFC und FERA-ADC zur Zeitmessung erfordert eine Eichung zur Bestimmung der Zeitauflösung dieser Kombination. Durch Einstellung von Gate-Länge und Ausgangsamplitude des TFC-Moduls läßt sich die Zeitauflösung über einen Bereich von 50 bis 500 psec variieren [12]. Die Eichung wurde mittels eines Pulsersignals vorgenommen. Durch Einfügen verschiedener definierter Delay-Kabel konnte eine Zeitauflösung von $\Delta t_{res} =$ 64.2 psec/Kanal bestimmt werden. Möglicherweise durch Temperatureffekte bedingt zeigte die Ausgangsamplitude des verwendeten TFC-Moduls diskrete Sprünge. Als Konsequenz traten in den aufgenommenen TDC-Spektren für die einzelnen über die Flugzeit zwischen Startszintillator und getesteten Detektoren zu trennenden Teilchensorten (Protonen einerseits, Pionen und Positronen andererseits) jeweils mehrere diskrete Peaks auf. Da sämtliche Kanäle des Testmoduls betroffen waren, konnte eine Teilchenseparation anhand dieser nicht vorgenommen werden. Hierzu diente das TDC-Signal eines Photomultipliers des S1-Moduls, bei dem keinerlei derartige Mehrfachpeaks festgestellt wurden. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung des Strahlflecks wurde zunächst für die unterschiedlichen Trefferpositionen auf dem S1-Modul eine Korrektur der TDC-Werte um die jeweilige Lichtlaufzeit zum betrachteten Photomultiplier durchgeführt. Anschließend konnte der "Time-Walk" der TDC-Werte korrigiert werden (vgl. Abschnitt 2.2 sowie [PAU85, SUG86]). Bild 4.4 zeigt exemplarisch für eine Meßposition des S1-Moduls deutlich separierte TDC-Peaks von Protonen und nicht getrennten Pionen bzw. Positronen.
Aus den Teilchengeschwindigkeiten für einen Strahlimpuls $p_{beam} = 2$ GeV/c ($\beta_p = 0.905$, $\beta_{\pi^+} = 0.998$) errechnet sich über

$$\frac{\Delta t_{tof}}{1\ \mathrm{m}} = \frac{1}{c}\left(\frac{1}{\beta_p} - \frac{1}{\beta_{\pi^+}}\right) \tag{4.3}$$

[11] Aufgrund des gleichzeitigen Tests mehrerer Detektoren konnten maximal 12 der insgesamt 16 Röhren des Testmoduls ausgelesen werden, diese sind in Bild 4.3 gekennzeichnet. Damit wurden insgesamt 19 Parameter (acht Kammerparameter sowie elf relative Verstärkungsfaktoren) variiert.

[12] Für das verwendete TFC-Modul gilt für den Zusammenhang von Ausgangsamplitude U [mV] und Gate-Länge Δt_{gate} [ns] die Relation $U\Delta t_{gate} = 24$ V ns bei Einstellung des Gate-Endes auf die Sättigung des ADCs. Die Zeitauflösung ergibt sich zu $\Delta t_{res} = \Delta t_{gate}/2048$ Kanäle (11-Bit-ADC).

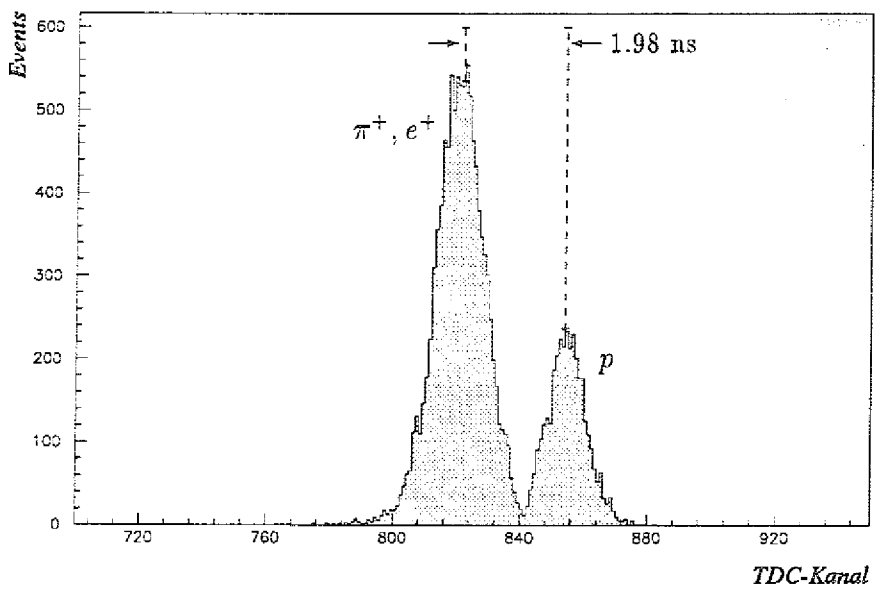


Abbildung 4.4: Teilchenseparationen über Flugzeitmessung: TDC-Peaks von Protonen und Pionen bzw. Positronen

eine Flugzeitdifferenz von etwa 0.34 ns/m. Der über die TDC-Eichung experimentell bestimmte, in Bild 4.4 angegebene Wert stimmt bei einer Flugstrecke von 5.7 m zwischen Startszintillator und S1-Modul hiermit sehr gut überein. Mit einem Schnitt im TDC-Spektrum dieses Kanals des S1-Moduls konnten die für eine jeweils betrachtete Teilchensorte in den übrigen TDC-Kanälen auftretenden diskreten Peaks entsprechend korrigiert werden. Zunächst für minimal ionisierende Protonen ermittelte Ergebnisse wurden generell trotz des nicht abgetrennten Positronen-Anteils durch Pionen-Ereignisse bei einer zugleich günstigeren Statistik bestätigt. Meßergebnisse bezüglich des Testmoduls werden daher in diesem und in den folgenden Abschnitten anhand von Pionen-Ereignissen vorgestellt.
Auch bei der Korrektur der TDC-Werte des Testmoduls wurde der Ausdehnung des Strahlflecks Rechnung getragen: Zu berücksichtigen ist zum einen, daß die Teilchengeschwindigkeiten von Pionen und Protonen bei dem gewählten Strahlimpuls oberhalb der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Szintillator $v_l = \frac{c}{n_{szi}}$ liegen [13]. Zum anderen wird die Zeitnahme in der nachfolgenden Elektronik durch die ansteigenden Flanken der Photomultiplier-Ausgangssignale und damit näherungsweise durch die ersten die Photokathode erreichenden Lichtquanten bestimmt. Als Konsequenz wurden die Teilchenbahnen bis zum Austrittspunkt der Teilchen aus dem Szintillatorblock

[13] $n_{szi} = 1.581$ = Brechungsindex des Szintillatormaterials

des Testmoduls verlängert. Die Korrektur der TDC-Werte erfolgte um die Lichtlaufzeit vom jeweiligen Austrittspunkt aus dem Szintillator zum Zentrum der Photokathode der betrachteten Röhre. Abschließend wurde der "Time-Walk", der Einfluß der Pulshöhe auf die Zeitdefinition, korrigiert.
Sowohl die Eichung der Kammern und der Photomultiplier zur Auswertung der gemessenen Pulshöhen als auch die Lichtlaufzeitkorrektur der Zeitmessung setzten eine erfolgte Rekonstruktion der Teilchenbahnen voraus. Damit war eine zweidimensionale Ortsinformation in jeder DWC, d.h. ein Ansprechen aller Kanäle der DWCs für ein auswertbares Ereignis notwendig. Die Datenmenge reduzierte sich durch diese Bedingung auf etwa 55 %.

4.3 Die Pulshöhenfunktion

Bild 4.5 zeigt für eine Meßposition des Testmoduls typische ADC-Spektren (π^+) nach "Pedestal"-Subtraktion und Korrektur der relativen Photomultiplier-Verstärkungen. Angegeben ist jeweils der Abstand $d_{PM \leftrightarrow beam}$ zwischen Zentrum der Photokathode und Schwerpunkt des Strahlflecks.
Mit einer typischen Asymmetrie in Form eines Ausläufers zu hohen ADC-Werten oder hohen Energieverlusten zeigen die Spektren deutliche Ähnlichkeit mit Energieverlustverteilungen gemäß der Landauschen oder Vavilovschen Theorie (siehe z.B. [LEO92]). Derartige Verteilungen entsprechen qualitativ den Erwartungen: Sowohl für Pionen als auch für Protonen kann bei dem gewählten Strahlimpuls der Szintillator des Testmoduls als dünne Schicht betrachtet werden, für die Energieverlustverteilungen durch Vavilov-Verteilungen anzunähern sind [14]. Tatsächlich repräsentieren die in Bild 4.5 dargestellten ADC-Spektren allerdings keine reinen Energieverlustverteilungen: Im Falle eines punktförmigen Strahlquerschnitts entspricht das aufgezeichnete ADC-Signal eines einzelnen Ereignisses einer Faltung des Energieverlustes mit einer variierenden geometrischen Akzeptanz des betrachteten Photosensors entlang der Teilchenspur im Szintillator. Zudem treten infolge der räumlichen Ausdehnung des Strahlflecks in den dargestellten ADC-Spektren aus derartigen Faltungen hervorgehende Signale für verschiedene Eindringorte entsprechend der Verteilung der Trefferpunkte zugleich auf.
Einen ersten Vergleich der Meßergebnisse mit Erwartungen bezüglich des Detektorverhaltens liefert die Pulshöhenfunktion für minimal ionisierende Teilchen (π^+): In Bild 4.6 ist der mittlere ADC-Eintrag eines einzelnen Photomultipliers als Funktion des Projektionsabstandes (vgl. Abschnitt 2.4) dargestellt.

[14] Hierzu bildet man das Verhältnis κ des mittleren Energieverlustes im Szintillator (s. Tabelle 4.4) zum kinematisch maximal möglichen Energieübertrag in einem einzelnen Ionisationsprozeß (s. [LEO92]). Energieverlustverteilungen lassen sich in einem Bereich $0.01 \leq \kappa \leq 10$ durch Verteilungen nach Vavilov beschreiben.

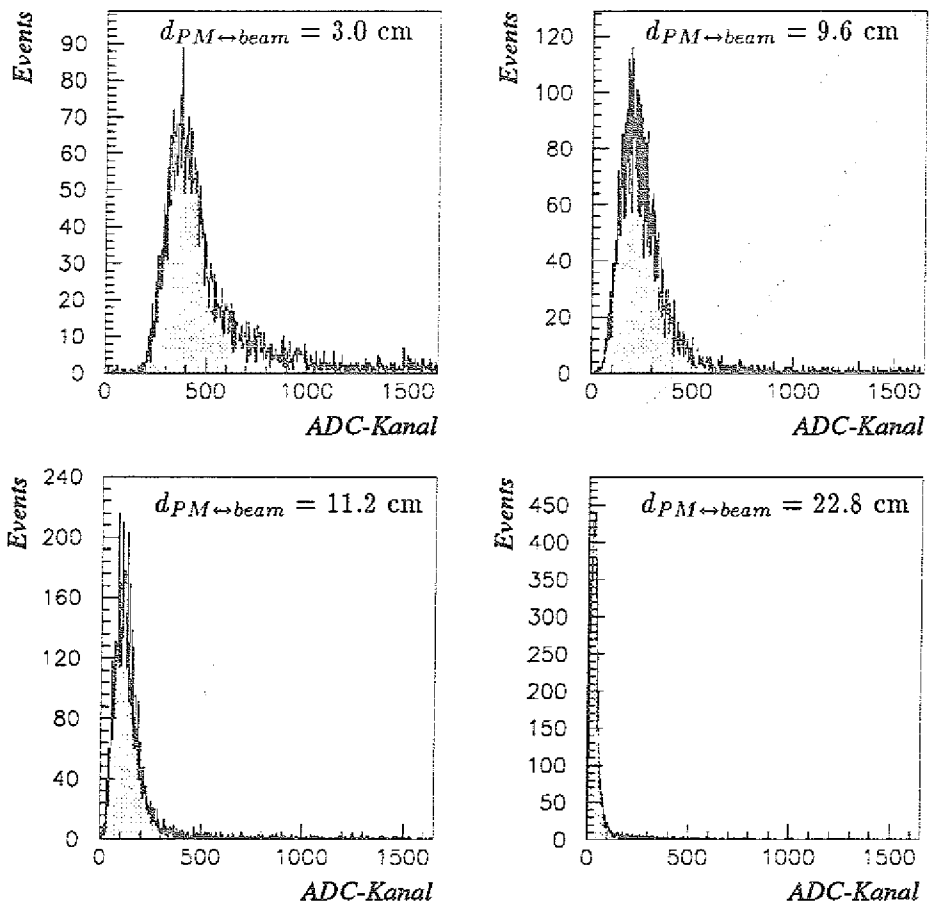


Abbildung 4.5: ADC-Spektren für unterschiedliche Photomultiplier bei einer Meßposition (π^+)

Die gemessenen ADC-Werte wurden dazu über Intervalle des Projektionsabstandes einer Breite von 0.5 cm gemittelt. Um Aussagen über einen größeren Bereich vornehmen zu können, sind in Bild 4.6 die Ergebnisse für den "Referenz"-Photomultiplier der Eichung (s. Abschnitt 4.2) und seine vier unmittelbaren Nachbarn berücksichtigt. Man beobachtet eine erwartete deutliche Abnahme der registrierten Pulshöhe mit wachsendem Projektionsabstand des Eindringortes. Für große Abszissenwerte nähert sich die Pulshöhenfunktion einer unteren Konstanten an, die offensichtlich dem Rauschen der verwendeten Röhren entspricht, möglicherweise aber auch Anteile nicht vollständig unterdrückten reflektierten Lichtes enthält. Im Vergleich mit der aus der Monte-Carlo-Simulation für Pionen bestimmten Pulshöhenfunktion ist das Rauschsignal als konstanter Offset berücksichtigt. Im Bereich kleiner Projektionsabstände zeigt die gemessene Pulshöhenfunktion gegenüber der Simu-

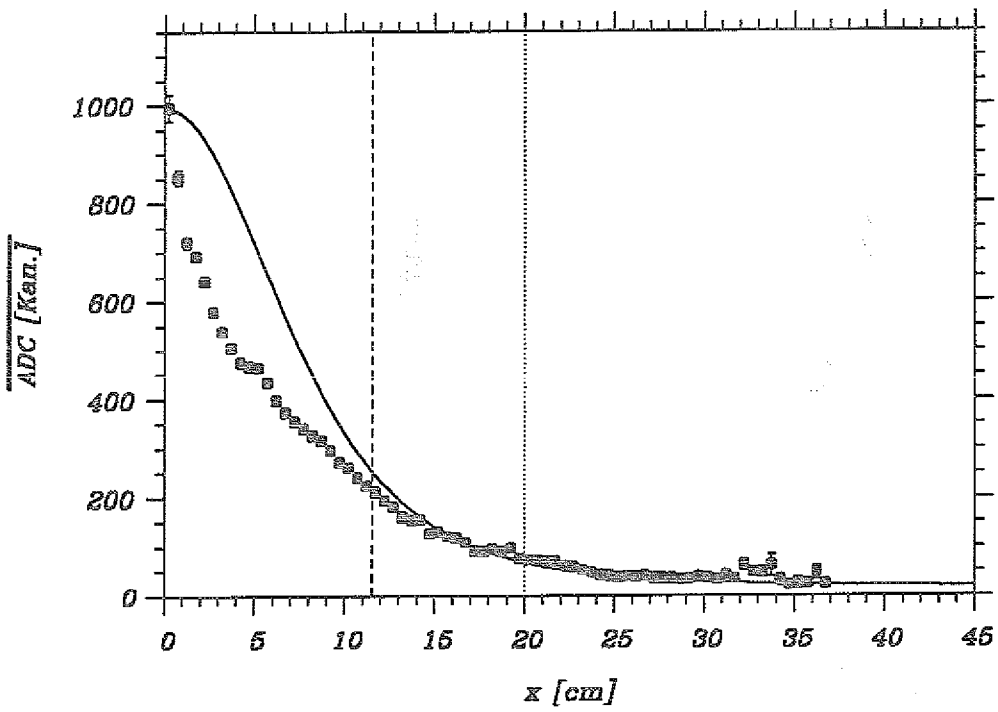


Abbildung 4.6: Pulshöhenfunktion des Testmoduls für minimal ionisierende Teilchen: Vergleich der gemessenen Pulshöhenfunktion (▩) mit Erwartungen der Monte-Carlo-Simulation (——). Die Entfernungsbereiche der drei zentralen Photosensoren sind für die Ausbaustufe des Testmoduls (- - -) und Ausbaustufe 1 (· · ·) des Detektors markiert. Im Falle nicht dargestellter Fehlerbalken liegt die Meßunsicherheit unterhalb der Symbolgröße.

lationsrechnung einen wesentlich größeren Gradienten, im Vergleich zur Simulation treten dort nicht erfaßte Verluste auf. Insbesondere der Abfall der Pulshöhenfunktion im Bereich des Projektionsabstandes bis zu 2 cm legt die Vermutung nahe, daß die Ursache der Diskrepanz in auch bei kleinen Winkeln vorhandenen Reflexionsverlusten in den an die Photokathoden angekoppelten Lichtleiterstutzen zu suchen ist, die durch die Monte-Carlo-Simulation nicht erfaßt werden. Durch eine Abnahme der Überführungswahrscheinlichkeit für Photoelektronen von der Photokathode zur ersten Dynode mit wachsendem Abstand vom Zentrum der Photokathode läßt sich ein Abfall der Pulshöhenfunktion im Bereich bis zu 2 cm nicht erklären. Eine Berücksichtigung der an die Photokathode angekoppelten Lichtleiterstutzen durch das Simulationsprogramm konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr erfolgen, erscheint aber zur realistischen Simulation des Detektorverhaltens notwendig.
Entsprechend einer deutlicheren Abnahme der Zahl nachgewiesener Photoelektronen mit wachsendem Projektionsabstand ergeben sich Auswirkungen für die zu erwartende Variation der Zeitauflösung mit dem Eindringort des zu analysierenden Teilchens: Mit zunehmendem Abstand vom für die

Zeitauflösung günstigsten Eindringort unmittelbar über einem Photosensor nähert sich die erreichbare Zeitauflösung schneller den Werten des ungünstigsten Eindringortes an als nach der Pulshöhenfunktion gemäß der Simulation zu erwarten.
Bezüglich der Ortsauflösung ergeben sich dagegen günstigere Bedingungen: Ein größerer Gradient der Pulshöhenfunktion bewirkt, daß sich statistische Schwankungen der Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen in geringerem Maße auf die Ortsbestimmung, etwa nach der Schwerpunktmethode, auswirken: Die registrierte Pulshöhe wird sensitiver für den Eindringort. Außerdem wird die Verteilung des infolge eines einzelnen Ereignisses erzeugten Szintillationslichtes auf die PM-Matrix stärker in einem kleineren Bereich konzentriert, prinzipiell bieten sich auch für die Auflösung von Doppeltreffern günstigere Bedingungen.
Für Ausbaustufe 1 des Detektors (mit einer Breite der Luftschicht zwischen Szintillator und PM-Matrix von 9 cm entsprechend der des Testmoduls) ist in Bild 4.6 der maximale Entfernungsbereich der drei zentralen Photomultiplier angedeutet. Bei maximalem Projektionsabstand des Eindringortes zu einem dritten für eine zweidimensionale Ortsinformation benötigten Photosensor wird von diesem ein deutliches Signal registriert (etwa um einen Faktor zwei oberhalb des Rauschsignals). Die Möglichkeit einer Ortsinformation (Abschnitt 4.5) ist damit in jedem Fall gewährleistet.
Für die Photomultiplier-Matrix des Testmoduls gemäß Ausbaustufe 2 des Detektors ist ebenfalls dieser maximale Entfernungsbereich angedeutet. Entsprechende Aussagen zur Möglichkeit einer Ortsinformation in der zweiten Ausbaustufe des Detektors lassen sich allerdings hieraus nicht herleiten, da sich die gemessene Pulshöhenfunktion auf die erste Ausbaustufe (mit einer um 5 cm breiteren Luftschicht) bezieht.

4.4 Flugzeitauflösung

Zeitauflösung des Detektors

Anhand einer Flugzeitmessung $\Delta t_{tof} = t_{stop} - t_{start}$ läßt sich prinzipiell bei Kenntnis der Zeitauflösung des Startzählers σ_{start} und experimenteller Bestimmung der Flugzeitauflösung σ_{tof} die Zeitauflösung σ_{stop} des Stopzählers, in diesem Falle die Zeitauflösung des Testmoduls, gemäß Gl. 1.2 bestimmen:

$$\sigma_{stop} = \sqrt{\sigma_{tof}^2 - \sigma_{start}^2}. \tag{4.4}$$

Als Startzähler diente das S1-Modul, wie beim späteren Einsatz im Experiment E5 vorgesehen: Um die Zeitauflösung des Testmoduls bestimmen zu können, wurden "offline" nach Durchführung der in Abschnitt 4.2 beschrie-

benen Korrekturen für jede Position und jeden Photomultiplier j des Testmoduls bei getrennten Teilchensorten Flugzeitspektren $\Delta t_{tof_{ij}} = t_{stop_j} - t_{S1_i}$ relativ zu den Zeitdefinitionen durch die beiden Photosensoren des S1-Moduls ($i = 1,2$) gebildet. Die in diesen Spektren enthaltene Unsicherheit der Zeitinformation des Startzählers $\sigma_{start} = \sigma_{S1_i}$ ist experimentell aus den Zeitdefinitionen durch die Photosensoren des S1-Moduls zugänglich: Für die Meßunsicherheit eines Differenzspektrums der TDC-Werte beider Photomultiplier des S1-Moduls $\Delta t_{S1_{1-2}} = t_{S1_1} - t_{S1_2}$ erhält man unter der Annahme gleicher Zeitauflösung der beiden ausgelesenen Seiten des S1-Moduls ($\sigma_{S1_1} = \sigma_{S1_2} = \sigma_{S1_{PM}}$) [15]

$$\sigma_{S1_{1-2}} = \sqrt{\sigma^2_{S1_1} + \sigma^2_{S1_2}} = \sqrt{2}\,\sigma_{S1_{PM}} \tag{4.5}$$

Durch Kombination von Gl. 4.4 und Gl. 4.5 folgt die benötigte Gleichung zur Bestimmung der Zeitauflösung des Testmoduls bei Auswertung eines einzelnen Photosensors:

$$\sigma_{stop_{ij}} = \sqrt{\sigma^2_{tof_{ij}} - \frac{\sigma^2_{S1_{1-2}}}{2}} \tag{4.6}$$

Bild 4.7 zeigt die nach Gl. 4.6 berechneten experimentellen Werte der Zeitauflösung des Testmoduls bei Auswertung eines Photomultipliers als Funktion des Abstandes zwischen Zentrum der Photokathode und Schwerpunkt des Strahlflecks bei der jeweiligen Meßposition für minimal ionisierende Pionen. Aus den Flugzeitspektren $\Delta t_{tof_{ij}}$ ergeben sich für jeden PM des Testmoduls zwei Werte der Zeitauflösung $\sigma_{stop_{ij}}$, die für die Darstellung in Bild 4.7 gemittelt wurden (die angegebene Meßunsicherheit resultiert ebenfalls aus dieser Mittelung).
Zur Gegenüberstellung mit den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulation ist in Bild 4.7 der zu erwartende Verlauf der Zeitauflösung als Funktion des Projektionsabstandes gezeigt, wie er sich nach Gl. 2.3 aus der für Pionen bei einem Impuls von 2 GeV/c und den geometrischen Parametern des Testmoduls bestimmten Pulshöhenfunktion sowie den Werten von Abklingzeit des Szintillators und "Time-Jitter" der verwendeten Photomultiplier (vgl. Anhang A.1, A.2) ergibt.
Der zu erwartende Verlauf der Zeitauflösung bei Auswertung eines Photomultipliers mit einem charakteristischen Anstieg der Zeitauflösung zu größeren Projektionsabständen infolge einer geringeren Zahl nachgewiesener Photoelektronen wird qualitativ gut bestätigt. Quantitativ ergibt sich jedoch eine im Mittel um etwa 30 % schlechtere Zeitauflösung als erwartet, nach Gl. 2.3 einer um 40 % geringeren Zahl nachgewiesener Photoelektronen entsprechend. Diese kann begründet sein durch

[15] Die Gültigkeit dieser Annahme konnte anhand der Differenzspektren zwischen S1-Modul und Startszintillator überprüft werden.

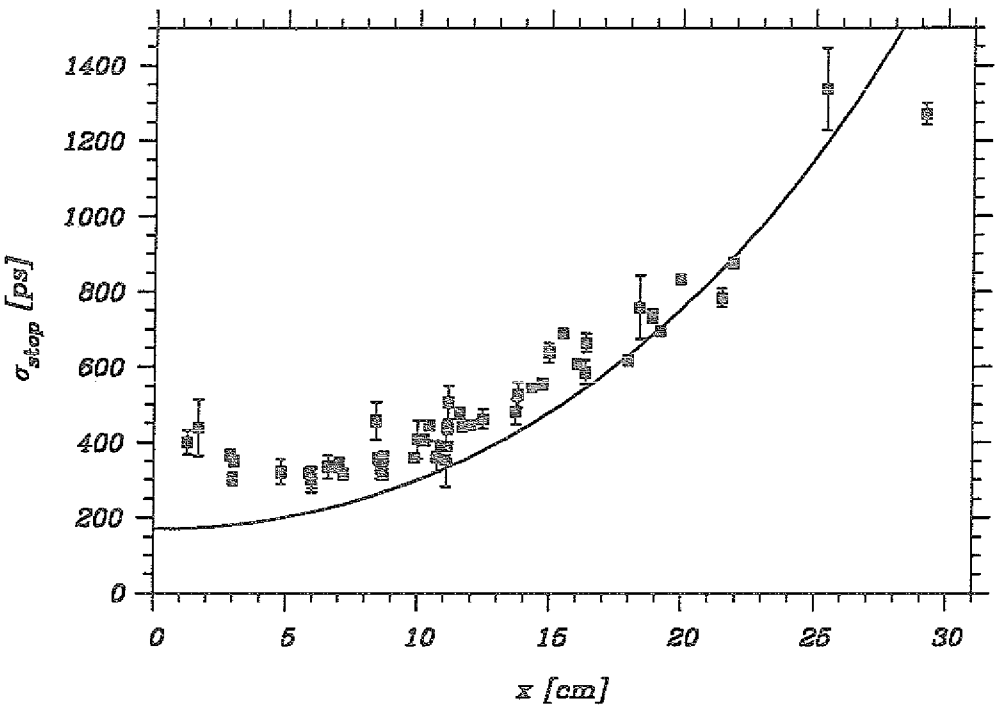


Abbildung 4.7: Zeitauflösung des Testmoduls für minimal ionisierende Pionen bei Auswertung eines Photomultipliers (▩) im Vergleich mit Erwartungen gemäß der Monte-Carlo-Simulation (—). Im Falle nicht dargestellter Fehlerbalken liegt die Meßunsicherheit unterhalb der Symbolgröße.

- eine geringere Zahl entlang der Teilchenspur erzeugter bzw. aus dem für das Testmodul verwendeten Szintillatorblock austretender Photonen. Der Szintillatorblock zeigte an einigen Stellen eine angegriffene Oberfläche, seine Vorgeschichte war zudem nicht bekannt.

- Verluste infolge der an die Photokathoden angekoppelten Lichtleiterstutzen, wie in Abschnitt 4.3 diskutiert.

Flugzeitauflösung

Durch den gleichzeitigen Einsatz des S1-Moduls und des Testmoduls der Szintillatorwand während der Testmessung konnten die gewonnenen Daten auch direkt im Hinblick auf eine Flugzeitmessung ausgewertet werden, wie sie mit diesen Komponenten am Experiment E5 vorgesehen ist. Betrachtet man einen einzelnen Photomultiplier j des Testmoduls, so stehen zur Bestimmung einer absoluten Flugzeit zwischen S1-Modul und Szintillatorwand wieder zwei Zeitinformationen infolge der beidseitigen Auslese des S1-Moduls zur Verfügung. Nach Lichtlaufzeitkorrekturen für S1- und Testmodul erhält man den wahrscheinlichsten Wert der absoluten Flugzeit durch Mittelung

über diese Zeitinformationen:

$$\Delta t_{tof(S1 \to PM\,j)} = \frac{\Delta t_{tof(S1_1 \to PM\,j)} + \Delta t_{tof(S1_2 \to PM\,j)}}{2} \tag{4.7}$$

Dieses Verfahren läßt sich für sämtliche Photomultiplier des Testmoduls, für die eine Zeitinformation in der nachfolgenden Elektronik (Diskriminator) definiert wurde, durchführen. Entsprechend der Zahl der durch einen Photosensor nachgewiesenen Photoelektronen sind die bei Auswertung einzelner Photomultiplier des Testmoduls erhaltenen Flugzeitwerte mit unterschiedlichen Unsicherheiten σ_{tof_j} behaftet. Für die verschiedenen Meßpositionen wurden die Auflösungen σ_{tof_j} aus den zugehörigen Flugzeitspektren $\Delta t_{tof(S1 \to PM\,j)}$ bestimmt. Der wahrscheinlichste Flugzeitwert eines einzelnen aufgezeichneten Ereignisses bei Berücksichtigung mehrerer Photosensoren des Testmoduls ergibt sich als Konsequenz durch Bildung des gewichteten Mittelwertes der Flugzeitwerte $\Delta t_{tof(S1 \to PM\,j)}$ mit den zugehörigen Unsicherheiten σ_{tof_j}:

$$\Delta t_{tof(S1 \to Stop)} = \frac{1}{\sum\limits_j \left(\frac{1}{\sigma^2_{tof_j}}\right)} \sum_j \frac{\Delta t_{tof(S1 \to PM\,j)}}{\sigma^2_{tof_j}} \tag{4.8}$$

Bild 4.8 zeigt für zwei Positionen des Strahlflecks auf dem Testmodul die gemessene Auflösung σ_{tof} für eine Messung der Flugzeit minimal ionisierender Pionen (wiederum aufgrund der besseren Statistik) zwischen S1-Modul und Szintillatorwand mit zunehmender Zahl (in Bild 4.8 von oben nach unten) ausgewerteter Photosensoren des Testmoduls.
Im Vergleich sind Positionen des Teststrahls in unmittelbarer Nähe des für die Zeitauflösung günstigsten Eindringortes zentral über einem Photomultiplier (im Bild links, Schwerpunkt des Strahlflecks 2.9 cm links von PM 8 in Bild 4.3) und für einen entsprechend ungünstigen Eindringort (im Bild rechts, Schwerpunkt des Strahlflecks 1.1 cm rechts der Mitte der Verbindungslinie von PM 5 und PM 9 in Bild 4.3) dargestellt.
Die Verbesserung der Flugzeitinformation durch die Auswertung mehrerer Photosensoren wird deutlich demonstriert, ebenso eine Verschlechterung der Flugzeitinformation bei Eindringorten mit größerem Projektionsabstand zum Zentrum eines Photosensors, wie in der rechten Bildhälfte dargestellt. Durch Hinzunahme der Zeitinformation weiterer Photomultiplier des Testmoduls zu den in Bild 4.8 angegebenen konnte für beide Positionen keine weitere nennenswerte Verringerung der Unsicherheit der gemessenen Flugzeit erzielt werden. Quantitativ wird für minimal ionisierende Teilchen (π^+) und eine Meßposition praktisch oberhalb des Zentrums eines Photosensors bei Auswertung von fünf (drei) Photomultipliern des Testmoduls eine Flugzeitauflösung von $\sigma_{tof} \approx 240$ ps (255 ps) erreicht. Für eine Meßposition nahe dem bezüglich der Zeitauflösung ungünstigsten Eindringort verschlechtert sich die Auflösung bei Auswertung von vier (drei) Photomultipliern bis auf Werte von

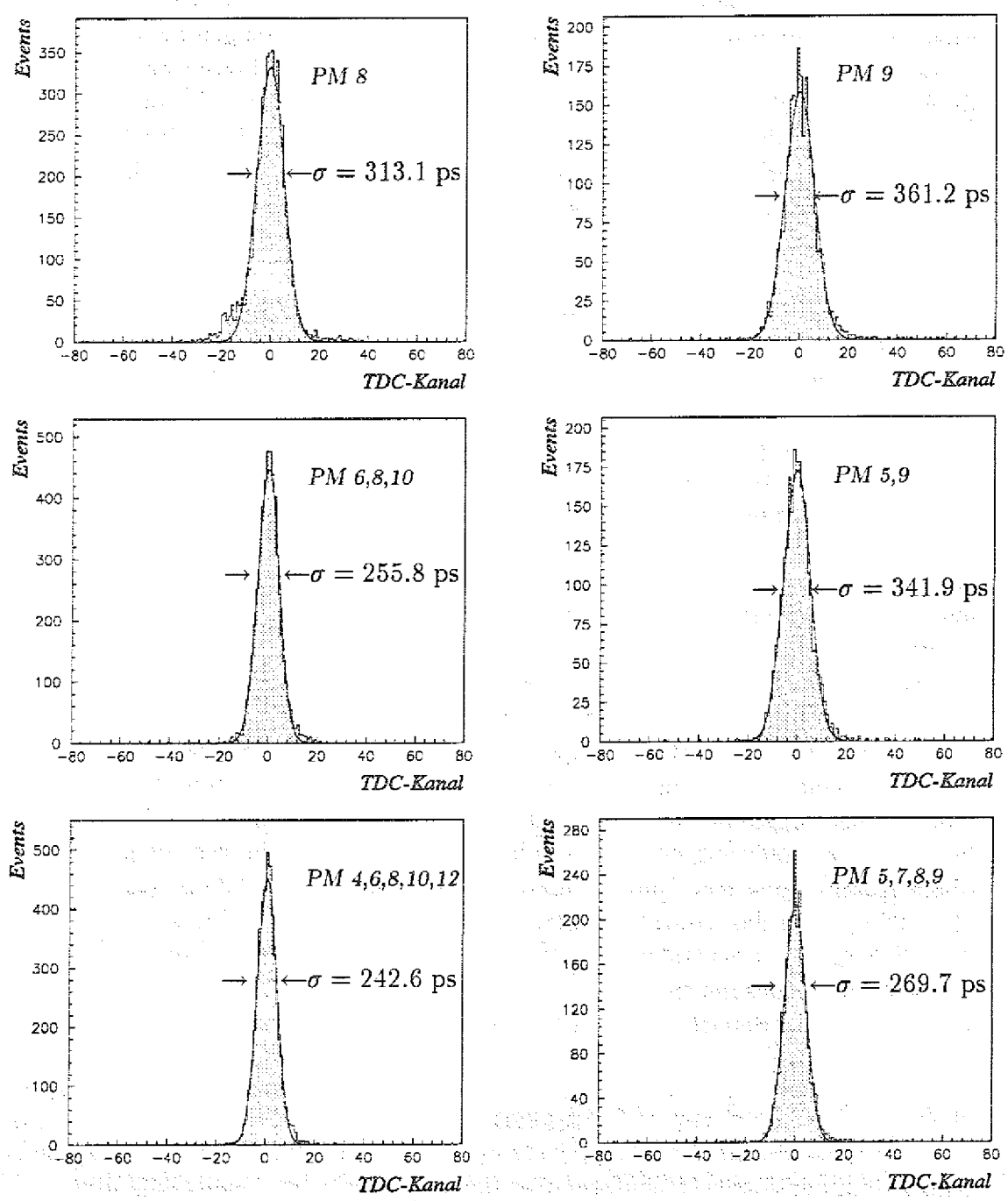


Abbildung 4.8: Flugzeitauflösung für Eindringorte zentral über einem (links) und zwischen zwei Photomultipliern (rechts) bei unterschiedlichen ausgewerteten PM-Kombinationen

$\sigma_{tof} \approx 270$ ps (285 ps, in Bild 4.8 nicht dargestellt).
Auf der Grundlage dieser Ergebnisse bei Einsatz des Testmoduls lassen sich erreichbare Flugzeitauflösungen für den Einsatz der großflächigen Szintillatorwand in ihrer zweiten Ausbaustufe als Stopdetektor der Flugzeitmessung abschätzen: Obschon aus der Zeitauflösung für einen einzelnen Photomultiplier des Testmoduls abzuleiten ist, daß im Mittel eine um 40 % geringere absolute Zahl nachgewiesener Photoelektronen erreicht wird als durch die Monte-Carlo-Simulation vorhergesagt, kann man annehmen, daß das Verhalten der Photoelektronenzahl bei Variation der geometrischen Parameter von der Simulation in guter Näherung korrekt erfaßt wird. Damit läßt sich für die oben betrachteten Meßpositionen anhand der Monte-Carlo-Simulation die relative Änderung der Zahl nachgewiesener Photoelektronen N_e bei Übergang von den geometrischen Parametern des Testmoduls zu denjenigen des Detektors in Ausbaustufe 2 [16] bestimmen. Gemäß Gl. 2.3 skaliert die korrespondierende Änderung der Zeitauflösung mit $1/\sqrt{N_e}$, die resultierende Flugzeitauflösung des Systems aus S1-Modul und Szintillatorwand folgt bei bekannter Zeitauflösung des S1-Moduls als Startszintillator durch Umformung von Gl. 4.4. Statt des für das Testmodul bei Auswertung dreier Photomultiplier bestimmten Variationsbereiches der Flugzeitauflösung von etwa 255 - 285 ps folgt eine zu erwartende Flugzeitauflösung von $\sigma_{tof} \approx 225$ - 265 ps für die Szintillatorwand in der zweiten Ausbaustufe und den Nachweis minimal ionisierender Teilchen ($\sigma_{tof} \approx 210$ - 250 ps unter Berücksichtigung der kleineren Abklingzeit des für den Detektor verwendeten Szintillatormaterials).
Diese Werte werden weiter verbessert für Protonen eines für das Experiment E5 typischen Energiebereiches ($\approx$ 1 GeV/c): Selbst unter der Annahme einer gegenüber dem Fall minimal ionisierender Teilchen nicht verbesserten Zeitauflösung des S1-Moduls von etwa 160 ps läßt sich als grobe obere Abschätzung eine Flugzeitauflösung von $\sigma_{tof} \approx 200$ - 235 ps ($\sigma_{tof} \approx$ 195 - 220 ps) für das Szintillatormaterial des Testmoduls (des Detektors) bei Auswertung dreier zentraler Photomultiplier bestimmen. Die korrespondierende Impulsauflösung bei einem Protonenimpuls von 1 GeV/c liegt nach Gl. 1.1 in einem Bereich $\sigma_p/p \approx 1.0$ - 1.25 %.

4.5 Ortsrekonstruktion

Eine zweidimensionale Ortsinformation läßt sich bereits bei Auswertung dreier zentraler Photomultiplier erzielen. Mit dem Algorithmus der Schwerpunktmethode (s. Abschnitt 2.1, [HEY91]) ergeben sich infolge der nichtlinearen Pulshöhenfunktion in Verbindung mit der gewählten Struktur der Photomultiplier-Matrix systematische Abweichungen: Die Bilder 4.9 und 4.11 vermitteln einen Eindruck von Größenordnung und Systematik dieser Abweichun-

[16] Verkleinerung der Breite der Luftschicht von 9 cm auf 4 cm bei gleicher PM-Matrix

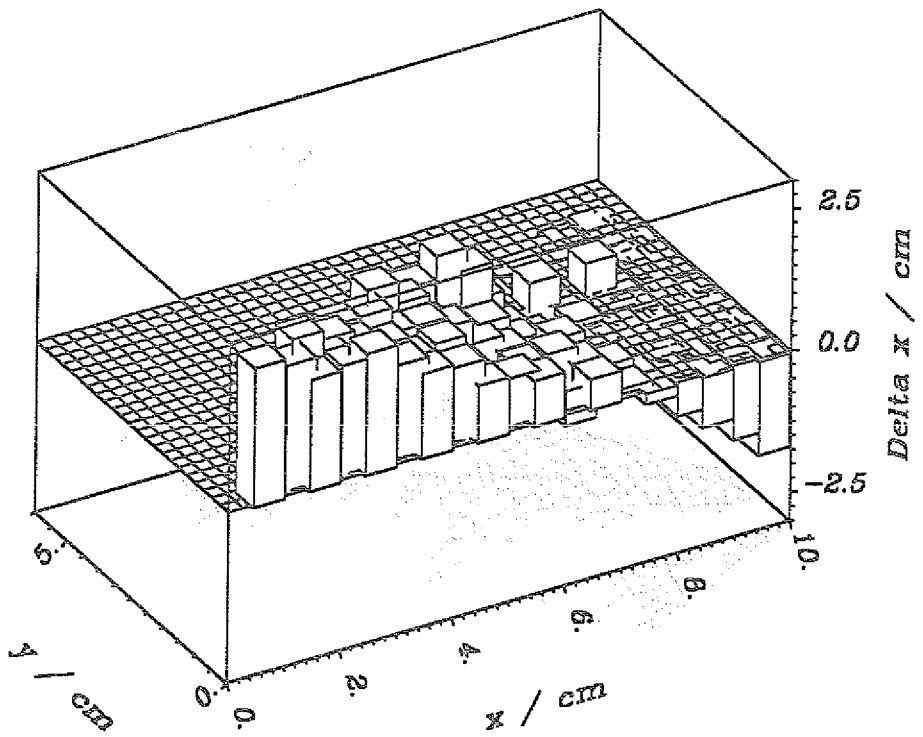


Abbildung 4.9: Horizontale Abweichungen rekonstruierter von tatsächlichen Eindringorten über der Fläche der kleinsten sich wiederholenden Dreiecks-einheit der PM-Matrix des Testmoduls

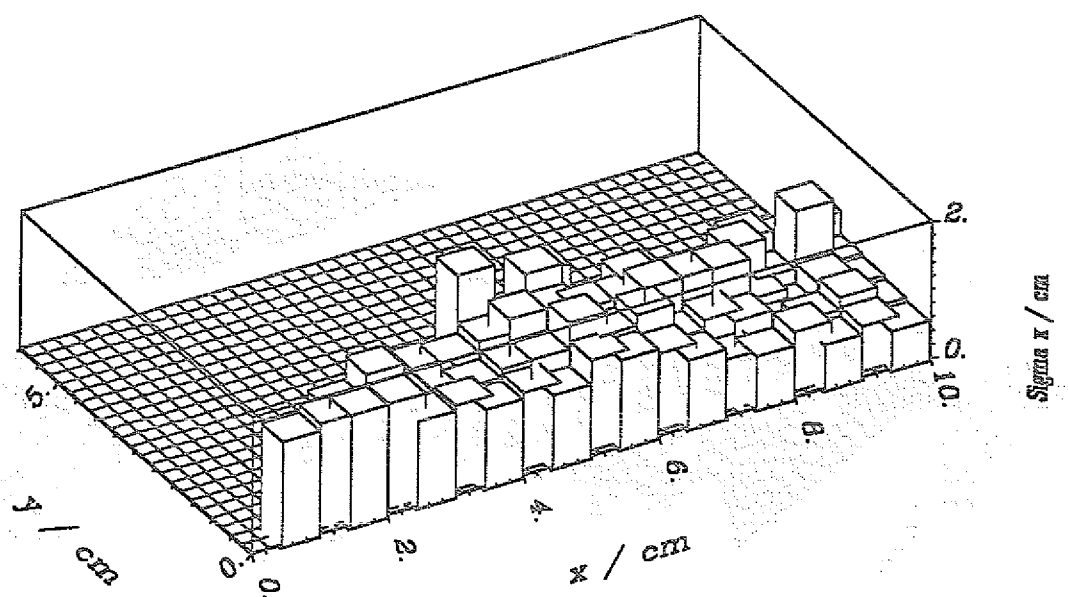


Abbildung 4.10: Horizontale Ortsauflösung über der Fläche der kleinsten sich wiederholenden Dreieckseinheit der PM-Matrix des Testmoduls

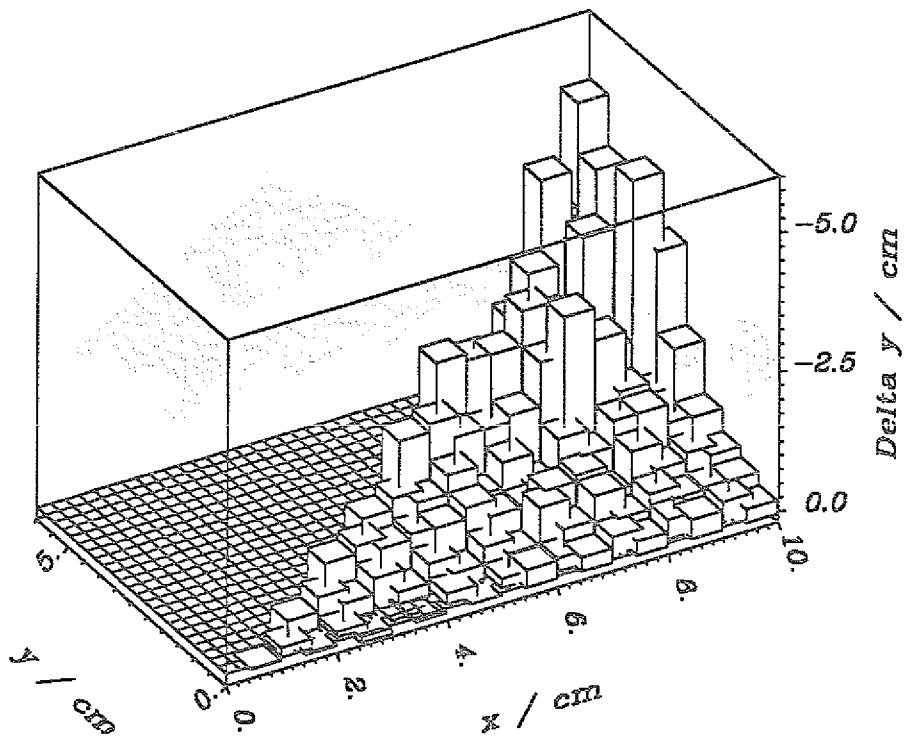


Abbildung 4.11: Vertikale Abweichungen rekonstruierter von tatsächlichen Eindringorten über der Fläche der kleinsten sich wiederholenden Dreiecks-einheit der PM-Matrix des Testmoduls

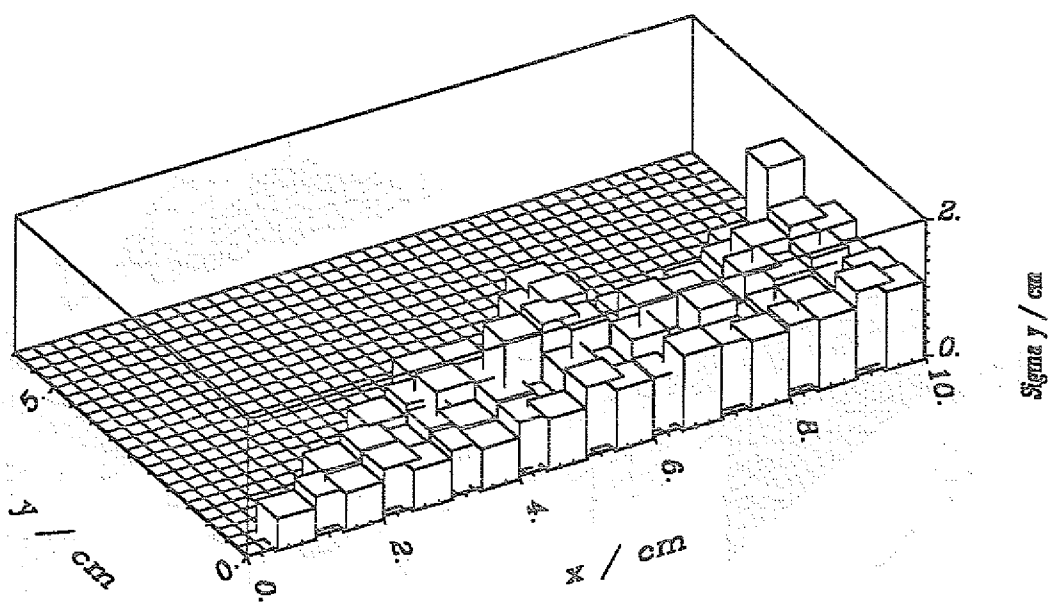


Abbildung 4.12: Vertikale Ortsauflösung über der Fläche der kleinsten sich wiederholenden Dreieckseinheit der PM-Matrix des Testmoduls

gen über der Fläche der kleinsten sich wiederholenden Dreieckseinheit für eine PM-Matrix gemäß der zweiten Ausbaustufe des Detektors (vgl. Bild 2.12). Zur Darstellung wurde diese kleinste Einheit in 100 zu ihr gleichwinklige Dreiecke mit Kathetenlängen von 1.0 cm (x) bzw. 0.58 cm (y) eingeteilt. Entsprechend Bild 2.12 bildet das Zentrum des linken, in der kleinsten Einheit enthaltenen Photosensors den Ursprung des Koordinatensystems. Zur Ortsrekonstruktion wurde gemäß Gl. 2.1 für jedes Ereignis der Schwerpunkt aus ADC-Werten und Positionen der drei dem tatsächlichen Eindringort nächstgelegenen Photomultiplier gebildet. Neben dem Photosensor im Ursprung des Koordinatensystems (PM I) wurden damit der zweite in der kleinsten Dreieckseinheit liegende Photomultiplier (PM II) sowie sein Spiegelbild jenseits der horizontalen Achse (PM III) ausgewertet. Die Abweichungen in horizontaler und vertikaler Richtung des rekonstruierten vom tatsächlichen Eindringort wurden für Treffer innerhalb eines "Dreieck-Bins" gemittelt [17].
Im Fall der horizontalen Abweichungen (Bild 4.9) wird deutlich, wie sich bei Annäherung an den im Ursprung des Koordinatensystems befindlichen PM I zunehmend Abweichungen des rekonstruierten vom tatsächlichen Eindringort in entgegengestzter Richtung zu den beiden weiteren ausgewerteten Photomultipliern PM II und PM III ergeben und umgekehrt. Im ersteren Fall folgen Abweichungen im wesentlichen, da Spiegelbilder von PM II und PM III an der vertikalen Achse (also bei negativen x-Werten) nicht zur Auswertung herangezogen werden. Bei Positionen in der Nähe der Verbindungslinie der Photomultiplier II und III wird der Einfluß des Photomultipliers im Ursprung nicht durch ein Spiegelbild jenseits dieser Verbindungslinie ausgeglichen.
Vertikale Abweichungen entlang der horizontalen Achse treten praktisch nicht auf (Bild 4.11), Photomultiplier II wird in seinen Auswirkungen durch sein ausgewertetes Spiegelbild an der horizontalen Achse, PM III, kompensiert. Bei größeren Werten der vertikalen Koordinate werden dagegen rekonstruierte Positionen zunehmend deutlich in Richtung der horizontalen Achse verschoben, in Analogie zu dem für die horizontale Richtung beschriebenen Verhalten.
Für die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion ist die Abweichung vom tatsächlichen Eindringort des Teilchens von untergeordneter Bedeutung. Durch Verfeinerung des Rekonstruktionsverfahrens oder durch Korrektur der rekonstruierten Orte mit experimentell bestimmten Korrekturfaktoren kann die Abweichung minimiert werden. Als Maß für die Ortsauflösung wird daher die Streuung der rekonstruierten Orte innerhalb eines "Dreieck-Bins" um den mittleren Wert der systematischen Abweichung betrachtet. Die infolge der geometrischen Rekonstruktion der Detektorpositionen wie auch durch

[17] Zur Verbesserung der Statistik wurden Protonen- und Pionen-Ereignisse berücksichtigt. Diese Vorgehensweise wird durch nahezu identische Pulshöhenfunktionen beider Teilchensorten gerechtfertigt. Dennoch konnte nicht für alle Bins eine ausreichende Zahl von Einträgen erreicht werden, um Aussagen bezüglich der Ortsauflösung treffen zu können.

die Ortsauflösung der verwendeten Proportionalkammern auftretenden Unsicherheiten rekonstruierter Eindringorte liegen eine bzw. zwei Größenordnungen unterhalb der hier für die Ortsauflösung ermittelten Werte und sind daher nicht zu berücksichtigen. Die Streuung der nach der Schwerpunktmethode rekonstruierten Eindringorte um den Mittelwert eines "Dreieck-Bins" wird prinzipiell durch eine endliche Fläche der Bins vergrößert. Bei Schwankungen des mittleren rekonstruierten Ortes für benachbarte Bins in einem Bereich von 2 – 3 mm kann aber auch dieser Einfluß in guter Näherung vernachlässigt werden.
Für die horizontale Richtung (Bild 4.10) werden Auflösungen von $\sigma_x \approx 6 - 16$ mm bestimmt, die horizontale Ortsauflösung wird entlang der horizontalen Achse verbessert mit zunehmender Entfernung vom Koordinatenursprung. In vertikaler Richtung zeigt sich ein umgekehrtes Verhalten (Bild 4.12), die Ortsauflösung wird bei Annäherung an den Photosensor im Ursprung des Koordinatensystems verbessert und schwankt in einem Bereich von $\sigma_y \approx 5 - 12$ mm.
Die ermittelte Ortsauflösung ist für die durchzuführende Flugzeitmessung unproblematisch (vgl. Abschnitt 1.2) und ist in den Angaben zur möglichen Impulsauflösung durch die Flugzeitmessung am Ende von Abschnitt 4.4 berücksichtigt. Wie in Kapitel 2 diskutiert, ist mit einem Übergang von der Luftschichtdicke der ersten Ausbaustufe zu derjenigen der zweiten Ausbaustufe ein größerer Gradient der Pulshöhenfunktion im für die Ortsrekonstruktion relevanten Bereich des Projektionsabstandes verbunden. Für den Detektor in seiner zweiten Ausbaustufe ist daher eine weiter verbesserte, in dieser Form bereits ausreichende Ortsauflösung zu erwarten.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Für die Anforderungen einer Flugzeitmessung im Rahmen des Experimentes E5 am Protonensynchrotron COSY Jülich konnten mittels einer Monte-Carlo-Simulation die geometrischen Parameter einer großflächigen Szintillatorwand mit Matrix-Anordnung der auslesenden Photomultiplier optimiert werden. Ein System zur Überwachung der Röhrenverstärkungen, beruhend auf kurzen, von Lumineszenzdioden emittierten Lichtpulsen, wurde auf diese Anwendung modifiziert übertragen und erfolgreich getestet.
Die bei einer Testmessung mit minimal ionisierenden Teilchen experimentell bestimmte Pulshöhenfunktion der Photosensoren zeigte für das Testmodul deutliche Abweichungen von den Erwartungen gemäß der Monte-Carlo-Simulation. Die Ursache dieser Abweichungen ist wahrscheinlich in der Vernachlässigung der Lichtleiterstutzen der Photomultiplier durch die Simulationsrechnung zu suchen. Dieser Sachverhalt bedarf allerdings noch einer genauen Klärung.
Für die Zeitauflösung des Detektors konnten Werte ermittelt werden, die im Mittel etwa 30 % oberhalb der theoretischen Erwartungen liegen. Die Variation der Zeitauflösung mit dem Eindringort entspricht dem theoretischen Modell. Für minimal ionisierende Teilchen wurde eine Genauigkeit der Flugzeitinformation aus der Kombination von Start- und Stopszintillator des Experimentes E5 in einem Bereich $\sigma_{tof} \approx 240$ - 260 ps abhängig vom Eindringort des zu analysierenden Teilchens gemessen. Auf der Grundlage dieser Messung ist für Protonen eines Impulses von 1 GeV c bei Einsatz des Detektors in seiner zweiten Ausbaustufe eine obere Grenze der Flugzeitauflösung von entsprechend $\sigma_{tof} \approx 195$ - 220 ps zu erwarten. Daraus resultiert eine grobe obere Abschätzung der Impulsauflösung von $\sigma_p/p \approx 1.0$ - 1.2 %.
Eine Ortsrekonstruktion mittels der Schwerpunktmethode zeigte qualitativ ein erwartetes Verhalten der systematischen Abweichungen zwischen rekonstruierten und tatsächlichen Eindringorten. Quantitativ wird eine mittlere

Streuung der rekonstruierten Positionen von 1.2 bzw. 0.8 cm für die horizontale bzw. vertikale Richtung erreicht. Die Ortsauflösung des Testmoduls liegt damit deutlich unterhalb der Anforderungen des Experimentes E5.
Bis zum Einsatz des inzwischen in der zweiten Ausbaustufe fertiggestellten Detektors ist eine absolute Eichung der Photomultiplier sowie die Inbetriebnahme des Überwachungssystems der Röhrenverstärkungen vorzunehmen.
Nach einer Modifikation der Monte-Carlo-Simulation kann diese bei Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Verlauf der Pulshöhenfunktion benutzt werden, um zum einen systematische Abweichungen der Ortsrekonstruktion und ihre Energieabhängigkeit, zum anderen die Auflösung von Doppeltreffern durch den Detektor zu studieren.

Anhang A

Verwendete Komponenten

A.1 Szintillatoren

	NE-102A	BC-404
Dichte [g/cm^3]	1.032	1.032
Brechungsindex	1.581	1.581
Lichtausbeute [% Anthracen]	65	68
Abklingzeit [ns]	2.4	1.8
Wellenlänge maximaler Emission [nm]	423	408
H/C-Verhältnis	1.104	1.100

nach Katalogen der Hersteller

A.2 Photomultiplier

	Thorn Emi 9954B
Photokathode	Bialkali
⌀ [mm]	46
Dynodenzahl	12
Fokussierung	linear
max. Quanteneffizienz [%]	26
Laufzeit Kathode → Anode [ns]	41
Time-Jitter (FWHM) [ns]	≤ 2.8

vgl. [EMI86]

Literaturverzeichnis

[ALB87] **M.Albrow**, CERN Courier, January/Februry **1987**

[ANT91] **G.Anton et al.**, *Amadeus - a new type of large area scintillation detector with position-, energy- and time-of-flight determination*, Nucl. Instr. & Meth. A310 (**1991**) 631

[BEU89] **W.Beulertz**, *Entwicklung eines großflächigen Szintillationsdetektors mit guter Ortsauflösung*, Diplomarbeit, BONN-IR-89-46 (**1989**)

[BIC90] **W.Bickel et al.**, *Studies on a Cluster Target*, Nucl. Instr. & Meth. A295 (**1990**) 44

[BIR51] **J.B.Birks**, Proc. Phys. Soc. A64 (**1951**) 874

[BOR65] **M.Born**, *Optik*, Springer, Berlin **1965**

[BRU87] **R.Brun et al.**, *GEANT 3.13 - a tracking and drawing program package*, Data Handling Division, CERN, Genf **1990**

[CHI86] **Chi Peng Cheng, Hong Wei Zheng**, *Parameters of Various Types of Light Guides for Large Area Scintillation Counters*, Nucl. Instr. & Meth. A252 (**1986**) 67

[CLO88] **F.Close**, Rep. Prog. Phys. 51 (**1988**) 833

[DEG85] **P.V.Degtyarenko et al.**, *Response of a Plastic Scintillator to Light Ions with Energies up to Hundreds of MeV*, Nucl. Instr. & Meth. A239 (**1985**) 527

[EMI86] **Thorn Emi Electron Tubes Ltd.**, *Photomultipliers*, Ruislip, Middlesex, England (**1986**)

[EMP89] **A.Empl**, *Untersuchung eines Szintillationsdetektors besonderer Form*, Diplomarbeit, Jül-Spez-510, Jülich **1989**

[GRZ93] **D.Grzonka et al.**, *The Internal Cluster Target for COSY*, in **W.Oelert, D.Grzonka**, *To the COSY-Jülich Experiment E-5 (COSY-11)*, KFA-IKP(I)-**1993**-1

[GUG92] **B.Gugulski et al.**, *Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY*, KFA-IKP(I)-**1992**-3

[HEY91] **J.Hey**, *Simulation, Test und Konstruktion des Szintillationsdetektors AMADEUS 2*, Diplomarbeit, BONN-IR-91-68 (**1991**)

[JAM92] **F.James, M.Roos**, *MINUIT — Function Minimization and Error Analysis*, Reference Manual Version 92.1 (**1992**)

[KOH92] **M.Köhler et al.**, *Systementwicklung Si-Pad-Detektoren für COSY-Experiment Nr. 11 zum Nachweis von K^- und π^-*, Interner Bericht, KFA-ZEL-IB-501592 **1992**

[LEO92] **W.R.Leo**, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin **1992**

[MAN85] **A.Manarin, G.Vismara**, *The Delay Wire Chamber (DWC) Description*, LEP / BI-TA / Note 85-3 (**1985**)

[MOS93] **P.Moskal**, Diplomarbeit, Krakau **1993**

[OEL88] **W.Oelert et al.**, *COSY Proposal No. 11* , IKP KFA Jülich, **1988**

[OEL93] **W.Oelert, D.Grzonka**, *To the COSY-Jülich Experiment E-5 (COSY-11)*, KFA-IKP(I)-**1993**-1

[PAU71] **J.M.Paul**, *The Density Effect and Rate of Energy Loss in Common Plastic Scintillators*, Nucl. Instr. & Meth. 96 (**1971**) 51

[PAU85] **T.J.Paulus**, *Timing Electronics and fast Timing Methods with Scintillation Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 (**1985**) 1242

[PHR92] **Physical Review D**, *Particles and Fields*, Vol. 45, Am. Phys. Soc. (**1992**)

[ROO92] **M.Rook**, private Mitteilungen, Jülich **1992**

[SEF89] **T.Sefzick et al.**, *A System for Simulation of Scintillator Light Signals*, Nucl. Instr. & Meth. A288 (**1990**) 571

[SEF90] **T.Sefzick**, *Der schnelle Triggerszintillator für das JETSET-Experiment (PS 202 / LEAR)*, Diplomarbeit, Jül-Spez-480, Jülich **1990**

[SIM88] **D.J.Simon**, editor, *Secondary Beams for Tests in the PS East Experimental Area*, PS / PA / EP / Note 88-26 (**1988**)

[STU91] **B.Stugu**, *Possibility of a Time of Flight Measurement in the COSY-11 Experiment*, in **A.Magiera, W.Oelert, F.Grosse**, editors, *Proceedings of the Workshop on Meson Production, Interaction and Decay, Cracow, Poland 1991*, World Scientific **1991**

[SUG86] **T.Sugitate et al.**, *100 cm long Time-of-Flight Scintillation Counters with rms Resolution of 50 psec*, Nucl. Instr. & Meth. A249 **(1986)** 354

[THI93] **I.Thimmel**, *Untersuchung der Lichtausbeute von Plastikszintillatoren*, Diplomarbeit, Jül-Spez-2804, Jülich **1993**

An dieser Stelle möchte ich mich bedanken bei

Herrn Prof. Dr. R.Santo für eine interessante Aufgabenstellung und besonders für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Kernphysik I der KFA Jülich zu verwirklichen.

Herrn Dr. habil. Walter Oelert für ein ausgezeichnetes Arbeitsklima, sein stets motivierendes Interesse am Fortgang dieser Arbeit und nebenbei für die Übernahme des Korreferates.

Herrn Prof. Dr. K.Kilian für die herzliche Aufnahme am IKP in Jülich und für wertvolle Anregungen und Ausblicke besonders auch außerhalb des durch mein Thema gesetzten Rahmens.

Herrn Dr. Dieter Grzonka für sein großes Engagement bei einer nicht besser vorstellbaren Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Dr. Thomas Sefzick für unzählige Tips und Hilfen im täglichen Leben zwischen Großrechnern, Photomultipliern und Szintillatoren.

den Mitgliedern der Mittelenergiephysik-Gruppe am IKP in Jülich (in alphabetischer Reihenfolge), die das Ihre dazu beitrugen, daß ich mich während meiner "Diplom-Zeit" wohlfühlte: Ralf Bröders, Martin Dahmen, Dr. Guido Decker, Kevin Dickinson, Volkmar Jaeckle, Andreas Kurtenbach, Dr. Christoph Lippert, Pawel Moskal, Christoph Nake, Volker Renken, Dr. Eduard Roderburg, Michael Rook, Joachim Ruoff, Kirsten Sachs, H. Rüdiger H.v. Stratmann, Johannes Thimmel, Susan Walsh, Dr. Michał Ziółkowski.

dem Physikalischen Institut der Universität Bonn, speziell Herrn Joachim Hey, für die Überlassung des Monte-Carlo-Simulationsprogramms.

Herrn Dr. Klaus Röhrich und Olaf Steinkamp für die Unterstützung während der Testmessung am CERN.

dem Konstruktionsbüro und der mechanischen Werkstatt für eine schnelle und sorgfältige Arbeit im Zusammenhang mit der Realisierung des Testmoduls.

meiner Freundin Anja Willenborg, die mein gesamtes Studium mit unendlicher Geduld begleitet hat.

allen, die hier zu kurz gekommen sind.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2852
Dezember 1993
ISSN 0944-2952